

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

92

WARSZAWA—POZNAŃ 1990

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

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 PERZYCH · WŁODZIMIERZ PROSNAK · KAZIMIERZ STELLER
ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY—CHAIRMAN) · 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 Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1990

Printed in Poland

ISBN 83-01-10189-X
ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Ark. wyd. 17,75. Ark. druk. 13. Papier druk. sat. kl. III, 70 g, 70×100 cm
Oddano do składania w lipcu 1989 r. Podpisano do druku w listopadzie 1990 r.
Druk ukończono w grudniu 1990 r. Zam. nr 1079/89

Zakłady Graficzne im. KEN w Bydgoszczy

TADEUSZ CHMIELNIAK, HENRYK ŁUKOWICZ

Gliwice

Ocena rozległości strefy oderwania strumienia przy małych obciążeniach stopnia turbinowego

W pracy przedstawiono metodę wyznaczania rozległości strefy oderwania strumienia w stopniach turbinowych pracujących przy niepełnym obciążeniu. Model zagadnienia oparto na dokładnym równaniu równowagi promieniowej sformułowanym dla przepływu pary mokrej. Podano konkretne przykłady obliczeniowe i porównano je z dostępnymi wynikami pomiarów.

Wykaz oznaczeń

- | | |
|--|--|
| a — prędkość dźwięku [m/s], | $y = 1 - x$ — stopień wilgotności, |
| c — prędkość bezwzględna [m/s], | Z — wskaźnik doskonałości gazu, |
| c_{par} — ciepło parowania [J/kg K], | α — kąt położenia wektora prędkości bezwzględnej względem kierunku obwodowego [°, rd], |
| d — średnica [m], | β — kąt położenia wektora prędkości względnej względem kierunku obwodowego [°, rd], |
| F — siła masowa [N], | β_a — kąt powierzchni S'_2 przy $r = \text{const}$ względem kierunku obwodowego [°, rd], |
| i — entalpia właściwa [J/kg K], | γ — kąt nachylenia merydionalnej linii prądu do osi z [°, rd], |
| $j'' = \frac{k}{k-1} p v''$ [J/kg], | δ — kąt nachylenia powierzchni S_2 przy $z = \text{const}$ względem kierunku promieniowego [°, rd], |
| k — współczynnik izentropy, | ϱ — gęstość czynnika [kg/m ³], reakcyjność, |
| $l = \frac{c_{\text{par}}}{j''}$, | μ — wskaźnik zmniejszenia strumienia masy, |
| $M_m = \frac{w_m}{a}$ — liczba Macha, | σ — wskaźnik nieodwracalności przepływu, |
| m — strumień masy [kg/s], | η — sprawność przemiany, |
| p — ciśnienie statyczne [Pa], | τ — współczynnik zwężenia przekroju, |
| r — promień [m], | ψ — funkcja prądu [kg/s], |
| r_w, r_{sr}, r_z — promień wewnętrzny, średni, zewnętrzny [m], | ω — prędkość kątowa [s ⁻¹]. |
| R — indywidualna stała gazowa [J/kg K], | |
| s — entropia właściwa [J/kg K], | |
| T — temperatura [K], | |
| $t = \frac{dc_{\text{par}}}{dj''}$, | |
| u — prędkość obwodowa [m/s], | |
| v — objętość właściwa [m ³ /kg], | |
| w — prędkość względna [m/s], | |
| x — stopień suchości pary mokrej, | |

Indeksy

- ($'$) — faza ciekła,
 ($''$) — faza gazowa,
 $i-1$ — parametry w płaszczyźnie krawędzi wlotowej,

$i-2$	— parametry w płaszczyźnie krawędzi wyłotowej,	u	— składowa obwodowa,
m	— składowa wzdłuż stycznej do merydionalnej linii prądu,	w	— parametry w układzie względnym, parametry na promieniu wewnętrznym,
r	— składowa promieniowa,	z	— składowa osiowa, parametry na promieniu zewnętrznym.
s	— przemiana izentropowa,		

1. Ogólna charakterystyka zagadnienia

Zmiana warunków pracy turbiny kondensacyjnej, np. zmiana masowego natężenia przepływu pary przez turbinę lub zmiana próżni w kondensatorze, uwidacznia się przede wszystkim w pracy ostatniego stopnia. Powszechnie przyjmuje się, że charakterystycznym parametrem decydującym o pracy ostatniego stopnia jest względne objętościowe natężenie przepływu na wylocie z wieńca wirnikowego

$$\bar{V}_2 = \frac{V_2}{V_{2obl}} = \frac{mv_2}{(mv_2)_{obl}}$$

Liczne badania doświadczalne rzeczywistych obiektów oraz turbin modelowych wykazały, że w zależności od wielkości parametru $\bar{V}_2$ wyróżnić można następujące charakterystyczne zakresy pracy stopnia:

1. $\bar{V}_{2obl} > \bar{V}_2 > \bar{V}_2$ graniczne, $\eta_i \leq \eta_{iobl}$, $\eta_i > 0$.

