

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

79

WARSZAWA - POZNAŃ 1980
P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA — EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ROMUALD PUZYREWSKI
KAZIMIERZ STELLER (PRZEWODNICZĄCY — CHAIRMAN) · ROBERT SZEWAŁSKI
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN

ul. Gen. Józefa Fiszersa 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright

by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1980

Printed in Poland

ISBN 83-01-02691-X

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Wydanie I. Nakład 370+90 egz. Ark. wyd. 11. Ark. druk. 8,25. Papier sat. kl. V, 70 g,
70×100. Oddano do składania 2 I 1980 r. Podpisano do druku w listopadzie 1980 r. Druk
ukończono w listopadzie 1980 r. Zam. nr 343/20, T-6/506.

Cena zł 40.—

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

JANUSZ JUNG

Gdańsk

Niestacjonarne siły aerodynamiczne przy samowzbudnych drganiach wirników turbin ciepłych*

W pracy podsumowano obecny stan wiedzy na temat mechanizmu powstawania niestacjonarnych sił aerodynamicznych wywieranych na drgający wirnik turbinowy. Scharakteryzowano prace teoretyczne określające wpływ rozmaitych parametrów konstrukcyjnych, termodynamicznych i przepływowych na wielkość tych sił. Dla porównania ilościowego różnych teorii, przytoczono wyniki obliczeń wykonanych dla wybranego stopnia turbiny parowej. Opisano rezultaty badań eksperymentalnych oraz wyodrębniono wnioski na temat dalszych prac w omawianej dziedzinie.

Oznaczenia

a) dotyczące sił wieńcowych:

c_0, c_1 — prędkości bezwzględne czynnika odpowiednio na wlocie i wylocie wieńca łopatek kierowniczych,	l_k, l_w — długość łopatek odpowiednio kierowniczej i wirnikowej,
d_w — średnica wału w uszczelnieniu tarczy kierowniczej (ew. łopatek kierowniczych w zależności od typu turbiny),	p_0, p_1, p_2 — ciśnienie statyczne czynnika odpowiednio przed stopniem, między kierownicą i wirnikiem oraz za stopniem,
D_p — średnica podziałowa stopnia,	Q_u — lokalna siła obwodowa,
D_z — średnica zewnętrzna bandaża (ew. łopatek wirnikowych bez bandaża),	Q_{uc}, Q_{ucs} — całkowita siła obwodowa w stopniu, odpowiednio, przy rzeczywistej lub izentropowej ekspansji czynnika,
e — promieniowe przemieszczenie osi wału względem osi korpusu w obrębie określonego stopnia turbiny,	Q_W, Q_{WR}, Q_{WS} — siła wieńcowa oraz jej składowe: promieniowa i styczna,
h_s, h_{ks}, h_{ws} — izentropowe spadki entalpii odpowiednio w całym stopniu, kierownicy i wirniku,	S_a, S_r — luz osiowy i promieniowy w uszczelnieniu wierzchołków łopatek wirnikowych,
$K_1 \div K_{14}$ — współczynniki pomocnicze wyrażone w różnych jednostkach (niekiedy bezwymiarowe),	S_k — luz promieniowy w uszczelnieniu tarczy kierowniczej (ew. łopatek kierowniczych),
m — masowe natężenie przepływu czynnika przez stopień,	t — czas,
	v_0, v_1 — objętość właściwa czynnika na

* Jest to referat przeglądowy opracowany w Instytucie Okrętowym Politechniki Gdańskiej, w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 27, temat 7.7.

- wlocie i wylocie wieńca łopatek wirnikowych,
- w_1, w_2 — prędkość względna czynnika odpowiednio na wlocie i wylocie wieńca łopatek wirnikowych,
- Z_k, Z_w — liczba ostrzy w uszczelnieniu labiryntowym odpowiednio tarczy kierowniczej (ew. łopatek kierowniczych) oraz łopatek wirnikowych,
- $\alpha_1, \beta_1, \beta_2$ — kąty określające kierunek prędkości czynnika odpowiednio c_1, w_1, w_2 względem kierunku prędkości obwodowej,
- Δc_u — zmiana składowej obwodowej bezwzględnej prędkości czynnika,
- η_u — sprawność obwodowa stopnia turbiny,
- θ — kąt ugięcia osi wału względem osi korpusu w obrębie danego stopnia turbiny,
- μ_a, μ_r, μ_k — współczynniki kontrakcji odpowiednio przez szczelinę osiową i promieniową w uszczelnieniu wierzchołków łopatek wirnikowych oraz przez uszczelnienie tarczy kierowniczej,
- ρ — stopień reakcyjności na średnicy podziałowej,
- φ — współrzędna kątowa określająca położenie punktu na obwodzie wirnika,
- Ω — prędkość kątowa precesji osi wału,
- ω — prędkość kątowa wału,
- b) dotyczące sił ciśnieniowych:
- b — szerokość komory uszczelnienia,
- c_u — prędkość obwodowa czynnika w komorze uszczelnienia,
- c_{wlu} — prędkość obwodowa czynnika na wlocie do uszczelnienia,
- d — średnica wirnika w komorze uszczelnienia,
- h — wysokość komory uszczelnienia,
- $K_{15} \div K_{21}$ — współczynniki pomocnicze wyrażone w różnych jednostkach (niekiedy bezwymiarowe),
- l — całkowita długość uszczelnienia,
- p_{w1}, p_{wy1} — ciśnienie statyczne czynnika na wlocie i wylocie uszczelnienia
- Q_P, Q_{PR}, Q_{PS} — siła ciśnieniowa i jej składowe: promieniowa i styczna,
- R — stała gazowa,
- S_r — luz promieniowy,
- T_{w1} — temperatura czynnika na wlocie uszczelnienia,
- v_{w1} — objętość właściwa czynnika na wlocie uszczelnienia,
- z — współrzędna mierzona wzdłuż osi wirnika od początku uszczelnienia,
- κ — wykładnik izentropy,
- ν — lepkość kinematyczna czynnika.

Pozostałe symbole nie różnią się od oznaczeń dotyczących sił wieńcowych. Dodatkowy indeks u dołu symbolu oznacza numer ostrza uszczelnienia. Występowanie w tym miejscu zera oznacza, że wielkość dotyczy przypadku pokrywających się osi wału i korpusu.

1. Wprowadzenie

Jednym z zasadniczych źródeł drgań samowzbudnych wirników turbinowych są niestacjonarne siły aerodynamiczne powstające w wyniku przepływu czynnika roboczego przez szczeliny pomiędzy korpusem a wirnikiem, przy ich niewspółosiowym położeniu. Drgania takie były wielokrotnie przyczyną poważnych kłopotów w osiągnięciu nominalnej mocy turbiny, zmuszając niekiedy do kosztownych przeróbek gotowych już maszyn [6]. Dążenie do uniknięcia takich kłopotów przez odpowiednie zaprojektowanie turbiny

wymaga dobrej znajomości mechanizmu powstawania tych sił oraz wpływu poszczególnych parametrów konstrukcyjnych, termodynamicznych i przepływowych na ich wielkość. Obecnie jednak, pomimo wielu prac teoretycznych i eksperymentalnych, zagadnienia te nie są jeszcze całkowicie wyjaśnione. W wielu przypadkach istotne różnice występują nie tylko co do oceny ilościowego, lecz nawet i jakościowego wpływu rozmaitych parametrów na wielkość powstających sił aerodynamicznych. W tej sytuacji wydaje się, że dla dobrego zaplanowania dalszych badań konieczne jest podsumowanie i konfrontacja wyników uzyskanych za pomocą różnych metod teoretycznych i badań eksperymentalnych. Jest to cel, który przyświeca niniejszej pracy.

Ze względu na odmienny mechanizm powstawania wyróżnia się obecnie dwa rodzaje sił aerodynamicznych:

a) siły wypadkowe z nierównomiernego rozkładu sił obwodowych w wieńcu łopatek wirnikowych — są to tzw. siły wieńcowe lub siły Thomasa*;

b) siły wypadkowe z nierównomiernego obwodowego rozkładu ciśnienia statycznego w szczelinach między wirnikiem a korpusem turbiny — nazwiemy je w skrócie siłami ciśnieniowymi.

Oba rodzaje tych sił są z powodu swego odmiennego charakteru omówione poniżej osobno. Przytoczone niekiedy wzory obliczeniowe nie zachowały swojej oryginalnej postaci, lecz dopasowane zostały do układu jednostek SI oraz jednolitego systemu oznaczeń zastosowanych w niniejszej pracy.

