

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

86

WARSZAWA — POZNAŃ 1983

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 · WŁODZIMIERZ PROSNAK · KAZIMIERZ STELER  
ROBERT SZEWAŁSKI (PRZEWODNICZĄCY - CHAIRMAN) · JÓZEF ŚMIGIELSKI

### KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELER - 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 1983

Printed in Poland

ISBN 83-01-04798-4

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 300+90 egz.

Ark. wyd. 10. Ark. druk. 8,5

Pap. druk. sat. kl. V, 70 g

Nr zam. 47/203

Oddano do składania 8 XI 1982 r.

Podpisano do druku 31 V 1983 r.

Druk ukończono w czerwcu 1983 r.

E-9/324. Cena zł 100,-

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

EDMUND TULISZKA

Poznań

## Określenie podstawowych wielkości konstrukcyjnych stopni sprężarek transonicznych

Przeprowadzono analizę zasad projektowania sprężarkowych stopni transonicznych opierając się na danych doświadczalnych stopnia transonicznego NASA [16]. Uzyskane zależności pozwalają określić optymalną prędkość obrotową wirnika i geometrię projektowanego stopnia transonicznego.

### Wykaz oznaczeń

|                                                                                                                        |                                                                     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| $A$ – powierzchnia,                                                                                                    | $\beta$ – kąt położenia prędkości względnej,                        |
| $a$ – prędkość dźwięku,                                                                                                | $\delta\beta = \beta^* - \beta$ ,                                   |
| $D$ – średnica,                                                                                                        | $\gamma_m$ – kąt położenia cięciwy profilu,                         |
| $h$ – wysokość elementarnej strugi,                                                                                    | $\Delta i_{sc}$ – izentropowy przyrost entalpii całkowitej stopnia, |
| $K_n$ – wskaźnik szybkobieżności,                                                                                      | $\delta$ – wskaźnik średnicy,                                       |
| $l$ – cięciwa łopatki,                                                                                                 | $\beta$ – kąt wygięcia szkieletowej profilu (rys. 4),               |
| $l_{fm}$ – odległość od krawędzi wlotowej przekroju, w którym strzałka szkieletowej profilu osiąga wartość maksymalną, | $\kappa$ – wykładnik izentropy,                                     |
| $l_t$ – praca techniczna,                                                                                              | $\pi$ – spręż (stosunek ciśnień całkowitych),                       |
| $Ma$ – liczba Macha,                                                                                                   | $\rho$ – gęstość,                                                   |
| $n$ – prędkość obrotowa,                                                                                               | $\varphi$ – wskaźnik prędkości osiowej.                             |
| $q_f$ – ciepło tarcia (powstałe na skutek dysypacji energii mechanicznej),                                             | Indeksy                                                             |
| $P$ – ciśnienie,                                                                                                       | $c$ – całkowity,                                                    |
| $R$ – indywidualna stała gazowa,                                                                                       | $f$ – tarcie,                                                       |
| $r$ – promień,                                                                                                         | $s$ – izentropa,                                                    |
| $T$ – temperatura,                                                                                                     | $\bar{s}r$ – średni (umowny stan odniesienia),                      |
| $t$ – podziałka palisady łopatkowej,                                                                                   | $u$ – składowa obwodowa,                                            |
| $u$ – prędkość obwodowa wirnika,                                                                                       | $z$ – zewnętrzna powierzchnia ograniczająca kanał łopatkowy,        |
| $V_1$ – objętość natężenia przepływu,                                                                                  | $z$ – składowa osiowa,                                              |
| $w$ – prędkość względna,                                                                                               | 1–4 – przekroje charakterystyczne stopnia sprężarki (rys. 2),       |
| $x$ – współrzędna (rys. 13),                                                                                           | – – wielkość średnia.                                               |
| $\beta^*$ – kąt łopatkowy wieńca wirnikowego,                                                                          |                                                                     |