Stopień pracuje w obszarze wysokich sprawności malejących jednak wraz z obniżeniem $\bar{V}_2$. Praca wewnętrzna stopnia jest dodatnia wzdłuż całej wysokości stopnia.

2. $\bar{V}_2 = \bar{V}_2$ graniczne, $\eta_i = 0$.

Wytworzona moc wewnętrzna stopnia jest równa mocy brodenia i wentylacji. Moc efektywna stopnia jest równa zeru.

3. $\bar{V}_2 < \bar{V}_2$ graniczne, $\eta_i < 0$.

Stopień pracuje z poborem mocy — obszar pracy sprężarkowej.

Z przeprowadzonych badań wynika, że w miarę obniżania wartości $\bar{V}_2$ w sposób zasadniczy zmienia się obraz przepływu w charakterystycznych przekrojach stopnia — głównie w szczelinie międzywieńcowej oraz w przekroju wylotowym z wieńca wirnikowego [1, 2]. Przy pewnej wartości $\bar{V}_2$ następuje oderwanie strumienia u podstawy łopatki. Wraz z obniżaniem $\bar{V}_2$ wielkość strefy oderwania wzrasta w kierunku promieniowym i wnika coraz głębiej do wnętrza stopnia w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu pary. Przy dostatecznie małych wartościach $\bar{V}_2$ pojawia się oderwanie w obszarze szczeliny międzywieńcowej (także w obszarze wierzchołkowym), zaś strefa oderwania u podstawy łopatki może wnikać w głąb wieńca kierowniczego lub nawet w obszar poprzedniego stopnia.

Zjawiska oderwania są niestacjonarne [3] i prowadzą do wzrostu dynamicznych sił zginających i zmiany obrazu drgań układu. Zwiększa to prawdopodobieństwo mechanicznego uszkodzenia łopatek wieńca wirnikowego. Powstanie obu stref oderwania oraz ich rozwój w miarę obniżania $\bar{V}_2$ powoduje także stopniowe pogarszanie warunków opływu profilów i w związku z tym obniżenie sprawności stopnia.

Znane są liczne próby teoretycznego ujęcia opisu zjawisk zachodzących w zmieniających warunkach pracy ostatniego stopnia turbiny kondensacyjnej [np. 4, 5, 6, 7]. Dotyczą one głównie:

- określenia wielkości $\bar{V}_2$, przy której powstaje oderwanie,
- wyznaczenia wielkości stref oderwania wzdłuż wysokości łopatki,
- analizy sprawności stopnia w szerokim zakresie zmian obciążenia $\bar{V}_2$,
- określenie wartości $\bar{V}_2$, przy której rozpoczyna się praca sprężarkowa stopnia,
- dyskusji wpływu parametrów kinematycznych i geometrycznych na powstanie i rozwój oderwania.

Próby te w przeważającej mierze oparte są na jednowymiarowym modelu przepływu oraz na uproszczonym równaniu równowagi promieniowej.

W niniejszym opracowaniu opisano sposób określenia strefy rozległości oderwania za pomocą rozwiązywania dokładnego równania równowagi promieniowej dla równowagowego przepływu pary mokrej w stopniu.

Algorytm rozwiązywania zadania umożliwia także, poza określeniem rozległości strefy oderwania, wyznaczenie rozkładu podstawowych parametrów termodynamicznych i kinematycznych wzdłuż wysokości łopatki.

2. Zadanie analizy przepływu pary mokrej sformułowane dla szczelin międzywieńcowych

Badamy przepływ pary mokrej przez ostatni stopień turbiny parowej przy zmieniającym obciążeniu. Zakres rozpatrywanej zmiany obciążeń nie jest dowolny, dolną wartość strumienia masy ograniczamy bowiem do wartości, przy której pojawi się oderwanie strumienia w strefie wierzchołkowej łopatki.

Ponadto założono:

a. Płyn jest nielepki i nieprzewodzący ciepła. Straty w przepływie uwzględnia się w modelu przez wprowadzenie wskaźnika nieodwracalności przepływu.

b. Termodynamiczne właściwości fazy gazowej pary mokrej opisuje równanie

$$p''v'' = ZRT'' \quad (1)$$

Wykładnik izentropy k i wskaźnik doskonałości gazu Z są funkcjami parametrów termodynamicznych określonych na średnim promieniu.

c. Obie fazy, gazowa i ciekła, są w stanie równowagi mechanicznej i termodynamicznej.

d. Pomija się, jako wielkość małą, objętość właściwą fazy ciekłej v' .

e. Fale dźwiękowe w parze mokrej przemieszczają się z prędkością

$$a = \sqrt{kp''v''} \quad (2)$$

Przy tych założeniach, przepływ pary mokrej przez wirujący wieniec łopatkowy opisuje następujący układ równań [8, 9]:

$$w_r \frac{\partial w_r}{\partial r} + w_z \frac{\partial w_r}{\partial z} - \frac{(w_u + \omega r)^2}{r} = F_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3)$$

$$w_r \frac{\partial w_u}{\partial r} + w_z \frac{\partial w_u}{\partial z} + \frac{w_r w_u}{r} + 2\omega w_r = F_u, \quad (4)$$

$$w_r \frac{\partial w_z}{\partial r} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = F_z - \frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\mu\tau\varrho r w_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\mu\tau\varrho w_z)}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$Tds'' = di'' - \frac{dp}{\varrho''}, \quad (7)$$

$$m''s'' + m's' = ms, \quad (8)$$

$$\vec{n} \times \vec{F} = 0, \quad (9)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{w} = 0. \quad (10)$$

Związki (3), (4) i (5) to równania pędu (równania Eulera), zależność (6) jest równaniem ciągłości, równanie (7) jest wyrazem pierwszej zasady termodynamiki dla fazy gazowej czynnika, a formuła (8) określa entropię pary mokrej.