2. Siły wieńcowe

Mechanizm ich powstawania można wyjaśnić na podstawie rys. 1. Wychylenie wirnika z jego położenia centralnego w korpusie powoduje obwodowe zmiany luzów w uszczelnieniu tarczy kierowniczej (ew. łopatek kierowniczych w turbinie reakcyjnej) oraz łopatek wirnikowych. Lokalny luz promieniowy można w przybliżeniu określić jako:

$$S_r = S_{r0} - e \cos \varphi, \quad (1)$$

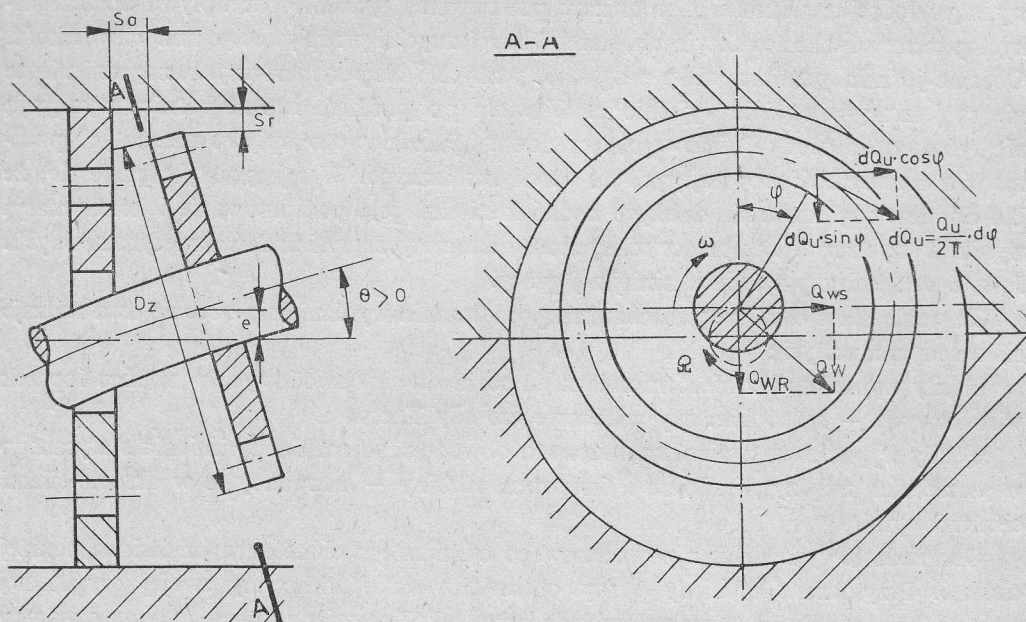
zaś luz osiowy (u wierzchołków łopatek wirnikowych):

$$S_a = S_{a0} - \frac{D_z}{2} \theta \cos \varphi. \quad (2)$$

Wraz z luzami zmieniają się lokalne przecieki czynnika, a to powoduje zmiany natężenia przepływu i prędkości w poszczególnych kanałach międzyłopatkowych. W rezultacie zmienia się wartość lokalnych sił obwodowych wywieranych na poszczególne łopatki wirnikowe, przy czym największe siły powstają w strefie najmniejszych luzów. Wypadkową z tych sił, przyłożoną do osi wirnika jest siła wieńcowa Q_w . Jej składowe — styczną Q_{ws} i promieniową Q_{wr} — można przy dużej liczbie łopatek wirnikowych obliczyć ze wzorów:

$$Q_{ws} = \int_0^{2\pi} \frac{Q_u}{2\pi} \cos \varphi d\varphi, \quad Q_{wr} = \int_0^{2\pi} \frac{Q_u}{2\pi} \sin \varphi d\varphi. \quad (3)$$

* Autor posługuje się nazewnictwem stosowanym w literaturze radzieckiej np. [4,9] (przyp. Red.)



Rys. 1. Powstawanie siły wieńcowej

Wartość siły wieńcowej zależy więc od rozkładu lokalnych sił obwodowych Q_u wzdłuż wieńca łopatek wirnikowych. W zależności od sposobu wyznaczenia tego rozkładu, można wyróżnić trzy grupy prac teoretycznych, które kolejno zostaną omówione.

A. W pierwszej grupie prac [17, 3, 5] uzależnia się rozkład lokalnych sił obwodowych tylko od zmian natężenia miejscowych przecieków wpływających na lokalne natężenie przepływu przez łopatki; jest to równoznaczne z założeniem $\Delta c_u(\varphi) = \text{idem}$. Siłę wieńcową oblicza się więc wychodząc z określenia zależności natężenia lokalnych przecieków czynnika od typu uszczelnienia, rodzaju i wielkości luzów oraz wychylenia wału. Rozpatrywany jest tylko stopień akcyjny, przy czym w [5] pominięto przecieki przez uszczelnienie tarczy kierowniczej. Typem uszczelnienia łopatek wirnikowych rozważanym w [3 i 5] jest bandaż o z_w ostrzach promieniowych i jednakowych luzach nominalnych S_{r0} , natomiast praca [17] dotyczy w zasadzie dowolnego rodzaju uszczelnienia. We wszystkich pracach zakłada się stałe na obwodzie wirnika ciśnienia przed i za uszczelnieniem, jak również współczynniki kontrakcji. Przyjmuje się też, że przeciekający czynnik nie posiada prędkości obwodowej, a więc stała jest współrzędna φ wzdłuż trajektorii poszczególnych strug. Jeśli wychylenie kątowe wału $\theta = 0$, to wówczas stałe są wielkości szczelin promieniowych, przez które przepływa określona struga. W rzeczywistości, wskutek silnego obwodowego krętu czynnika, szczeliny te zmieniają się, co ma swój wpływ na lokalne natężenie przecieków. Zmiana luzów osiowych wskutek wychylenia kątowego wału θ jest uwzględniona tylko w [3], natomiast we wszystkich pracach zaniedbano niestacjonarność luzów i przecieków wywołane drganiami wału. W [17] pominięto również ściśliwość czynnika.

Nie wszystkie te uproszczenia wymienione są w cytowanych pracach, niektóre z nich wynikają tylko pośrednio z toku obliczeń.

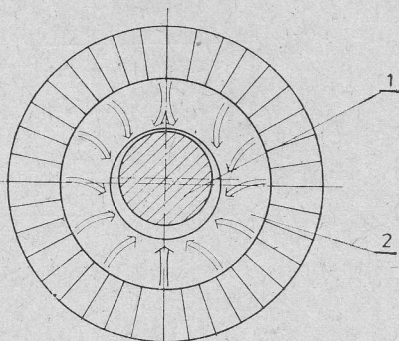
Rezultatem obliczeń we wszystkich pracach (również w pozostałych grupach) jest to, że $Q_w = Q_{ws}$ i $Q_{wr} = 0$, tzn. siła wieńcowa skierowana jest prostopadle do chwilowego wychylenia wału i podtrzymuje jego prostą precesję. Ostatecznie otrzymano w [17] wzór końcowy w postaci:

$$Q_w = \frac{Q_{uc}}{2} \frac{e}{l_w} \left[K_1 \left(\frac{d_w}{D_p} \right)^2 \frac{\sqrt{2h_s}}{c_0 \sqrt{Z_k}} + K_2 \frac{D_z}{D_p} \right]. \quad (4)$$

Współczynniki $K_1 = 1,6 \div 2,0$ i $K_2 = 0,5 \div 1,0$ uwzględniają różne konstrukcje stopnia akcyjnego; brak jest jednak w [17] informacji na ten temat poza sugestią, że dla łopatek obandażowanych należy przyjmować niższe wartości K_2 . Czynniki d_w/D_p uwzględnia dodatkowo tzw. przepływy wyrównawcze (rys. 2), które istniejąc w szczelinie osiowej między tarczą kierowniczą i wirnikiem osłabiają nierównomierność przecieków przez dławnicę międzystopniową i ich wpływ na rozkład lokalnych sił Q_u .

Rys. 2. Przepływy wyrównawcze w szczelinie osiowej przed tarczą kierowniczą przy wirniku wychylonym z położenia centralnego w korpusie turbiny (wg [17])

1 – wirnik, 2 – tarcza kierownicza



W [3] po linearyzacji równań wiążących przecieki z wychyleniami e i θ wału otrzymano wzór:

$$Q_w = K_3 K_4 e + K_5 e + K_6 \theta, \quad (5)$$

w którym człon pierwszy uwzględnia oddziaływanie luzów w dławnicy międzystopniowej, a dwa pozostałe obrazują wpływ uszczelnienia bandaża. Współczynnik $K_3 \leq 1$ ma uwzględniać wpływ przecieków wyrównawczych; ze względu na brak danych doświadczalnych poleca się w [3] przyjmować $K_3 = 1$. Pozostałe współczynniki są funkcjami wielkości konstrukcyjnych (d_w , D_z , S_{a0} , S_{k0} , S_{r0} , Z_k , Z_w) i termodynamiczno-przepływowych (p_0 , p_1 , p_2 , v_0 , v_1 , Δc_u , μ_{k0} , μ_{a0} , μ_{r0}), uwzględniając w ten sposób wpływ wielu parametrów pominiętych w [17]. Z otrzymanych w [3] wzorów wynikają wnioski:

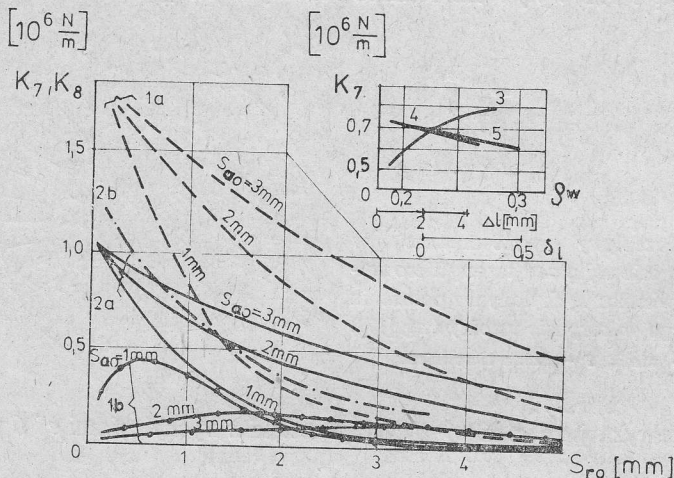
a) część siły wieńcowej związana z kątem ugięcia wału θ może – zależnie od jego znaku – sprzyjać współbieżnej lub przeciwbieżnej precesji wału, natomiast pozostała część siły zawsze podtrzymuje precesję współbieżną;

b) siła wieńcowa zależy od stosunku nominalnych luzów S_{r0}/S_{a0} , a nie od ich wielkości absolutnych. Wzrost tego stosunku wywołuje zmniejszenie siły Q_w , przy wartościach e i θ , które występują w rzeczywistych turbinach.