### 1. Wstęp

Zagadnienie projektowania stopni sprężarkowych jest zagadnieniem ogromnie złożonym. Dość dobrze rozeznana struktura przepływu łopatkowych wieńców sprężających w zakresie prędkości poddźwiękowych, zostaje w zakresie prędkości transonicznych w spo-

sób zasadniczy dodatkowo zakłócona powstałymi falami uderzeniowymi. Fale uderzeniowe w przepływie przez środkową część kanału łopatkowego lub międzyłopatkowego, szczególnie zaś w warstwach przyściennych, zmieniają strukturę przepływu w takim stopniu, że ustalone zasady projektowania wieńców łopatkowych w zakresie prędkości poddźwiękowych tracą swoje znaczenie. O złożoności omawianych przepływów informują nas między innymi prace [1–8]. W pracy [8] stwierdza się, że brak jest obecnie sprawdzonych metod projektowania stopni transonicznych sprężarek osiowych. Wprawdzie opracowano wiele teorii numerycznego rozwiązania przepływu płynu nielepkiego przez kanały łopatkowe [9–15], ale metody te nie pozwalają określić geometrii łopatek, stopnia, mającego osiągnąć z góry założony stosunek ciśnień i natężenie przepływu, przy możliwie jak największej sprawności.

Proces projektowania maszyn polega na stopniowym dochodzeniu do coraz doskonalszych rozwiązań. Ważnym krokiem jest uzyskanie pierwszego przybliżenia, opartego na stosunkowo prostych zależnościach. Zaprojektowany w ten sposób stopień jest z kolei obliczany szczegółowo, a następnie odpowiednio korygowany. Niniejsza praca przedstawia właśnie sposób uzyskania pierwszego przybliżenia rozwiązania. Sposób ten będzie polegać na ustaleniu zależności wynikających z praw podobieństwa przepływu, na wykorzystaniu zależności przepływów poddźwiękowych, które za pomocą odpowiednich korekt przedłużone zostaną na przepływy transoniczne (z umiarkowanymi falami uderzeniowymi). Wspomniane korekty wynikać będą z konfrontacji wyników obliczeniowych oraz wyników badań stopnia transonicznego NASA [16].

## 2. Kanał łopatkowy i prędkość obrotowa

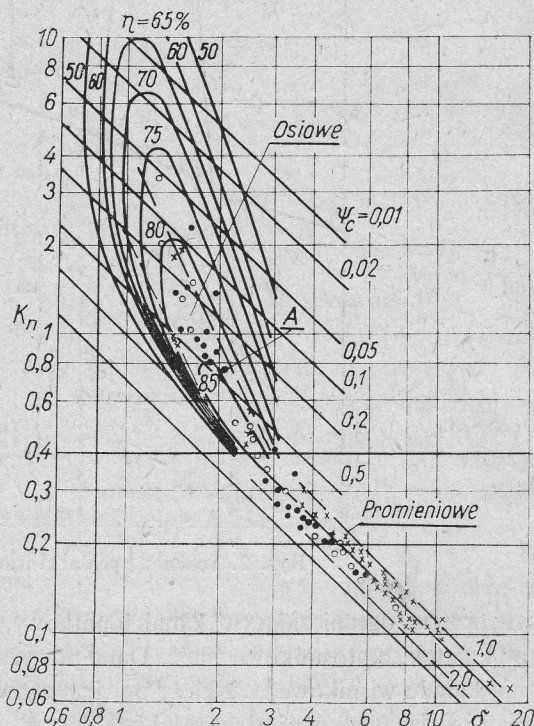
Pierwszy krok w procesie projektowania stopnia sprężarki polega na określeniu prędkości obrotowej  $n$  wieńca wirnikowego oraz średnic  $D_z$ ,  $D_w$  (rys. 2) kanału łopatkowego. W metodzie klasycznej powyższe wielkości uzyskuje się za pomocą wykresu Cordiera [17].