Dla przepływów osiowosymetrycznych wektorowej zależności (9), wynikającej z warunku równoległości wektora siły masowej $\vec{F}$ i wektora jednostkowego $\vec{n}$ normalnej do powierzchni łopatki w przedziale rozpatrywanego wieńca, odpowiadają dwa związki skalarowe:

$$\begin{aligned} F_r &= F_u \operatorname{tg} \delta, \\ F_z &= -F_u \operatorname{ctg} \beta_a. \end{aligned} \quad (11)$$

Zazwyczaj zamiast równania zachowania pędu zapisanego dla kierunku z w postaci (5), wykorzystuje się równanie energii dla konkretnej strugi

$$m'' \left(i'' + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} \right) + m' \left(i' + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} \right) = \text{const}. \quad (12)$$

W obrębie szczelin międzywieńcowych słuszne są równości:

$$\frac{\partial \mu}{\partial m} = \frac{\partial \tau}{\partial m} = \frac{\partial s}{\partial m} = \frac{\partial(c_u r)}{\partial m} = \frac{\partial x}{\partial m} = F_r = 0. \quad (13)$$

Po ich uwzględnieniu otrzymuje się następujący układ dwóch równań różniczkowych zwyczajnych, które opisują przepływ pary mokrej w szczelinach międzywieńcowych stopnia [8, 10]:

$$\begin{aligned} \frac{dw}{dr} &= \frac{1}{Aw} \left\{ -\frac{1-ty}{x} \left[\left(\frac{(w \cos \beta + \omega r)^2}{r} - \frac{(w \sin \beta)^2}{\cos \gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial m} \right) \times \right. \right. \\ &\quad \times \frac{1-E \cos^2 \gamma}{1-E} + \frac{(w \sin \beta)^2 \cos^2 \gamma}{2r^2(1-E)} \frac{d(rt \operatorname{tg} \gamma)^2}{dr} + \frac{(1-ty)w^2}{2\eta^2} \frac{d\eta}{dr} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[1 + (l-t)y + \frac{(1-\eta)w^2}{2\eta j''} \right] \left(\frac{d\psi}{dr} \frac{dh_{w,i-1}}{d\psi} + \omega^2 r \right) + \\
& + (1-ty)j'' \frac{d\psi}{dr} \left[\frac{d \ln \left(\frac{p}{j''} \right)^{\frac{k-1}{k}}}{d\psi} + \frac{d}{d\psi} \left(\frac{y c_{\text{par}}}{j''} \right) \right]_{i-1} + \\
& + \left[yl + \frac{(1-\eta)w^2}{2\eta j''} \right] c_{\text{par}} \frac{dy}{dr} \Bigg\}. \quad (14)
\end{aligned}$$

$$\frac{d\psi}{dr} = \frac{k}{k-1} \frac{\mu r w \sin \beta \cos \gamma p_{i-1} \xi \delta}{x j''_{i-1}} \left(\frac{j''}{j''_{i-1}} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (15)$$

gdzie

$$h_{w,i-1} = \left(j'' - y c_{\text{par}} + \frac{w^2}{z} - \frac{u^2}{z} \right)_{i-1}, \quad j'' = h_{w,i-1} + \frac{u^2}{2} - \frac{w^2}{2} + y c_{\text{par}},$$

$$A = yl + \frac{1-ty}{\eta} + \frac{(1-\eta)w^2}{2\eta j''}, \quad E = \frac{1 + ky(l-t)}{1-ty} M_m^2,$$

$$\xi = \exp \left\{ -\frac{k}{k-1} \left[\frac{y c_{\text{par}}}{j''} - \left(\frac{y c_{\text{par}}}{j''} \right)_{i-1} \right] \right\}, \quad \sigma = \exp \left[-\frac{k}{k-1} \frac{w^2}{2j''} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right].$$

Kąt nachylenia γ i krzywiznę $\partial\gamma/\partial m$ merydionalnych linii prądu oraz sprawność przemiany w wieńcu łopatkowym, zadaje się w obliczeniowych przekrojach jako ciągłe funkcje promienia.

Przy założeniu, że $\omega = 0$ oraz formalnej zmianie oznaczeń $w \rightarrow c$, uzyskuje się opis zagadnienia przepływu bezwzględniego.