Praca [5] jest jedyną, w której uwzględniono nieliniowy wpływ wychylenia wału, otrzymując końcowy wzór w postaci:

$$Q_w = K_7 \frac{e}{S_{r0}} - K_8 \left(\frac{e}{S_{r0}} \right)^2, \quad (6)$$

gdzie K_7, K_8 zależą od: $D_p, l_k, S_{a0}, S_{r0}, Z_w, \omega, h_s, \dot{m}, \alpha_1, \eta_u, \mu_{a0}, \mu_{r0}, \rho$. Ilustracją obliczeń współczynników K_7, K_8 wykonanych w [5] jest rys. 3. Widać, że nieliniowy wpływ wychylenia wału jest tym większy, im mniejszy jest luz S_{a0} , a większe — luz S_{r0} i względne wychylenie wału e/S_{r0} . Podobnie jak w [3] siła wieńcowa maleje przy wzroście S_{r0} i zmniejszaniu S_{a0} . Obniżeniu siły wieńcowej sprzyja też zmniejszenie stopnia reakcyjności u wierzchołków łopatek wirnikowych ρ_w (krzywa 3), wzrost górnego przykrycia Δl (krzywa 4) i montażowej mimośrodowości luzów δ_l (krzywa 5). Nie wiadomo jednak, w jaki sposób otrzymano krzywe 4 i 5, skoro wielkości te nie występują w użytych wzorach.



Rys. 3. Zależność współczynników siły wieńcowej od parametrów stopnia (dla stopnia regulacyjnego i drugiego części WP turbiny K-500-240) (wg [5])

- $1a - K_{7st.reg} = K_7(S_{a0}, S_{r0}, Z_w=4), \quad 2a - K_{7st.2} = K_7(S_{a0}, S_{r0}, Z_w=4),$
 $1b - K_{8st.reg} = K_8(S_{a0}, S_{r0}, Z_w=4), \quad 2b - K_{7st.2} = K_7(S_{a0}, S_{r0}, Z_w=2),$
 $3, 4, 5 - K_{7st.2} = K_7(S_{a0}=2 \text{ mm}, S_{r0}=1 \text{ mm}, Z_w=4),$
 $3 - K_{7st.2} = K_7(\rho_w), 4 - K_{7st.2} = K_7(\Delta l), 5 - K_{7st.2} = K_7(\delta_l)$

B. Należą tu prace [1, 13, 18, 19, 22], w których rozkład sił obwodowych wiąże się ze zmianami luzów za pomocą rozmaicie określanych współczynników strat nieszczelności wewnętrznych lub bezpośrednio sprawności obwodowej ([1]), nie obliczając przy tym lokalnych przecieków czynnika. We wszystkich tych pracach pomija się wpływ luzu osiowego i kąтового wychylenia wału oraz niestacjonarność luzów promieniowych. W [1] założono, że zmiana lokalnej sprawności obwodowej jest proporcjonalna do zmiany luzu promieniowego odniesionej do długości łopatek wirnikowych. Otrzymany wzór końcowy

można przekształcić do postaci najbardziej zbliżonej do wyników innych prac:

$$Q_w = \frac{Q_{uc}}{2} \frac{e}{l_w} K_9, \quad (7)$$

gdzie w $K_9 = 1,0 \div 1,5$ ukryty jest wypadkowy wpływ rozmaitych parametrów; w [1] nie ma jednak żadnych informacji na ten temat.

Liniowy wpływ luzu na straty nieszczelności wewnętrznych założono w [13] otrzymując wzór, który można doprowadzić do postaci:

$$Q_w = \frac{Q_{uc}}{2} \frac{e}{l_w} K_{10} \left(1 + \frac{l_w}{D_p}\right) \left(1 - K_{10} \frac{S_{r0}}{l_w}\right). \quad (8)$$

Dla stopnia reakcyjnego $K_{10} = 1,2/\sin \alpha_1$, a dla stopnia akcyjnego nie podano żadnych wartości.

Wzory podane w pracach [18, 19, 22] różnią się tylko formalnie. Wykorzystano tam podane w [20] wyniki badań straty szczelinowej w stopniach turbinowych o różnej konstrukcji, otrzymując:

a) dla stopni reakcyjnych z łopatkami bez bandaża:

$$Q_w = \frac{Q_{ucS}}{2} \frac{e}{l_w} \left[\frac{K_{11}}{\sin \alpha_1} \left(1 - \frac{l_k}{D_p}\right) \frac{l_w}{l_k} + \frac{K_{11}}{\sin \beta_2} \left(1 + \frac{l_w}{D_p}\right) \right], \quad (9a)$$

gdzie $K_{11} = K_{11}(\beta_1 + \beta_2)$;

b) dla stopni akcyjnych lub reakcyjnych z bandażem o jednakowych luzach promienio-
wych:

$$Q_w = \frac{Q_{ucS}}{2} \frac{e}{l_w} \left(\frac{K_{12}}{\sqrt{Z_k} \sin \alpha_1} \frac{d_w l_w}{D_p l_k} + \frac{K_{13}}{\sqrt{Z_w} \sin \beta_2} \frac{D_z}{D_p} \right), \quad (9b)$$

gdzie $K_{12} = K_{12}(2h_{ks}/c_1^2)$, $K_{13} = K_{13}(2h_{ws}/w_2^2)$.

Dla stopnia reakcyjnego $K_{12} = K_{13}$, a dla bandaży gładkich przyjmuje się $Z_k, Z_w = 1$.

Zaczerpnięte z [20] współczynniki $K_{11} \div K_{13}$ oraz wzory na straty szczelinowe dotyczą przepływu czysto osiowego — wspomniano o tym także w [15]. Nie uwzględniają one także zmian stopnia reakcyjności wraz ze średnicą, a stąd różnych spadków ciśnienia na uszczelnieniach łopatek wirnikowych i kierowniczych oraz na średnicy podziałowej reprezentatywnej dla zasadniczego przepływu. Poza tym wyprowadzone z nich wzory (9a) i (9b) pomijają obwodowe zmiany ciśnień przed i za uszczelnieniem wywołane wychyleniem wału.

C. Ostatnia grupa składa się praktycznie tylko z jednej pracy [11], w której jako zasadnicze źródło siły wiencowej uważa się obwodowe zmiany trójkątów prędkości (a więc $\Delta c_u(\varphi) = \text{var}$) wynikające z różnych prędkości czynnika w poszczególnych kanałach międzyłopatkowych. Jest to jedyna praca, w której uwzględniono niestacjonarność luzów, biorąc pod uwagę nie tylko wychylenia e i θ wału, lecz także i ich prędkości: de/dt i $d\theta/dt$. Rozpatrzono tylko stopień akcyjny ($\rho = 0$) o małym stosunku l_w/D_p , przy założeniu braku strat przy przepływie przez łopatki wirnikowe oraz pominięciu — podobnie jak w [5]

– wpływu uszczelnienia tarczy kierowniczej. W rezultacie otrzymano po 4 wzory na poziomą i pionową składową siły wieńcowej i momentu gnącego od tych składowych, uwzględniające wpływ przemieszczenia i prędkości osi wału. W następnej pracy [12] tego samego autora oceniono wpływ wszystkich obliczonych w [11] sił i momentów gnących na stabilność prostego jednomasowego modelu wirnika. Okazało się, że dominujące znaczenie posiada część siły wieńcowej proporcjonalna do wychylenia e wału:

$$Q_w = 0,75 K_{14} \frac{Q_{uc}}{l_w} e, \quad (10)$$

gdzie współczynnik korekcyjny K_{14} ma uwzględniać niedoskonałość modelu teoretycznego; z braku danych poleca się w [11] przyjmować $K_{14}=1$ bez popełnienia dużego błędu. Wszystkie pozostałe siły i momenty gnące mają wpływ przynajmniej o rząd wielkości mniejszy, a niekiedy ich oddziaływanie kompensuje się wskutek przeciwnych zwrotów.

O sile wieńcowej wspomina się też w pracy [21] poświęconej przede wszystkim siłom ciśnieniowym i omówionej w następnej części artykułu.

Porównując przytoczone wzory warto zwrócić uwagę na to, że z wyjątkiem [5] wszystkie prace podają liniową zależność siły wieńcowej od wychylenia wału e , a różnice polegają na obliczeniu współczynników.