Z badań eksperymentalnych i teoretycznych wynika, że największe sprawności osiąga się w stopniach poddźwiękowych i naddźwiękowych, natomiast nieco mniejsze w stopniach transonicznych. W stopniach poddźwiękowych o sprawności decydują straty pochodzące od tarcia wewnętrznego, w naddźwiękowych straty pochodzą od fal uderzeniowych. Ogólne bilanse strat są tego samego rzędu [17]. Można zatem przypuszczać, że opracowane metody projektowania stopni sprężarek z punktu widzenia osiągnięcia jak najwyższych sprawności, w pierwszym przybliżeniu, są takie same dla stopni sprężarek poddźwiękowych, naddźwiękowych i transonicznych. W celu sprawdzenia tej zasady wykorzystujemy dane doświadczalne stopnia sprężarkowego NASA [16]. Z danych tych wyznaczone wartości wskaźnika szybkobieżności  $K_n$  i wskaźnika średnicy  $\delta$  wynoszą

$$K_n = \frac{(2\pi^2)^{\frac{1}{4}}}{60} n \dot{V}_1^{\frac{1}{4}} (\Delta i_{sc})^{-\frac{1}{4}} = 0,747, \quad \delta = \frac{\pi^{\frac{1}{4}} \Delta i_{sc}^{\frac{1}{4}}}{2^{\frac{1}{4}} \dot{V}^{\frac{1}{4}}} D_{z2} = 2,23.$$

(Dane sprężarki NASA są następujące: natężenie przepływu  $\dot{m} = 29,5$  kg/s, temperatura i ciśnienie początkowe  $T_1 = 288$  K,  $P_1 = 10^5$  Pa, spręż stopnia  $\pi = 1,75$ , prędkość obrotowa  $n = 16265$  obr/min, średnica zewnętrzna koła wirnikowego w przekroju wylotowym  $D_{z2} =$

$=0,25082$  m.) Nanosząc te dane na wykres Cordiera (rys. 1) widzimy, że przynależny punkt  $A$  leży dokładnie w pasie optymalnych sprawności stopni poddźwiękowych. Tak więc wykres Cordiera będzie pierwszą postulowaną zależnością w określeniu optymalnej prędkości obrotowej  $n$  oraz średnicy zewnętrznej przekroju wylotowego wirnika  $D_{z2}$ .



Rys. 1. Wykres Cordiera z naniesionym punktem  $A$ , odpowiadającym danym stopnia sprężarki transonicznej NASA [16]

Schemat sprężarki NASA widoczny jest na rysunku 2. Wynika stąd, że profil kanału łopatkowego od strony zewnętrznej i wewnętrznej przebiega w ten sposób, że przekroje osiowe kanału ulegają stopniowemu zmniejszeniu. Tego rodzaju przebieg kształtu kanału ma zapobiec zbyt dużemu opóźnieniu średnich składowych osiowych prędkości  $\bar{c}_z$  na wieńcu wirnikowym lub stojanowym. Stosunek średnich składowych tych prędkości dla wieńca wirnikowego  $\bar{c}_{z2}/\bar{c}_{z1}$  i stojanowego  $\bar{c}_{z4}/\bar{c}_{z3}$  określamy z równania ciągłości przepływu

$$\frac{\bar{c}_{z2}}{\bar{c}_{z1}} = \frac{A_1 \bar{\rho}_1}{A_2 \bar{\rho}_2}, \quad \frac{\bar{c}_{z4}}{\bar{c}_{z3}} = \frac{A_3 \bar{\rho}_3}{A_4 \bar{\rho}_4},$$

$\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4$  — średnie gęstości gazu w odpowiednich przekrojach (rys. 2).