Układ (14) i (15) nie jest zamknięty. Należy go uzupełnić procedurą obliczeń parametrów termodynamicznych końcowego punktu przemiany w przepływie nieodwracalnym, związkami wyrażającymi zależność między kątami orientującymi wektory prędkości a geometrycznymi kątami łopatkowymi oraz funkcją opisującą zmianę stopnia suchości wzdłuż wysokości łopatki, którą zazwyczaj uściśla się w procesie obliczeń metodą kolejnych przybliżeń. Szczegółowy opis tych procedur przedstawiono w [11].

3. Metoda rozwiązania

Dane początkowe dla rozwiązania zadania określenia struktury przepływu i rozległości strefy oderwania, na podstawie opisanego w poprzednim punkcie modelu przepływu, stanowią wyniki obliczeń ciepło-przepływowych stopnia w warunkach ekonomicznego (nominalnego) punktu pracy oraz znajomość jego geometrycznych cech konstrukcyjnych.

We wstępnym etapie obliczeń dla nowej wartości $m = m_1$ ustala się ciśnienie pary (p_2) i jej stopień suchości (x_2) w przekroju kontrolnym za stopniem na średnim promieniu (rys. 1). W proponowanym algorytmie wykorzystano w tym celu równanie przelotowości Linnekena łącznie z odpowiednimi procedurami wyznaczania parametrów krytycznych [12].

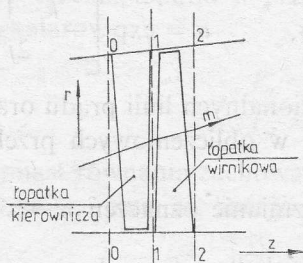
Warunki brzegowe dla równań (14) i (15) ustalamy kierując się założeniem, że dla umiarkowanej zmiany strumienia masy, oderwanie pojawia się najpierw u podstawy łopatk kierowniczej (dopiero w warunkach znacznie odbiegających od stanu nominalnego obserwuje się powstanie stref oderwania u wierzchołka). Potwierdzają to liczne badania eksperymentalne [13]. Można więc przyjąć w tym przypadku, że funkcja prądu na zewnętrznej powierzchni ograniczającej kanał przepływowy jest równa

$$\psi_1 = \left[\left(\frac{m_1}{2\pi} \right)_{r=r_z} \right]_i, \quad i = 1, 2. \quad (16)$$

Drugi warunek brzegowy w przekroju (1-1) przyjmuje postać

$$\psi_{r=r_w} = 0. \quad (17)$$

W przekroju wylotowym stopnia (2-2) u podstawy łopatk może pojawić się oderwanie i wówczas warunek (17) nie będzie spełniony.