Tabela 1

Źródło	$Q_w = Q_{ws}$ [N]	Uwagi
[1]	867	Przyjęto średnią wartość: $K_9 = 0,75$
[3]	470	
[5]	251	
[11]	650	Uwzględniono tylko wzór ujmujący wpływ liniowego wychylenia wału
[17]	600	Przyjęto średnią wartość $K_1 = 1,8$ oraz dla łopatek obandażowanych $K_2 = 0,6$
[18, 19, 22]	911	Przyjęto średnie wartości: $K_{12} = 0,71$, $K_{13} = 0,54$

Dla zilustrowania ilościowych różnic autor wykonał obliczenia siły wieńcowej dla drugiego stopnia części WP turbiny akcyjnej typu K-800-240 prod. ZSRR. Potrzebne do obliczeń dane zaczerpnięto z [16, str. 199 - 211], zakładając: $e = 0,5 \cdot 10^{-3}$ m, $\theta = 0,5 \cdot 10^{-4}$ rad. Wyniki obliczeń zebrane są w tabeli 1; ich rozrzut wynoszący 660 N jest porównywalny ze średnią arytmetyczną równą 625 N. Świadczy to wymownie o tym, że problem teoretycznego wyznaczania siły wieńcowej nie jest jeszcze ostatecznie rozwiązany.

3. Siły ciśnieniowe

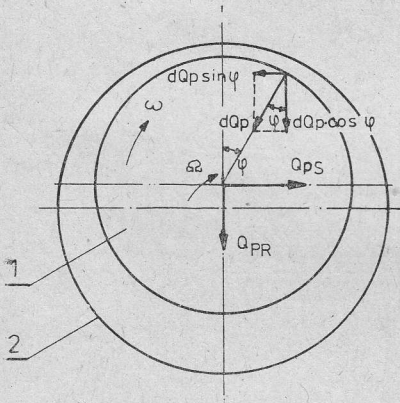
Powstają one w uszczelnieniach łopatek wirnikowych z bandażem oraz uszczelnieniach labiryntowych wału. Przy drganiach wirnika powstaje tam pole ciśnienia $p(z, \varphi)$ zmienne wzdłuż osi z i obwodu φ uszczelnienia. W rezultacie do osi wału przyłożona jest pewna siła wypadkowa – jest to właśnie siła ciśnieniowa Q_P (rys. 4). Jej składowe – styczną Q_{Ps}

i promieniową Q_{PR} – można obliczyć przez całkowanie po powierzchni uszczelnienia:

$$Q_{PS} = - \int_0^l \int_0^{2\pi} p(z, \varphi) \frac{d(z)}{2} \sin \varphi dz d\varphi, \quad Q_{PR} = \int_0^l \int_0^{2\pi} p(z, \varphi) \frac{d(z)}{2} \cos \varphi dz d\varphi. \quad (11)$$

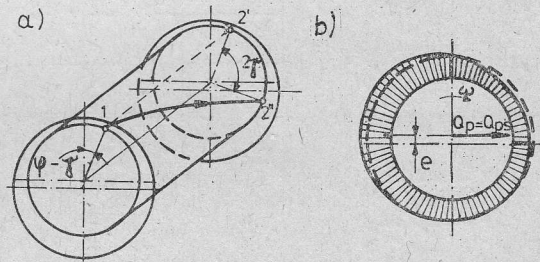
W zależności od sposobu określenia rozkładu ciśnienia w uszczelnieniu można wyróżnić dwie grupy prac teoretycznych.

A. Należą tu prace, w których rozpatruje się przecieki czynnika, analizując ruch jednej ([1, 10, 14]) lub wielu ([21]) rurek prądu i zaniehbując turbulencję rzeczywistego przepływu. Prace [1 i 14] dotyczą uszczelnienia labiryntowego o 2 ostrzach, przy czym w [14] rozpatruje się tylko przypadek jednakowych luzów nominalnych. W pracy [21] rozważa się przede wszystkim różne konstrukcje uszczelnień bandaża, a w [10] ponadto długie uszczelnienie labiryntowe o jednakowych luzach nominalnych. Prace [1 i 21] dotyczą obu składowych siły ciśnieniowej, praca [14] tylko siły Q_{PS} , a [10] – siły Q_{PR} . We wszystkich teoriach pominięto niestacjonarność luzów i przecieków, wpływ wirowania wału (efekt łożyska gazowego) oraz przyjęto stałe na obwodzie ciśnienia przed i za uszczelnieniem oraz współczynniki kontrakcji. Wychylenie kątowe wału θ uwzględniono tylko w [10], wyłącznie dla przypadku długiego uszczelnienia labiryntowego. W [14] i [21] nie pomija się obwodowego zawirowania czynnika, którego istotny wpływ na rozkład



Rys. 4. Powstawanie siły ciśnieniowej

1 – wirnik, 2 – wytoczenie w korpusie



Rys. 5. Schemat przepływu zawirowanego strumienia (a) i rozkład ciśnienia statycznego (b) na obwodzie w komorze uszczelnienia przy wirniku wychylonym z położenia centralnego w korpusie („efekt spiralny”) (wg [14])

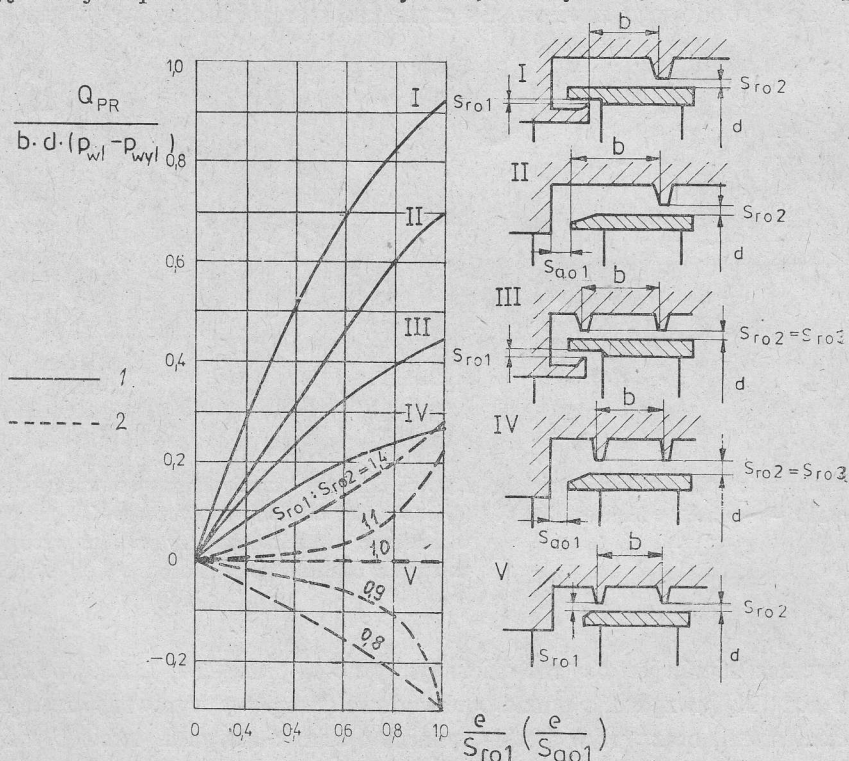
ciśnienia w uszczelnieniu jest obecnie dzięki tym pracom oraz [2, 4, 7, 8, 9] powszechnie uznany. Praca [21] uwzględnia ponadto obwodowe przepływy wyrównawcze wywołane różnymi ciśnieniami, oraz wpływ tarcia czynnika o ścianki korpusu (tarcie o wał pominięto). Tylko w [1] nie pominięto ściśliwości czynnika oraz rozpatrzono nadkrytyczny (w pozostałych pracach podkrytyczny) przepływ przez szczeliny. Z przeglądu tego widać, że najmniejsze uproszczenia przyjęto w [21].

Z otrzymanego w [1] (pierwsza praca o siłach ciśnieniowych) wzoru na rozkład ciśnienia w uszczelnieniu wynika, że jeśli luz wlotowy S_{r01} jest większy od luzu wylotowego S_{r02} , to składowa Q_{PS} wzmacnia prostą precesję wału, a składowa Q_{PR} działa dośrodkowo usztywniając wał. Dla przypadku $S_{r01} < S_{r02}$ zwroty są przeciwne, a przy $S_{r01} = S_{r02}$ siły zanikają. Wnioski te wynikają przede wszystkim z pominięcia obwodowego krętu czynnika, co podkreślono również w [21].

Kręt ten uwzględniono w [14] przyjmując stały dla wszystkich strug kąt skrzywienia 2γ (rys. 5), który potraktowano jako wartość znaną. W rezultacie otrzymano zależności:

$$\begin{cases} Q_{PS} = -\frac{bd(p_{wl} - p_{wyl})}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \varphi d\varphi}{1 + \left[\frac{1 - (e|S_{r0}) \cos(\varphi + \gamma)}{1 - (e|S_{r0}) \cos(\varphi - \gamma)} \right]^2}, \\ Q_{PR} = 0. \end{cases} \quad (12)$$

Całkę tę obliczono numerycznie i przedstawiono w [14] w postaci wykresu, z którego widać, że siła Q_{PS} rośnie ze skrzywieniem strugi 2γ i względnym wychyleniem wału e/S_{r0} , przy czym ich wpływ jest nieliniowy. Dla czysto osiowego przepływu ($\gamma = 0$) otrzymano, że $Q_{PS} = 0$. Tak więc jedynym powodem występowania siły Q_{PS} podtrzymującej prostą precesję wału jest spiralne zawirowanie czynnika, co nazywa się w [14] efektem spiralnym.