Z obliczeń stopnia NASA stosunek ten wynosi około 0,84. Natomiast stosunek prędkości osiowych wzdłuż poszczególnych linii prądu  $c_{z2}/c_{z1}$ ,  $c_{z4}/c_{z3}$  mieścił się w granicach 0,97 - 0,76, przy czym wartość maksymalna (0,97), świadcząca o małym opóźnieniu składowych osiowych prędkości, mieściła się przy piąście stopnia, a więc w przekroju maksymalnego obciążenia profilów łopatek, wartość zaś minimalna (0,76) mieściła się w przekroju



Rys. 2. Schemat sprężarki transonicznej NASA [16]

zewnątrznym ograniczającym kanał łopatkowy, w którym obciążenia przepływowe profilów łopatek są stosunkowo małe. Dane powyższe stanowią istotną wytyczną w kształtowaniu kanału wirnikowego. Należy bowiem zauważyć, że na skutek znacznych przyrostów ciśnień i związanych z nimi gęstości, w celu zachowania powyższego stosunku składowych osiowych prędkości należy odpowiednio dobrać stosunek pól przekrojów  $A_1, A_2, A_3, A_4$ . Stosunek zaś składowych osiowych prędkości wpływa w istotny sposób na ogólny stopień dyfuzorowości przepływu i przez to na obciążenie przepływowe wieńca łopatkowego. Wskaźnik prędkości  $\varphi_{z2} = \bar{c}_2/u_2$  oraz stosunek średnic  $\nu = D_{w2}/D_{z2}$  przyjmują wartości tak jak dla stopni poddźwiękowych ( $\varphi_{z2} = 0,45, \nu = 0,60$ ). Powyższe dane pozwalają dobrać przekroje charakterystyczne stopnia i przez to dobrać profile kanałów łopatkowych (rys. 2).

### 3. Kinematyka przepływu

Jednym z centralnych zagadnień projektowania stopni osiowych (diagonalnych) jest dobór quasi-trójwymiarowej kinematyki przepływu, to znaczy dobór rozkładu średnich wzdłuż obwodu składowych obwodowych, promieniowych i osiowych prędkości przepływu. Równania opisujące tę kinematykę są następujące: równanie ruchu w kierunku prostopadłym do linii prądu (w kierunku promieniowym), równanie bilansu energii, równanie ciągłości przepływu. W celu zamknięcia tego układu równań należy wprowadzić dodatkowy warunek. W sprężarce NASA warunkiem tym była założona stała wartość ciśnienia całkowitego w przekroju wylotowym wieńca wirnikowego:  $P_{c2}(r) = \text{const}$ . Ponieważ na dolocie

również można przyjąć stały rozkład ciśnienia całkowitego  $P_{c1}(r) = \text{const}$ , zatem na poszczególnych liniach prądu w obszarze koła wirnikowego zachodzą stałe izentropowe przyrosty entalpii całkowitej

$$i_{sc2} - i_{c1} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_{c1} \left[ \left( \frac{P_{c2}}{P_{c1}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right] = f(r) = \text{const}.$$

Rzeczywisty zaś przyrost entalpii na poszczególnych liniach prądu, zgodnie z równaniem bilansu energii, wynosi

$$i_{c2} - i_{c1} = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} = i_{sc2} - i_{c1} + q_{f1-2}.$$

Wieniec wirnikowy przekazuje zatem przepływającemu czynnikowi pracę równą sumie izentropowego przyrostu entalpii całkowitej ( $i_{sc2} - i_{c1}$ ) oraz strat  $q_{f1-2}$ . Według opinii wyrażonej w pracy [16], układy o stałej wartości entalpii całkowitej  $P_{c2}(r) = \text{const}$  cechują się stosunkowo niskimi stratami indukowanymi i przez to wysoką sprawnością.

Sposób wyznaczenia kinematyki przepływu, opisanej wyżej wyszczególnionymi równaniami, stanowi zagadnienie oddzielne. Na ten temat istnieje bogata literatura [18–22], pozwalająca wyznaczyć wyżej wyszczególnione pole prędkości tak zwanego quasi-trójwymiarowego przepływu i następnie jego osiowosymetryczne powierzchnie prądu.