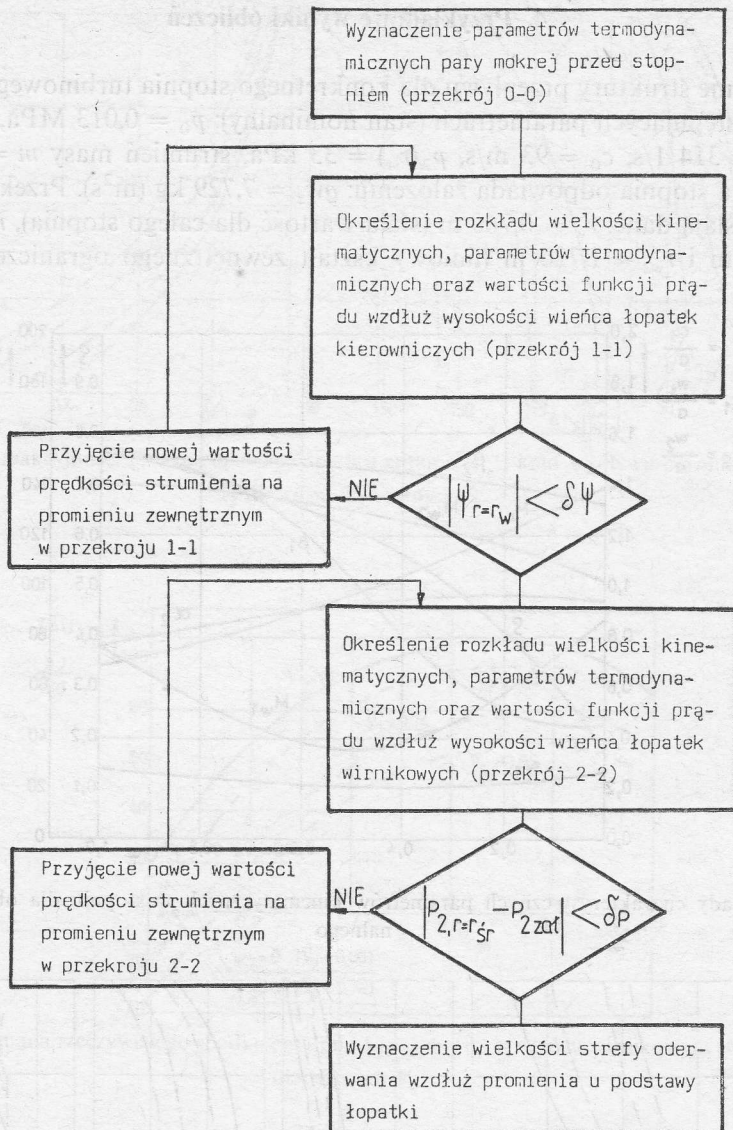
Rys. 1. Przekrój merydionalny stopnia

Sposób postępowania jest wtedy następujący. Wychodząc z punktu położonego na promieniu zewnętrznym (w przekroju 2-2) obliczenia prowadzimy w dół łopatk, uściślając w procesie kolejnych przybliżeń wartość prędkości na promieniu zewnętrznym tak długo, aż otrzymana z obliczeń wartość ciśnienia za stopniem (na średnim promieniu) będzie równa wartości obliczonej dla $m = m_1$. Strefę oderwania określa się z zależności

$$\Delta l_{od} = r_{\psi=0} - r_w. \quad (18)$$

W przepływie odbiegającym od ekonomicznego rosną straty energii mechanicznej. W dalszym ciągu ich opis przyjęto za [14], gdzie zaproponowano następującą ich zależność od kąta napływu β_1 :

$$\frac{\eta_{opt}''2 - \eta''2}{\eta''2} = A \left(\frac{\beta_1 - \beta_{1-opt}}{180 - \beta_{1-opt}} \right)^2, \quad (19)$$



Rys. 2. Ogólny schemat blokowy algorytmu obliczeń struktury przepływu w stopniu, po zmianie warunków pracy turbiny

gdzie

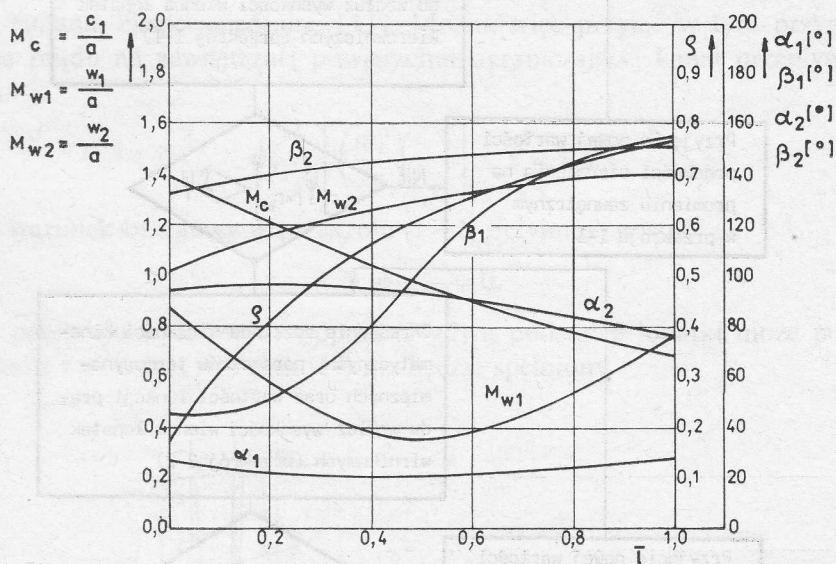
$$A = 1,2 \quad \text{dla} \quad \beta_1 > \beta_{1-\text{opt}} \quad A = 0,18 \quad \text{dla} \quad \beta_1 < \beta_{1-\text{opt}}$$

Ogólny schemat blokowy rozwiązania rozważanego zagadnienia rozległości strefy oderwania i wyznaczenia struktury przepływu przy zmianie obciążenia stopnia przedstawiono na rysunku 2.

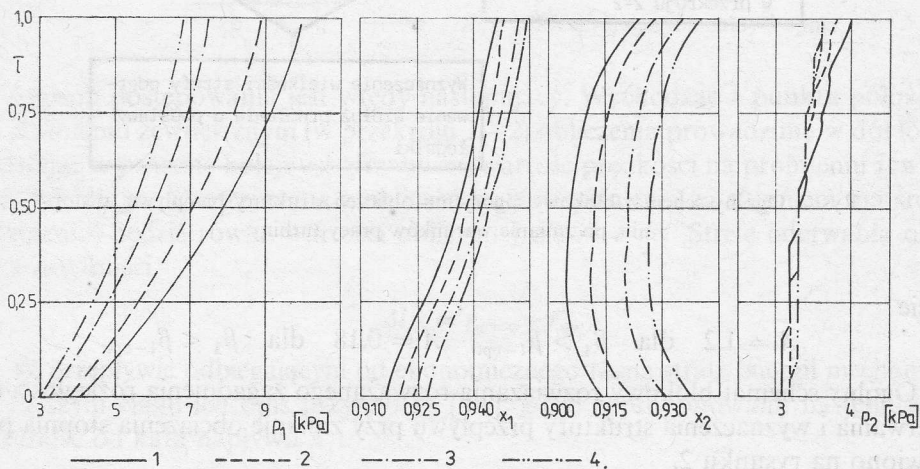
Do numerycznego rozwiązania układu równań (14) i (15) w przedziale szczelin międzywieńcowych wybrano metodę Runge-Kutta.