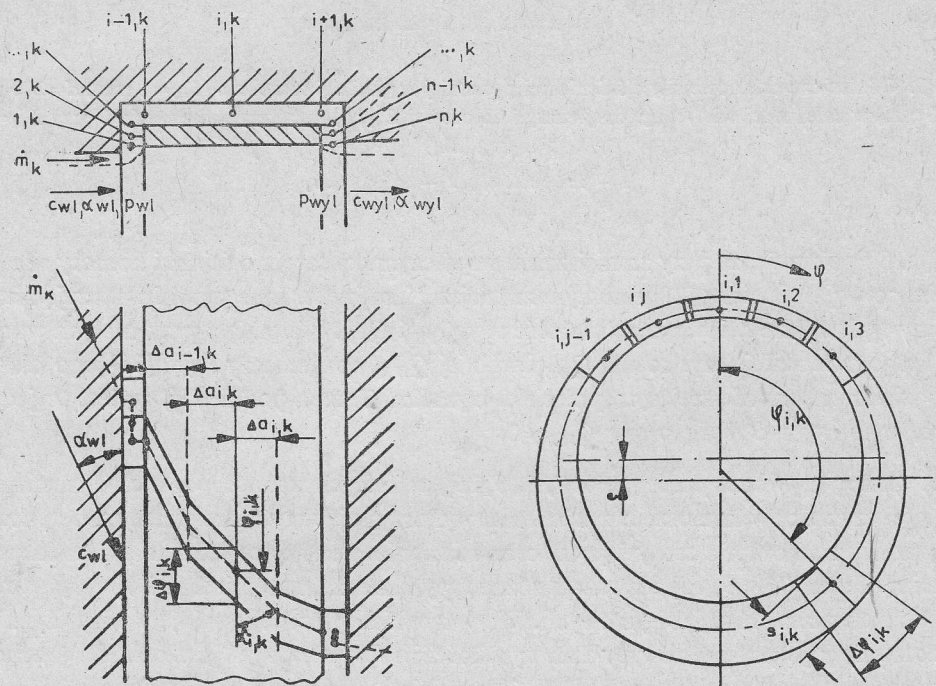


Rys. 6. Zależność odniesionej siły Q_{PR} od względnego wychylenia wału dla różnych wersji uszczelnienia bandaża (wg [10])

1 — dla równych luzów nominalnych, 2 — dla wersji V w zależności od stosunków luzów nominalnych S_{r01}/S_{r02}

W [10] rozpatrując uszczelnienie labiryntowe o wielu ostrzach z jednakowymi luzami otrzymano, że siła Q_{PR} powstaje tylko przy kątowym wychyleniu wału θ . Zbadano tam też wpływ 5 różnych konstrukcji bandaża na zwrot i wartość tej siły. Wyniki pokazane są na rys. 6, z którego widać, że nawet przy $\theta=0$ we wszystkich bandażach istnieje siła $Q_{PR} \neq 0$; jedynym wyjątkiem jest typ V, jeśli $S_{r01} = S_{r02}$. Rezultaty te mają jednak tylko orientacyjny charakter, ze względu na mocno uproszczony model przepływu.

Pełniejszy opis tych zjawisk zawiera praca [21], w której przepływ przez gładką szczelinę lub uszczelnienie labiryntowe o 2 ostrzach podzielony jest na dowolną ilość k rurek prądu przeciętych przez n powierzchni kontrolnych (rys. 7). Zachowanie się każdej strugi pomiędzy kolejnymi punktami kontrolnymi opisane jest równaniami ciągłości, zachowania pędu i energii oraz stanu gazu doskonałego. Otrzymany układ równań rozwiązuje się metodami iteracyjnymi, otrzymując trajektorie i natężenie przepływu poszczególnych strug oraz ciśnienia w punktach kontrolnych. Pozwala to określić siłę ciśnieniową i wieńcową.

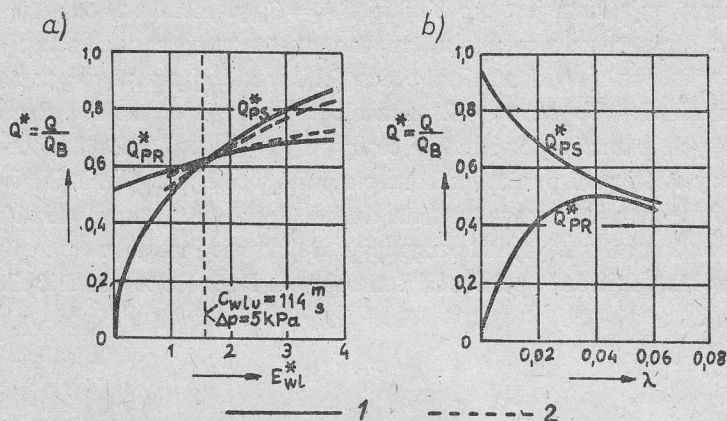


Rys. 7. Położenie punktów kontrolnych i określenie trajektorii strugi w uszczelnieniu bandaża (wg [21])

Niektóre wyniki przykładowych obliczeń pokazane są na rys. 8, na którym siły odniesione są do umownej wartości

$$Q_B = \frac{\pi}{4} (p_{wl} - p_{wyl}) b \frac{d}{2} \frac{e}{S_0} \quad (13)$$

uważanej w [21] za maksymalną możliwą siłę ciśnieniową. Zmienną niezależną na rys. 8a jest tzw. względna energia dolotowa E_{wl}^* powiązana z obwodową prędkością czynnika na wlocie. Na rys. 8a widoczny jest silny wpływ tej prędkości na siłę Q_{PS} i słabszy na siłę Q_{PR} .



Rys. 8. Odniesione składowe siły ciśnieniowej powstałej w gładkiej szczelinie ($S_{r0} = 1$ mm, $d = 200$ mm, $b = 18$ mm) w zależności od a) względnej energii dolotowej E_{wl}^* , b) współczynnika tarcia λ przy $E_{wl}^* = 1,6$ (wg [21])

1 — zmienność c_{wlu} , 2 — zmienność Δp

zaś rys. 8b pokazuje, że przy zmniejszaniu współczynnika tarcia o ścianki komory siła Q_{PS} rośnie, co wyjaśnia się w [21] słabszym zmniejszeniem krętu. Inne wyniki wskazują na pomijalny wpływ luzu osiowego na wartość siły Q_{PS} i Q_{PR} . Natomiast przy małych wartościach tego luzu maleje szybko siła Q_{WS} i wolniej Q_{WR} , co tłumaczy się w [21] jego dławiącym działaniem, zmniejszającym przecieki czynnika. Trzeba podkreślić, że jest to jedyna praca, w której mówi się o sile $Q_{WR} \neq 0$.

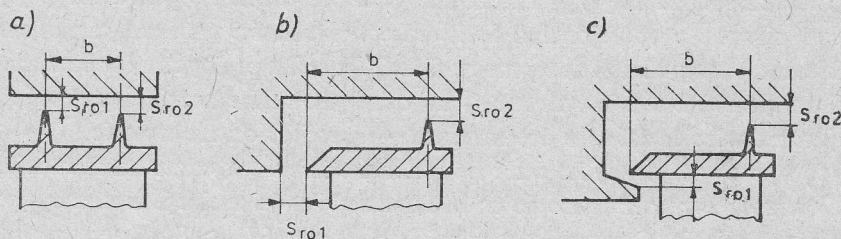
B. Grupę tę tworzą prace [2, 4, 7, 8, 9, 15], w których rozważa się ruch elementarnej objętości czynnika w komorze uszczelnienia, wykorzystując równanie stanu gazu doskonałego, prawa zachowania masy i pędu oraz równanie określające lokalne przecieki przez szczelinę. Prace [7, 8, 9, 15] rozważają różne typy bandaży, natomiast [2 i 4] dotyczą również długich uszczelnień labiryntowych. We wszystkich pracach pominięto wiry czynnika, oraz zmiany jego parametrów wzdłuż wysokości i (z wyjątkiem [8]) szerokości przekroju osiowego komory uszczelnienia. W [2, 4, 7] pominięto obwodowe zmiany wysokości komory, biorąc pod uwagę tylko zmiany luzów. Wpływ kąтового wychylenia wału θ na przebieg luzów uwzględniono tylko w [2 i 4]. Przecieki przez szczeliny wszędzie rozpatrzono jako podkrytyczne, ale jedynie w [15] nie pominięto ich niestacjonarności. We wszystkich pracach pominięto wpływ wirowania wału (efekt łożyska gazowego), natomiast uwzględniono obwodowe przepływy wyrównawcze w komorze oraz (z wyjątkiem [15]) kręt czynnika. Tarcie o ścianki komory pominięto w [7, 8, 15], a ściśliwość czynnika w [8 i 9]. Z wyjątkiem [9] wszędzie założono stałe współczynniki kontrakcji oraz ciśnienia przed i za uszczelnieniem.

Zamknięty układ równań różniczkowych dla niestacjonarnego przepływu wzdłuż obwodu komory po raz pierwszy przytoczono w [2]. Otrzymano tam wyniki świadczące o zaniku siły ciśnieniowej przy $\theta=0$ oraz takiej wartości krętu wlotowego czynnika, która dzięki siłom tarcia pozostaje stała w całym uszczelnieniu. Dla tej wartości krętu podano też rozwiązanie i przy kątowym ugięciu wału ($\theta \neq 0$).