#### 4. Kąty łopatkowe palisad transonicznych

Kolejne zadanie w procesie projektowania wieńców sprężarki osiowej polega na określeniu profili łopatkowych wzdłuż wyznaczonych uprzednio osiowosymetrycznych powierzchni prądu przepływu quasi-trójwymiarowego. Jest to zagadnienie bardzo złożone. W pracy [8] stwierdza się, że brak jest obecnie sprawdzonych metod projektowania transonicznych stopni sprężarkowych. W takiej sytuacji projektowanie oprzemy na uproszczonej metodzie, wywodzącej się z praw podobieństwa przepływu oraz na zależnościach przepływów poddźwiękowych, które z uwzględnieniem odpowiednich korekt przedłużymy na przepływy transoniczne.

Przepływ wzdłuż elementarnej osiowosymetrycznej strugi przechodzącej przez koło wirnikowe stopnia sprężarki (rys. 3) opiszemy następującymi równaniami: równaniem ciągłości przepływu

$$2\pi r_1 h_1 \rho_1 c_{z1} = 2\pi r_2 h_2 \rho_2 c_{z2}, \quad (1)$$

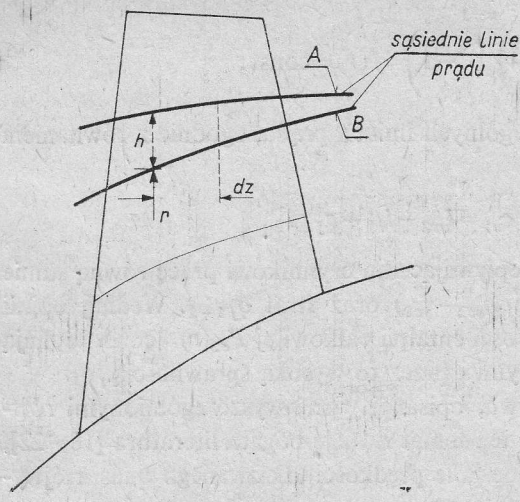
równaniem bilansu energii

$$l_t = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} = i_2 + \frac{1}{2} c_2^2 - (i_1 + \frac{1}{2} c_1^2) = \frac{1}{2} (u_2^2 - u_1^2) + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) - \frac{1}{2} (w_2^2 - w_1^2). \quad (2)$$

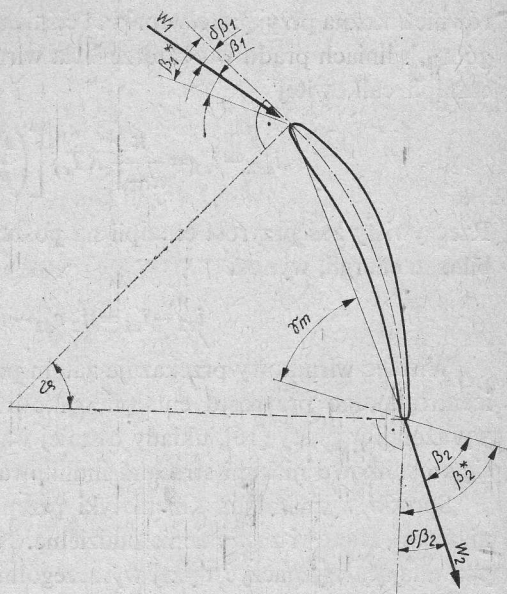
Równania te po przekształceniu przyjmą postać

$$\frac{c_{z2}}{c_{z1}} = \frac{r_1 h_1 \rho_1}{r_2 h_2 \rho_2}, \quad (1a)$$

$$\frac{1}{\kappa - 1} \frac{a_2^2 - a_1^2}{a_{sr}^2} = \frac{1}{2} \frac{u_2^2 - u_1^2}{a_{sr}^2} - \frac{1}{2} \frac{w_2^2 - w_1^2}{a_{sr}^2}. \quad (2a)$$