4. Przykładowe wyniki obliczeń

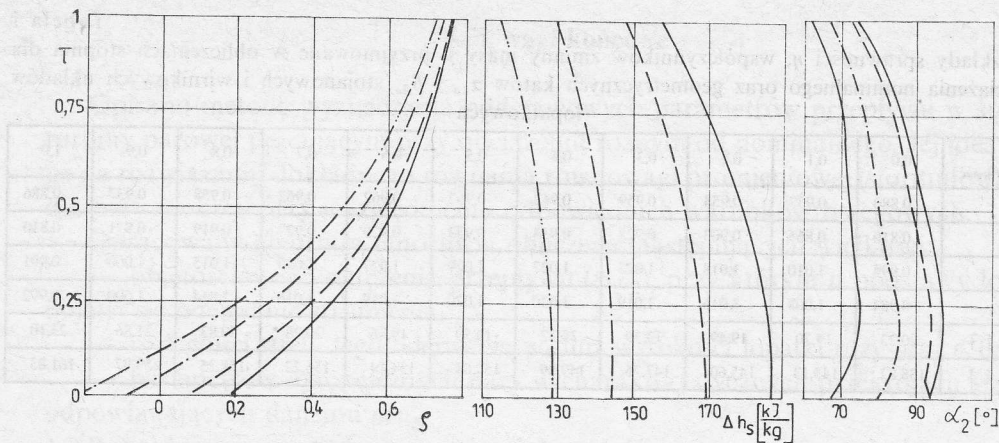
Obliczenie struktury przepływu dla konkretnego stopnia turbinowego pracującego przy następujących parametrach (stan nominalny): $p_0 = 0,013$ MPa, $h_0 = 2486,9$ kJ/kg, $\omega = 314$ 1/s, $c_0 = 93$ m/s, $p_2(r_{sr}) = 33$ kPa, strumień masy $m = 51,04$ kg/s. Kinematyka stopnia odpowiada założeniu: $\varrho w_z = 7,729$ kg/(m²s). Przekrój merydionalny określają dane: $r_w = 0,760$ m (stała wartość dla całego stopnia), $r_{w0} = 1,59$ m, $r_{w1} = 1,66$ m i $r_{w2} = 1,720$ m (liniowy kształt zewnętrznego ograniczenia kanału).



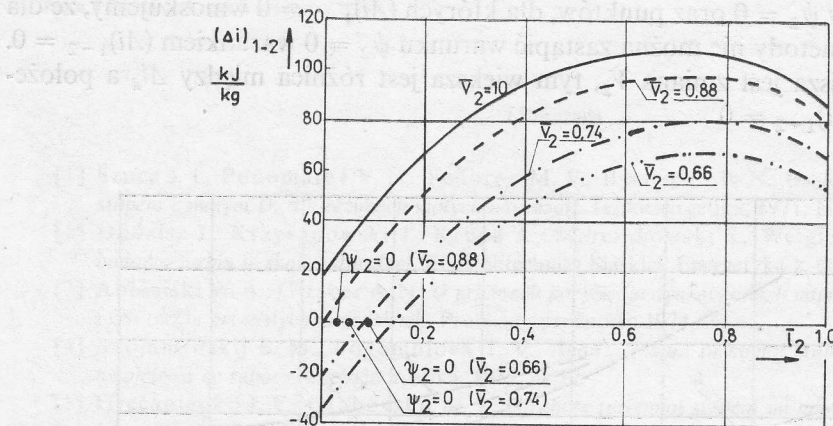
Rys. 3. Rozkłady charakterystycznych parametrów kinematycznych w stopniu dla obciążenia nominalnego



Rys. 4. Rozkład parametrów termodynamicznych w obliczeniowych przekrojach stopnia dla różnych wartości 1 — $\bar{V}_2 = 1,0$, 2 — $\bar{V}_2 = 0,88$, 3 — $\bar{V}_2 = 0,74$, 4 — $\bar{V}_2 = 0,66$



Rys. 5. Rozkład reakcyjności ρ , izentropowego spadku entalpii Δi_s i kąta wypływu czynnika ze stopnia α_2 dla różnych wartości V_2



Rys. 6. Zmiana rzeczywistego spadku entalpii $(\Delta i)_{1-2} = f(\tau)$ w wieńcu wirnikowym stopnia dla różnych V_2

Wartości geometrycznych kątów łopatkowych α_{1a} i β_{2a} zawiera tabela 1, w której podano także wykorzystane w obliczeniach stanu nominalnego rozkłady sprawności i współczynnika zmniejszenia masy wzdłuż wysokości łopatki.

Rozkład parametrów termodynamicznych i kinematycznych w charakterystycznych przekrojach stopnia (dla warunków nominalnych) określono z rozwiązania odwrotnego zadania przepływu pary mokrej przez badany stopień turbiny kondensacyjnej, zgodnie z metodologią opisaną w [11]. Wyniki tych obliczeń ilustruje rysunek 3.