W pracy [4] rozpatrzono dowolne zawirowanie wstępne, otrzymując ogólne rozwiązanie w postaci macierzowej. Dla przypadku szczególnego kołowej precesji wału i uszczelnienia o dwóch ostrzach rozwiązanie to sprowadza się do postaci:

$$Q_{PR} = K_{15} e + K_{16} \theta, \quad Q_{PS} = K_{17} e + K_{18} \theta. \quad (14)$$

Wzory na współczynniki $K_{15} \div K_{18}$ nie są tu cytowane ze względu na swą złożoną budowę. Istotną różnicą w stosunku do prac [1, 2, 10, 14] jest nie zanikanie sił Q_{PR} i Q_{PS} nawet przy $\theta=0$ i jednakowych luzach nominalnych. W [4] wykonano obliczenia współczynnika K_{17} dla konkretnego stopnia turbiny, analizując wpływ 3 różnych konstrukcji bandaży (rys. 9) przy różnym kręcie wlotowym czynnika i tarcia o ścianki komory. W rezultacie otrzymano najmniejsze wartości K_{17} (a więc i siły Q_{PS}) dla bandaży typu c – według [10] jest to najgorsza konstrukcja ze względu na siłę Q_{PR} . Przy bandażach typu a i b wzrost tarcia powoduje wzrost siły Q_{PS} – przeciwnie niż dla typu c oraz gładkiej szczeliny (wg [21]).



Rys. 9. Typy uszczelnienia bandaży porównywane w [4] pod względem wytwarzanej w nich siły Q_{PS} .

W [7] wykorzystano podany w [2] układ równań różniczkowych w odniesieniu do bandaży o dwóch ostrzach promieniowych. Wyniki obliczeń wykonanych tam dla konkretnego stopnia turbinowego pokazują, że dwukrotne powiększenie luzu promieniowego wywołało przeszło 4-krotne zmniejszenie siły Q_{PR} i ponad 2-krotne siły Q_{PS} .

Praca [8] jest jedyną, w której przyjęto dwuwymiarowy model przepływu w komorze uszczelnienia labiryntowego. Przy określonych wyżej założeniach otrzymano wzory:

$$Q_{PR} = K_{19} \frac{\pi}{4} d^2 \frac{e}{h} (p_{wl} - p_{wyl}), \quad Q_{PS} = K_{20} \frac{\pi}{4} d^2 \frac{e}{h} (p_{wl} - p_{wyl}). \quad (15)$$

Współczynniki K_{19} i K_{20} wymagają złożonych obliczeń numerycznych, które wykonano w [8] dla przypadku kołowej precesji wału i 5 typów bandaży o dwóch ostrzach. Okazuje się, że w przypadku wąskich uszczelnień ($b/d \leq 0,05$) siłą Q_{PS} prawie nie zależy od typu bandaży (sprzeczne z [4]), natomiast podstawowy wpływ mają zmiany wysokości kanału zależne od krętu czynnika i prędkości kątowej precesji. Jeśli czynnik przemieszcza się szybciej niż

zmiany luzów wywołane drganiami wału, to siła Q_{PS} sprzyja prostej precesji; gdy prędkości te są równe, siła ta zanika, a jeśli czynnik przemieszcza się jeszcze wolniej, zmienia ona zwrot na przeciwny. Siła Q_{PR} bardzo słabo od tego zależy, natomiast silny wpływ ma konstrukcja uszczelnienia — nieznaczna siła decentrująca powstaje w bandażach z ostrzami tylko osiowymi lub tylko promieniowymi, a ich kombinacja wywołuje dużą siłę centrującą. Według wzorów uproszczonych wykonano w [8] dla pewnego stopnia turbinowego obliczenia siły Q_{PS} powstałej w szczelinie nad bandażem o dwóch ostrzach z jednakowymi luzami nominalnymi. Dla pewnej ich wartości wystąpiło maksimum siły Q_{PS} , malejące szybko ze wzrostem wysokości komory. W [8] przyznano jednak, że pominięte siły tarcia mogą znacznie zmienić wyniki zwłaszcza przy małych luzach.

Kolejna praca [9] zawiera najmniej założeń upraszczających w porównaniu z [7 i 8]. Rozwiązanie ogólne będące złożonym równaniem różniczkowym wiąże siłę Q_P z przemieszczeniem, prędkością i przyspieszeniem wału, krętem wlotowym czynnika oraz ciśnieniami przed i za uszczelnieniem. Przy stałej wartości tych ciśnień i kołowej precesji wału rozpatrzono kilka wariantów 1-komorowego uszczelnienia bandaża. W odniesieniu do siły Q_{PS} rezultaty są bardzo podobne do [8]. Dodatkowy wpływ tarcia istotny jest tylko przy luzach mniejszych od $1,5 \div 2$ mm. Wzmocnia ono siłę Q_{PS} w przypadku bandażu ze zwykłymi ostrzami promieniowymi, w których luzy maleją przy wychyleniu wału w ich stronę. W uszczelnieniach z odwróconymi ostrzami promieniowymi luzy te narastają, a wówczas wzrost tarcia zmniejsza siłę Q_{PS} i może nawet doprowadzić do przeciwnego jej zwrotu. Wartość tej siły jest proporcjonalna do kwadratu szerokości bandaża, czym tłumaczy się jej szybki wzrost w turbinach dużej mocy. Siła Q_{PR} zanika praktycznie w bandażach z uszczelnieniem tylko promieniowym lub tylko osiowym. Siła centrująca powstaje, jeśli luz osiowy jest na wlocie, zaś siła decentrująca — gdy jest on na wylocie.

W [15] wyprowadzono tylko wzór na rozkład ciśnienia w uszczelnieniu labiryntowym o dwóch ostrzach i wykorzystano go do badania stabilności ruchu jednomasowego modelu wirnika bez tłumienia. Otrzymany warunek stabilności ($S_{r01} > S_{r02}$) jest zaprzeczeniem wniosków w [1], co tłumaczy się w [15] wpływem przepływów wyrównawczych oraz zmian wysokości komory w czasie drgań wału. Zakładając ustaloną kołową precesję wirnika otrzymał autor po przekształceniu zależności podanych w [15], że:

$$Q_{PS}=0, \quad Q_{PR}=\frac{\pi}{2} dbh \frac{1}{v_{01}} \Omega^2 K_{21}, \quad (16)$$

gdzie $K_{21}=K_{21}(b, d, h, M_1, M_2, R, T_{w1}, S_{r01}, S_{r02}, \Omega, \kappa)$, zaś liczby Macha przepływów przez obie szczeliny M_1 i M_2 są funkcjami parametrów: $p_{w1}, p_{wy1}, S_{r01}, S_{r02}, \kappa$. Zanik siły Q_{PS} jest tu konsekwencją pominięcia zawirowania obwodowego na wlocie do uszczelnienia.

Cechą charakterystyczną teorii użytych w pracach tej grupy jest ich złożoność oraz skomplikowana postać matematyczna wzorów uwzględniających wpływ dużej ilości różnych parametrów.

Dla porównania ilościowego różnych prac autor wykonał obliczenia siły ciśnieniowej powstającej w bandażu łopatek wirnikowych tego samego stopnia, dla którego obliczono siłę Q_w . Przyjęty rodzaj bandaża (rys. 6, typ V, $S_{r01}=S_{r02}$) umożliwia najszybsze porównanie prac teoretycznych, z których część dotyczy wyłącznie takiego wariantu konstrukcyj-

nego. Do obliczeń przyjęto dodatkowo $b=50$ mm, $h=7$ mm, $\kappa=1,3$, $\Omega=180$ rad/s, $\nu=0,635 \cdot 10^{-6}$ m²/s, a przy uwzględnieniu zmian stopnia reakcyjności obliczono na średnicy zewnętrznej D_z następujące wielkości: $c_{wlu}=213,5$ m/s, $p_{w1}=144,5 \cdot 10^5$ Pa, $t_{w1}=487^\circ\text{C}$, $v_{w1}=0,0211$ m³/kg.

W tabeli 2, w której zebrano wyniki obliczeń nie występuje praca [2] dotycząca tylko szczególnej wartości c_{wlu} , ani praca [21] wymagająca żmudnych obliczeń numerycznych.