Rys. 3. Elementarna struga osiowosymetrycznego przepływu quasi-trójwymiarowego



Rys. 4. Kąty łopatkowe ( $\beta_1^*$ ,  $\beta_2^*$ ) oraz kąty określające położenie prędkości napływającego ( $\beta_1$ ,  $\delta\beta_1$ ) i wypływającego ( $\beta_2$ ,  $\delta\beta_2$ ) względem palisady strumienia. Kąty  $\gamma_m$  i  $\vartheta$  oznaczają odpowiednio kąt położenia cięciwy profilu oraz kąt wygięcia szkieletowej łopatki

Pierwsze z powyższych równań mówi, że w badanym przepływie odpowiednią rolę odgrywać będzie stosunek składowych osiowych prędkości  $\mu = c_{z2}/c_{z1}$ , drugie natomiast, że odpowiednie role odgrywają wyrażenia

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{a_{sr}^2}, \quad \frac{w_2^2 - w_1^2}{a_{sr}^2},$$

$a_{sr}$  jest prędkością dźwięku umownego stanu odniesienia; przyjęto  $a_{sr} = \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$ .

Pierwsze z powyższych wyrażeń określa wpływ sił odśrodkowych na badany przepływ, drugie jest wynikiem działania szeregu parametrów, kształtujących przepływ przez nieruchomą palisadę łopatkową. Tak więc w dalszej analizie oprócz typowych wielkości palisadowych, będą nadto brane pod uwagę następujące parametry:

$$\frac{c_{z2}}{c_{z1}}, \quad \frac{u_2^2 - u_1^2}{a_{sr}^2}.$$

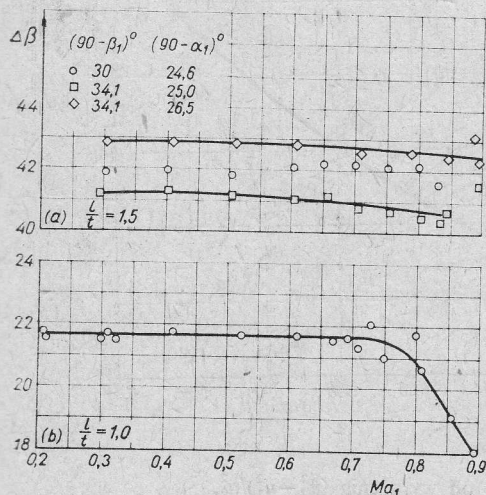
Zasadnicze zadanie projektowania układu łopatkowego polega na określeniu kątów łopatkowych  $\beta_1^*$  i  $\beta_2^*$ . Wielkości te odnosimy do kątów napływającego  $\beta_1$  i wypływającego  $\beta_2$  z palisady strumienia w znamionowych warunkach pracy. Otrzymujemy stąd relacje (rys. 4)

$$\delta\beta_1 = \beta_1^* - \beta_1, \quad \delta\beta_2 = \beta_2^* - \beta_2. \quad (3)$$

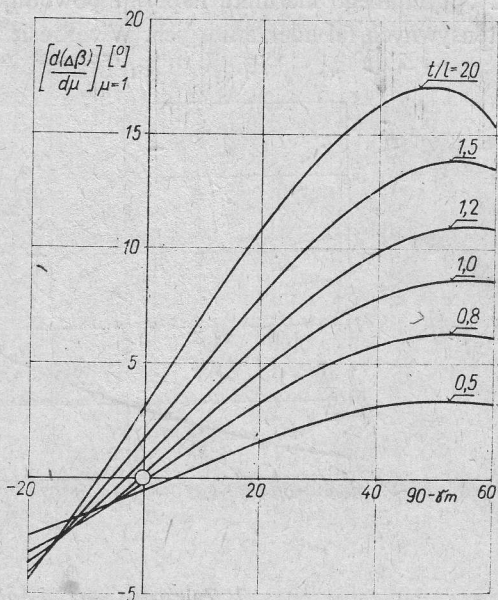
Kąt  $\delta\beta_2$  wyznaczamy następująco. Przy założeniu, że stosunek prędkości  $\mu = c_{z2}/c_{z1} = 1$ , kąt ten obliczamy doświadczalnym wzorem Howella [17]

$$\delta\beta_2(\mu=1) = \delta\beta_{2z} = 3 \sqrt{\frac{t}{l}} \left[ 0,23 \left( 2 \frac{l_{fm}}{l} \right)^2 + 0,1 \frac{90 - \beta_2}{50} \right]. \quad (4)$$