Strukturę przepływu w stopniu pracującym w zmiennych warunkach badano dla następujących wartości V_2 : 0,88, 0,74, 0,66.

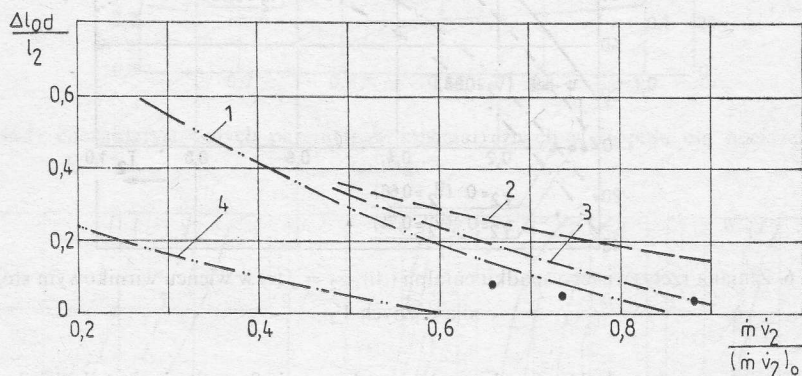
Niektóre rezultaty obliczeń przedstawiono na rysunkach 4–7. Wykresy 4 i 5

Tabela 1

Rozkłady sprawności η , współczynników zmiany masy μ przyjmowane w obliczeniach stopnia dla obciążenia nominalnego oraz geometrycznych kątów α_{1a} i β_{2a} stojanowych i wirnikowych układów łopatkowych

wielkość τ	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
η_1	0,880	0,937	0,954	0,959	0,962	0,962	0,962	0,962	0,958	0,937	0,886
η_2	0,810	0,865	0,903	0,928	0,933	0,933	0,929	0,927	0,919	0,871	0,810
μ_1	0,994	1,010	1,018	1,023	1,027	1,029	1,027	1,020	1,015	1,000	0,991
μ_2	0,984	1,008	1,016	1,019	1,020	1,020	1,019	1,016	1,014	1,000	0,992
$\alpha_{1a} [^\circ]$	20,23	19,70	19,49	19,39	19,32	19,39	19,86	20,28	20,83	21,86	23,10
$\beta_{2a} [^\circ]$	138,82	143,13	145,60	147,76	149,89	152,04	154,14	156,22	158,25	159,97	161,83

ilustrują rozkład wybranych parametrów termodynamicznych i kinematycznych w charakterystycznych przekrojach stopnia dla różnych $\bar{V}_2$ (przy założeniu stałej wartości p_2 na średnim promieniu). Rysunek 6 przedstawia natomiast przebiegi rzeczywistego spadku entalpii $(\Delta i)_{1-2}$ w wieńcu wirnikowym stopnia. Porównując położenie punktów $\psi_2 = 0$ oraz punktów, dla których $(\Delta i)_{1-2} = 0$ wnioskujemy, że dla rozpatrywanej metody nie można zastąpić warunku $\psi_2 = 0$ warunkiem $(\Delta i)_{1-2} = 0$. Im intensywniejsza jest zmiana V_2 , tym większa jest różnica między Δi_d a położeniem punktu $(\Delta i)_{1-2} = 0$.



Rys. 7. Wielkość strefy oderwania strumienia u podstawy łopatki wirnikowej ostatniego stopnia

1 — krzywa doświadczalna przedstawiona w [13], 2 i 3 — obliczenia według [13], 4 — krzywa doświadczalna przedstawiona w [15], ● — obliczenia własne

Na rysunku pokazano wielkość strefy oderwania strumienia. Naniesiono na nim również dostępne wyniki eksperymentalnych badań i obliczeń wielkości tej strefy w ostatnich stopniach turbin kondensacyjnych przy zmianie $\bar{V}_2$ [13, 15]. Należy jednak dodać, że wyniki badań doświadczalnych analitycznych, z którymi porównano obliczenia własne nie dotyczą niestety tych samych geometrii. Wynika to stąd, że w dostępnych publikacjach brak jest szczegółowych informacji o badanych stopniach.

5. Uwagi końcowe

Opisano metodę wyznaczania podstawowych parametrów przepływu w stopniu turbiny parowej pracującym przy obciążeniu różnym od nominalnego. Jej idea polega na rozwiązaniu dokładnego równania równowagi promieniowej (sformułowanego dla pary mokrej) przy uwzględnieniu odpowiednich warunków brzegowych.

Opracowany algorytm umożliwia obliczenie następujących wielkości:

- objętościowego natężenia przepływu (mv_2), przy którym u podstawy łopatki pojawi się oderwanie strumienia,
- rozległości strefy tego oderwania wzdłuż wysokości łopatki przy $mv_2 \leq (mv_2)_{od}$,
- parametrów dynamicznych pary w charakterystycznych przekrojach stopnia, odpowiadających danemu mv_2 .

Rozpatrywana metoda może również znaleźć zastosowanie w dyskusji wpływu różnych parametrów, w tym także geometrycznych stopni (np. funkcji zwinięcia łopatek) na powstanie i rozwój oderwania. Przyjęte procedury obliczeniowe łatwo zastosować w procesie optymalizacyjnym stopnia.