Tabela 2

Źródło	Q_{PR} [N]	Q_{PS} [N]	Uwagi
[1]	0	0	
[4]	197	585	
[7]	211	369	Przyjęto – zgodnie z przykładem obliczeniowym w [7] $c_{wlu}=0,8d\omega$; $c_{u01}=0,95c_{wlu}$
[8]	0	1120	Ponieważ metoda ta nie uwzględnia tarcia, przyjęto $c_{u01}=c_{wlu}$
[9]	176	1770	Założono brak zmian współczynników kontrakcji w obu szczelinach przy zmianach lokalnego luzu
[10]	0	–	W pracy tej omawia się tylko składową promieniową siły ciśnieniowej
[14]	0	1120	Zakładając liniowe zmiany składowej osiowej prędkości pary w komorze uszczelnienia oszacowano kąt skręcenia strugi $2\gamma \approx 7,7^\circ$
[15]	66,5	0	

Poza tym wzór (25) w [4] prawdopodobnie powinien mieć postać (oznaczenia oryginalne wg [4]):

$$\zeta_K = M \left[(B_3 B_1 - B_2) (\sin \Delta_1 - \sin \Delta_2) + B_2 \left(\frac{c_u}{c_{*1}} - 1 \right) \sin \Delta_1 \right]$$

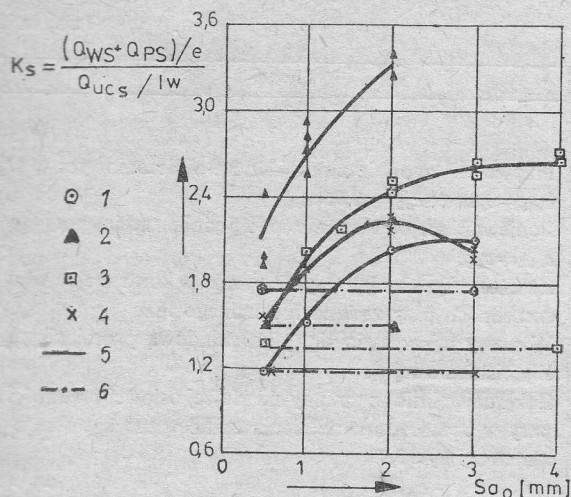
wyprowadzoną przez autora tej pracy. Z wzoru tego skorzystano przy obliczeniach siły Q_{PR} w tabeli 2; według wzoru oryginalnego w [4] otrzymuje się wartość $Q_{PR}=1070$ N wyraźnie odbiegającą od pozostałych.

Rozrzut otrzymanych wartości sił Q_{PR} i Q_{PS} jest około 2,5-krotnie większy od ich średnich arytmetycznych. Jeśli nawet odrzuci się prace [1, 10, 15] jako nieuwzględniające istotnego wpływu krętu wlotowego czynnika, to i tak otrzymuje się przy średniej wartości siły $Q_{PR}=117$ N rozrzut około 211 N, natomiast dla siły Q_{PS} wartości te wynoszą odpowiednio 993 N i 1400 N. Niepewność otrzymanych wyników jest tu jeszcze większa niż przy obliczaniu siły wieńcowej. Jest to konsekwencja silnego zróżnicowania prac teoretycznych pod względem założeń upraszczających i metod obliczeniowych

4. Wyniki prac eksperymentalnych

Najbogatszą w informacje na ten temat jest praca [19] poświęcona nieomal w całości opisowi różnych badań eksperymentalnych. Opisano tam dwie powietrzne turbiny modelowe przystosowane do pomiaru sił poprzecznych wywieranych na wirnik oraz do zmiany jego położenia względem korpusu. Na jednej z nich badano stopień akcyjny z różnymi

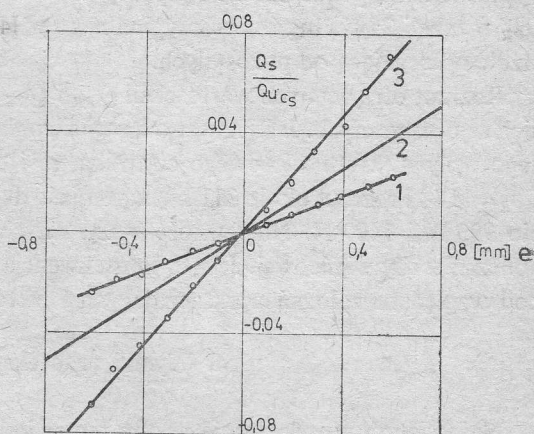
typami uszczelnienia wierzchołków łopatek wirnikowych przy różnych wartościach luzu promieniowego i osiowego. Przykładowe wyniki badań pokazane są na rys. 10. Dla łopatek bez bandaża zmierzona siła aerodynamiczna jest rzędu obliczonej siły wieńcowej, lecz występuje dodatkowo silny nieliniowy wpływ luzu promieniowego nie ujęty w teorii wykorzystanej w [19]. Poza tym stwierdzono nieliniową zależność siły od wychylenia wirnika. W przypadku łopatek z bandażem okazało się, że zmierzona siła jest sumą siły wieńcowej



Rys. 10. Współczynniki wzbudzenia szczelinowego K_s w zależności od luzu osiowego i kształtu uszczelnienia ($S_{r0} = 1 \text{ mm}$) (wg [19])

1 - łopatki bez bandaża, 2 - bandaż gładki, 3 - dwa ostrza uszczelniające, 4 - trzy ostrza uszczelniające, 5 - z pomiaru, 6 - z obliczeń siły wieńcowej

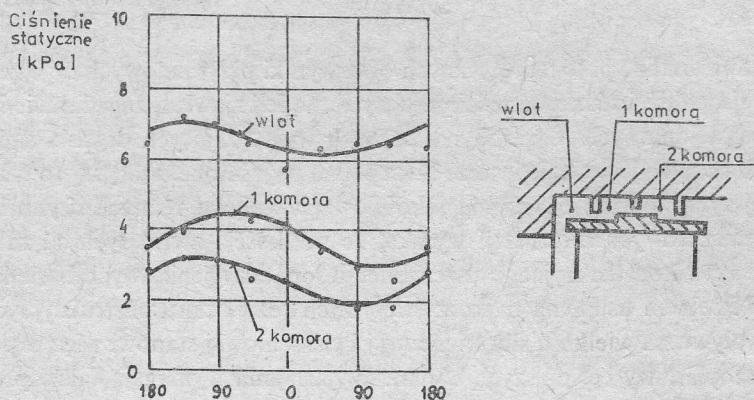
obliczonej teoretycznie oraz siły ciśnieniowej obliczonej z pomierzonego rozkładu ciśnienia w komorze nad bandażem (rys. 11). Wyniki pomiarów tego ciśnienia (rys. 12) świadczą o jego silnej nierównomierności na wlocie do uszczelnienia, podczas gdy w teorii zakłada się, że jest ono stałe. Badania wykazały również, że w takim typie uszczelnienia wychylenie wału e ma liniowy wpływ na powstające siły (rys. 11).



Rys. 11. Odniesiona składowa styczna siły aerodynamicznej (Q_s) w funkcji przemieszczenia osi wirnika (wg [19])

1 - siła ciśnieniowa obliczona z pomierzonego rozkładu ciśnienia, 2 - siła wieńcowa obliczona z wzoru (9b), 3 - sumaryczna siła zmierzona

Na drugiej turbinie modelowej badano przede wszystkim wpływ szerokości bandaża — zarówno w stopniach akcyjnych, jak i reakcyjnych — na wartość zmierzonej siły aerodynamicznej. Wyniki pomiarów potwierdziły istotną rolę sił ciśnieniowych i ich szybki



Rys. 12. Rozkład ciśnienia nad bandażem z trzema ostrzami uszczelniającymi (wg [19]) ($S_{a0}=2$ mm, $S_{r0}=1$ mm, $e=0,7$ mm)

wzrost przy powiększaniu szerokości bandaża. Przeprowadzone badania wykazały natomiast brak wpływu takich czynników, jak przykrycie zewnętrzne, liczbę i wymiary otworów wyrównawczych w tarczy wirnikowej, prędkość obrotowa, gęstość powietrza. Stwierdzono również całkowicie przeciwny do teorii wpływ średnicy wału, której wzrost wywoływał silny spadek mierzonej siły. W [19] tłumaczy się to oddziaływaniem uszczelnienia tarczy kierowniczej, gdzie warunki napływu i wypływu czynnika są zupełnie inne niż w uszczelnieniu łopatek wirnikowych. Wydaje się, że powstała różnica wynika po prostu z tego, że w [19] nie uwzględniono siły ciśnieniowej powstającej w uszczelnieniu tarczy kierowniczej. Jak pokazują wyniki rozważań teoretycznych w [2 i 4] siła taka przy pewnym zawirowaniu wstępnym czynnika ma działanie stabilizujące, zmniejszając wpływ innych sił aerodynamicznych. Wszystkie opisane powyżej badania przeprowadzono przy nieruchomej osi wirnika. Pomiar kontrolny przeprowadzony przy precesji wału nie wykazały w zakresie wymuszanych częstości (do około 10 Hz) mierzalnych różnic.

Badania na podobnej turbinie modelowej zostały opisane w [21]. Wykazały one dobrą zgodność pomierzonych rozkładów ciśnienia nad bandażem z wynikami obliczeń według zaproponowanej tam metody teoretycznej. Podobnie jak w [19] wyniki pomiarów ciśnienia na wlocie do uszczelnienia pokazują jego dużą nierównomierność. Z przeprowadzonych badań wynika możliwość zaniedbania siły ciśnieniowej w przypadku łopatek bez bandaża. Stwierdzono przy tym istotny wpływ luzu osiowego pomiędzy kierownicą i wirnikiem na wypadkową siłę aerodynamiczną powstającą w uszczelnieniu tarczy kierowniczej. Składowa styczna tej siły wzrasta z powiększeniem luzu; przeciwnie składowa promieniowa, która przy małych luzach ma charakter decentrujący, maleje i nawet zmienia swój zwrot na przeciwny. Obie składowe zależą od luzu w sposób wyraźnie nieliniowy.

Dane eksperymentalne przytoczone w pracach [10 i 14] są znacznie skromniejsze. W [14] opisano proste stoisko badawcze będące modelem uszczelnienia labiryntowego i wykorzystane do pomiarów siły Q_{PS} . Podobne stoisko badawcze zastosowano w [10] do pomiarów siły Q_{PR} . W obu pracach uzyskano proporcjonalność mierzonej siły do spadku ciśnienia w uszczelnieniu.