Kąt ten dotyczy zasadniczo znamionowych warunków pracy, a więc dotyczy optymalnego kąta napływu (natarcia) (rys. 4)  $\delta\beta_1$ . Jednakże wpływ kąta napływu  $\beta_1$ , ze względu na dużą gęstość palisady, można pominąć. Analiza teoretyczna, potwierdzona doświadczeniem wskazuje, że w zakresie liczb Macha  $Ma_1$  mniejszych od jedności kąt  $\delta\beta_{2z}$  nie zależy od liczby Macha ([17, 23] i rys. 5). W zakresie prędkości transonicznych, jak wykazuje rysunek 5, występują pewne odchylenia od tej zależności, które jednak ze względu na brak ściślejszych danych pomijamy.



Rys. 5. Wpływ liczby Macha  $Ma_1$  na wartości zmiany kąta przepływu  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$  [23] palisad łopatkowych o różnych kątach  $\beta_1$  i gęstościach ułopatkowania  $l/t$



Rys. 6. Zależność pochodnej  $[d(\Delta\beta)/d\mu]_{\mu=1}$  od podziałki względnej  $t/l$  i kąta ustawienia łopatki  $\gamma_m$  [25]

Wpływ stosunków składowych osiowych  $c_{z2}/c_{z1}$  na kąt odchylenia  $\delta\beta_2$  został zbadany doświadczalnie w stosunkowo wąskim zakresie, mianowicie w zakresie  $0,85 \div 1,15$ . Informacje na ten temat podają prace [5, 17, 24, 25]. Wpływ ten obliczamy według pracy [24], w myśl której dodatkowe odchylenie strumienia obliczamy z zależności

$$\Delta_1(\delta\beta_2) = - \frac{d[\delta\beta_2]}{d\mu} (\mu - 1). \quad (5)$$

Pochodną  $d[\delta\beta_2]/d\mu$ , zależną od podziałki względnej  $t/l$  i kąta  $\gamma_m$  wyznaczamy według rysunku 6 [24].

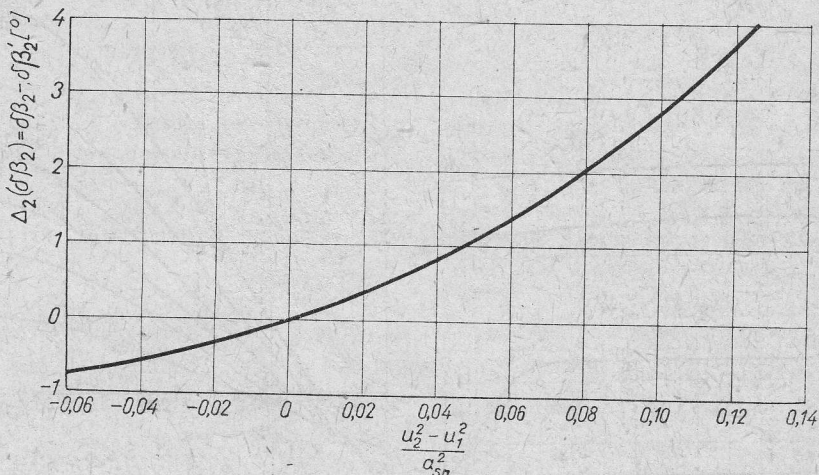
Dla trzynastu przekrojów wieńca wirnikowego sprężarki NASA wyznaczono wartości kąta  $\delta\beta'_2 = \delta\beta_{2z} + A_1(\delta\beta_2)$  i porównano je z kątami  $\delta\beta_2$  ustalonymi doświadczalnie. W ten sposób określoną różnicę  $(\delta\beta_2 - \delta\beta'_2)$  uznano wielkość zależną od parametru  $(u_2^2 - u_1^2)/a_{sr}^2$