Praca wpłynęła do Redakcji w sierpniu 1986 r.

Literatura

- [1] Šzneć J. I., Ponomarev V. N., Fedorov M. V., Bystrickij L. N., *Osobennosti raboty turbinnoj stupeni c malym D_{sr}/l v režimach malych nagruzok*. Teploenergetika, 1971, Nr 1.
- [2] Dudzisz J., Krzyżanowski J., Krupa A., Marcinkowski S., Weigle B., *Niektóre problemy badania turbin w skali naturalnej*. ZN Politechniki Śląskiej, Energetyka z. 66, Gliwice 1978.
- [3] Ablamski W. A., Giršber A. N., *O pričinach povyšenija dynamičeskich napraženij v lopatkach parowych turbin pri malych nagruzkach*. Problemy pročnosti, 1974, Nr 4.
- [4] Trojanowski B. M., Bogomolova T. V., *Analiz vlijania turbinnoj stupeni bol'šoj veernosti na ustojčivost ee raboty*. Teploenergetika, 1976, nr 12.
- [5] Grečanienko J. V., Grabovskij M. J., *O rabote turbinnoj stupeni na nepemennom režime*. Teploenergetika, 1976, Nr 5.
- [6] Goloscapov V. N., *Opredelenie radiysa privtuločnogo otryva za kol'cevymi rešetkami*. Energetičeskoe mašinostroenie, vypusk 25, Char'kov, 1978.
- [7] Błażko E., *Obliczenia przepływu przestrzennego w zmiennych warunkach pracy ostatniego stopnia turbiny kondensacyjnej*. Zbiór prac III Konferencji naukowo-technicznej, Technologia przepływowych maszyn wirnikowych, Rzeszów 1973.
- [8] Sirotkin J. A., *Aërodinamičeskij rasčet lopatok oseвых turbomašin*. Mašinostroenie, Moskva 1972.
- [9] Kirillov I. I., *Teorija turbomašin*. Masinostroenie, Leningrad 1972.
- [10] Chmielniak T., Łukowicz H., *Rozwiązanie odwrotnego zagadnienia dla przepływu pary mokrej w stopniu turbiny*. ZN Pol. Śl., Energetyka z. 60, Gliwice 1977.
- [11] Łukowicz H., *Przybliżone rozwiązanie odwrotnego zadania przepływu pary mokrej w osiowych stopniach turbinowych*. Praca doktorska, Pol. Śląska, Gliwice 1984.
- [12] Linnecken H., *Die Mengendruckgleichung für eine Turbinen — Stufengruppe*. BWK, Bd 9, M. 2, 1957, s. 53—56.
- [13] Abramov V. I., Filippov G. A., Frolov V. V., *Teplovoj rasčet turbin*. Mašinostroenie, Moskva 1974.
- [14] Tuliszką E., *Turbiny cieplne. Zagadnienia termodynamiczne i przepływowe*. WNT, Warszawa 1973.
- [15] Nosovickij A. I., Špenzer G. G., *Gazodinamika vlažnoparowych turbinnych stupenij*. Mašinostroenie, Leningrad 1977.

Оценка величины отрывной зоны потока при уменьшении нагрузки турбинной ступени

Резюме

В работе рассматривается методика оценки величины отрывной зоны потока в турбинной ступени работающей при переменной нагрузке.

Математическую модель течения определяют: точное уравнение радиального равновесия в случае осесимметричного течения влажного пара (формула (14)), уравнение неразрывности (формула (15)), уравнения состояния газовой и жидкой фаз, а также соответственно определённые граничные условия. Диссипативные явления учтены энергетическим способом. Дополнительные потери, которые возникают при отклонении от номинальных условий работы, определены при помощи зависимости (19).

Общее описание алгоритма решения рассматриваемой задачи представляется на рис. 2. Решение уравнений (14) и (15) ведётся при использовании метода Рунге-Кутты.

В работе представляются результаты примерных расчётов последней турбинной ступени (рис. 4—6), для которой номинальный режим работы показывает рис. 3 (другие величины даны в табл. 1). Полученные результаты сравниваются с экспериментом (рис. 7).

Estimation of the Size of Separation Zone in a Turbine Stage Under Small Load

Summary

The paper presents a method of estimating the size of the flow separation zone in turbine stages which are not working under full load.

The model of the phenomenon comprises: exact equations of radial equilibrium for the axisymmetric flow of wet steam (14), equation of continuity (15), equation of state for the liquid and gas phase and an adequately selected manner of defining the boundary conditions. The dissipative phenomena have been taken into consideration integrally. The energy losses caused by the departure from the rated conditions have been described by relation (19). A general description of the algorithm is shown in Fig. 2. In order to solve equations (14), (15), the Runge-Kutta method has been employed. Results of exemplary calculations are presented. They concern the last stage (Figs 4—7) of a turbine whose rated state of work is illustrated in Fig. 3 (other data are shown in chart 1). The results of calculations are compared with experimental data (Fig. 7).