5. Wnioski

1. Dokonana analiza prac teoretycznych oraz wyniki przykładowych obliczeń świadczą o tym, że pomimo dużej różnorodności przyjętych modeli zjawisk, zagadnienie ilościowego określenia niestacjonarnych sił aerodynamicznych wymuszających drgania samowzbudne wirników turbinowych jest ciągle jeszcze niezupełnie wyjaśnione. Dotyczy to także, aczkolwiek w mniejszym stopniu, określenia jakościowego wpływu różnych czynników.

2. Z dotychczasowych informacji wynika, że wielkość i zwrot tych sił zależą przede wszystkim od typu konstrukcyjnego uszczelnienia łopatek wirnikowych i wielkości luzów nominalnych. Problem ustalenia najkorzystniejszych rozwiązań konstrukcyjnych oraz ich ilościowego wpływu na wielkość siły wieńcowej i ciśnieniowej stanowi więc w przekonaniu autora pierwszoplanowy cel dalszych badań. Wyjaśnienia wymagają także problemy, co do których panują obecnie sprzeczne poglądy. Kwestie te są szczegółowo zaznaczone przy analizie poszczególnych prac teoretycznych i eksperymentalnych. Przykładowo można tu wymienić zbadanie charakteru wpływu wychylenia wału, którego nieliniowość uwzględniono teoretycznie tylko w [5].

3. Wydaje się, że najpewniejszą metodą wyjaśnienia przynajmniej niektórych zagadnień byłoby przeprowadzenie odpowiednich badań eksperymentalnych. Dotychczasowe teorie, nawet przy użyciu daleko uproszczonych modeli zjawisk dają już mocno rozbudowane zależności obliczeniowe (dotyczy to przede wszystkim sił ciśnieniowych), których wyniki liczbowe znacznie się różnią. Natomiast w dziedzinie tej odczuwa się wyraźnie niedostatek informacji o wynikach badań eksperymentalnych. O potrzebie takich badań — głównie w kierunku rozdzielenia sił wieńcowych i ciśnieniowych oraz określenia wpływu częstotliwości drgań wału — pisano również w [19].

Praca wpłynęła do Redakcji w październiku 1978 r.

Literatura

- [1] J. S. Alford, *Protecting Turbomachinery from Self-Excited Rotor Whirl*. Trans. ASME, Journal Engineering for Power 87 (1965), nr 10, s. 333 - 344.
- [2] A. G. Kostiuk, *Teoreticzeskij analiz aerodinamiceskich sił w labiryntnych uplotnienijach turbo-maszin*. Tieploenergetika, 1972, nr 11, s. 29 - 33.
- [3] A. G. Kostiuk, W. F. Szatochin, N. M. Iwanow, *Rasczot porogowej moszcznosti krupnych turboagregatow*. Tieploenergetika, 1974, nr 3, s. 15 - 19.
- [4] A. G. Kostiuk, *Nadbandažnyje cirkulacionnyje sily i ich wlijanije na porogowuju moszcznost krupnych turboagregatow*. Tieploenergetika, 1975, nr 3, s. 41 - 46.
- [5] G. S. Kowal, W. J. Korablew, A. M. Mieńszikowa, *O kolebanijach rotorow turboagregatow, wozbuždajemych parowym potokom*. Trudy WSTNII, 1974, t. 4.
- [6] H. Linnemann, K. Wettmann, *Laufstabilität thermischer Turbomaschinen*. BBC Nachrichten, 1973, nr 12, s. 396 - 401.
- [7] W. I. Olimpijew, *O dinamiczeskom wozdejstwii uplotnienij protocznoj czasti na rotor turbomasziny*. Trudy CKTI, выпуск 122, 1974, s. 106 - 115.
- [8] W. I. Olimpijew, *Gidrodinamiceskije sily w bandažnych uplotnienijach parowych turbin*. Energiomaszinstrojenje, 1976, nr 7, s. 3 - 6.
- [9] W. I. Olimpijew, *Wlijanije konstrukcii bandažnowo uplotnienija na gazodinamiceskoje wozbuždienije niskoczastnoj vibracii rotora turbiny*. Tieploenergetika, 1977, nr 7, s. 24 - 28.

- [10] W. G. Orlik, S. Sz. Rozenberg, N. A. Sorokin, *Centrirujuszczij effiekt w labiryntnych uplotnienijach i jego wlijanije na niskoczastotnuju wibraciju turbomaszin*. Eniergomaszinostrojenije, 1975, nr 10, s. 25 - 29.
- [11] E. Piltz, *Belastungen von Dampfturbinen bei Auslenkungen der Welle*. Konstruktion 24 (1972), nr 4, s. 141 - 148.
- [12] E. Piltz, *Einfluß von Dampfbelastungen auf die Stabilitätsgrenze einer einstufigen Modellturbine*. Konstruktion 25 (1973), nr 4, s. 138 - 145.
- [13] E. Pollman, *Stabilität einer in Gleitlagern rotierenden Welle mit Spalterregung*, Fortschrittsbericht VDI-Zeitschrift, Reihe 1, nr 15 (1969).
- [14] S. S. Rozenberg, W. G. Orlik, J. A. Marczenko, *Issledowanije aerodinamiczeskich popieriecznyh sil w labiryntnych uplotnienijach pri naliczii ekscentritieta rotora*, Eniergomaszinostrojenije, 1974 nr 8, s. 15 - 17.
- [15] J. H. Spurk, R. Keiper, *Selbsterregte Schwingungen bei Turbomaschinen infolge der Labyrinthströmung*. Ingenieur-Archiv 43 (1974), nr 2/3, s. 127 - 135.
- [16] A. W. Szczegłajew, *Parowye turbiny*. Wyd. Energija, 1976.
- [17] H. J. Thomas, *Instabile Eigenschwingungen von Turbinenläufern angefacht durch die Spaltströmungen in Stopfbuchsen und Beschauelung*. Bulletin de l'A.I.M. 71 (1958), nr 11 - 12, s. 1039 - 1063.
- [18] H. J. Thomas, *Grenzleistungsprobleme bei thermischen Turbomaschinen*. Mitteilungen der VGB 51 (1971), nr 8, s. 286 - 293.
- [19] H. J. Thomas, K. Urlichs, R. Wohlrab, *Läuferinstabilität bei thermischen Turbomaschinen infolge Spalterregung*. VGB Kraftwerkstechnik 56 (1976), nr 6, s. 377 - 383.
- [20] W. Traupel, *Thermische Turbomaschinen*. Wyd. Springer-Verlag, 1958.
- [21] K. Urlichs, *Die Spaltströmung bei thermischen Turbomaschinen als Ursache für die Entstehung schwingungsanfachender Querkkräfte*. Ingenieur-Archiv 45 (1976), nr 3, s. 193 - 208.
- [22] D. H. Vogel, *Die Stabilität gleitgelagerter Rotoren von Turbomaschinen unter besonderer Berücksichtigung einer Erregung durch Spaltströme*. Praca doktorska T. H., Monachium 1969.

Нестационарные аэродинамические силы при самовозбуждающих колебаниях роторов тепловых турбин

Резюме

В работе подведен итог нынешнего состояния знания на тему механизма возникновения нестационарных аэродинамических сил действующих на колеблющийся турбинный ротор и влияния различных конструктивных, термодинамических и проточных параметров на величину и направление этих сил. Отдельно обсуждаются т. наз. венцевые силы (силы Томаса), следующие из неравномерности сил действующих на отдельные рабочие лопатки и т. наз. сил от давления, следующих из неравномерного распределения статического давления в щелях между ротором и корпусом турбины. Проведен анализ 19 теоретических работ, сравнивая их с точки зрения принятых упрощающих предположений и полученных результатов, из которых вытекают истинные различия в оценке качественного и количественного влияния отдельных параметров ступени на значение и направление рассматриваемых аэродинамических сил. В виде примера приведены результаты расчета этих сил по различным теориям для избранной ступени паровой турбины мощностью 800 МВт. Величины полученные из расчета характеризуются сильным разбросом, значительно прекращающим средние значения сил. Результаты теоретических работ сопоставлено с немногими опубликованными результатами экспериментальных исследований. На основе проведенного анализа теоретических и экспериментальных работ сделаны выводы на тему дальнейших направлений исследований в этой области.

Nonstationary Aerodynamic Forces Causing Self-Excited Vibrations of Gas and Steam Turbines

Summary

The paper summarizes the current knowledge of the mechanism of generation of nonstationary aerodynamic forces acting on a vibrating turbine rotor and the influence of various constructional, thermodynamic and fluid-flow parameters on the value and direction of these forces. Special attention was paid to so called Thomas' forces resulting from inequality of forces exerted on the respective rotor blades and so called pressure forces due to nonuniform distribution of static pressure in gaps between the rotor and the turbine casing. 19 theoretical works have been analyzed from the view point of their simplifying assumptions and obtained results, from which essential differences in the estimation of quantitative and qualitative influence of respective parameters on the values and direction of said aerodynamic forces result. Results of calculations of these forces according to various theories for a selected stage of steam turbine of 800 MW output are presented as an example. The calculated values are widely scattered, much beyond the mean values of forces under consideration. The results of theoretical studies have also been compared with the few available results of experimental investigations. Based on the analysis of theoretical and experimental results conclusions concerning further investigations in this domain have been drawn.