$$A_2(\delta\beta_2) = \delta\beta_2 - \delta\beta'_2 = f\left(\frac{u_2^2 - u_1^2}{a_{sr}^2}\right). \quad (6)$$

W ten sposób ustaloną zależność przedstawia rysunek 7. Ostatecznie kąt  $\delta\beta_2$  obliczamy z zależności

$$\delta\beta_2 = \delta\beta_{2z} + A_1(\delta\beta_2) + A_2(\delta\beta_2). \quad (7)$$

Kolejne zagadnienie polega na określeniu optymalnego kąta napływu  $\delta\beta_1$  (rys. 4). Kąt ten w transonicznych palisadach sprężających odgrywa ważną rolę, gdyż odchylenia od optymalnego kierunku napływu powodują spiętrzenie prędkości i przez to powstanie intensywnych fal uderzeniowych. W zakresie prędkości poddźwiękowych literatura podaje



Rys. 7. Zależność kąta  $A_2(\delta\beta_2)$  od wyrażenia  $(u_2^2 - u_1^2)/a_{sr}^2$

szereg wzorów na kąt  $\delta\beta_1$ . Ta niejednoznaczność wartości kąta  $\delta\beta_1$  wynika stąd, że zależy on między innymi od profilu łopatki, zwłaszcza części wlotowej. Dla małych liczb Macha ( $Ma_1 < 0,7$ ) kąt  $\delta\beta_1$  określimy za pomocą danych zawartych w pracy [23]

$$\delta\beta_{1z} = i_0 + n\vartheta, \quad (8)$$

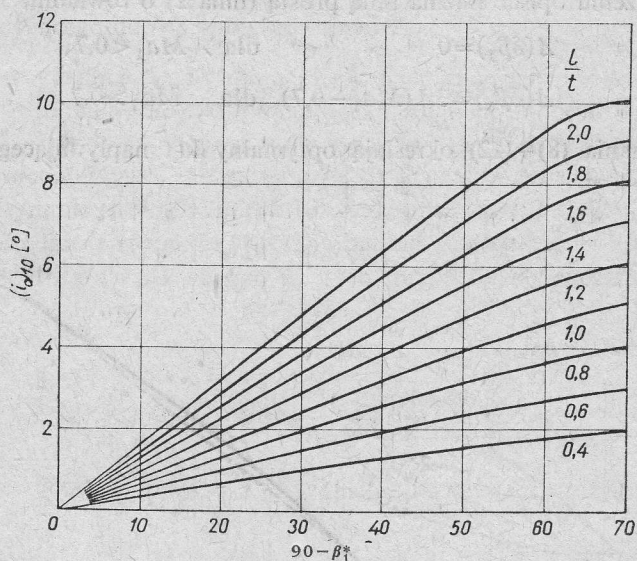
$$i_0 = (K_i)_{sh}(K_i)_t(i_0)_{10}. \quad (9)$$

Znaczenie powyższych symboli jest następujące. Kąt  $i_0$  oznacza optymalny kąt natarcia (kąt napływu) dla palisady łopatek profilowych, których szkieletowe są liniami prostymi ( $\vartheta=0$ , rys. 4), a kąt  $(i_0)_{10}$  optymalny kąt natarcia dla palisady łopatek o grubości  $d_m/l=0,1$ . Wartości tego kąta zależą od kąta łopatkowego  $\beta_1^*$  oraz podziałki względnej  $t/l$ . Zależność tę przedstawia rysunek 8. [23]. Współczynnik  $n$  zależy od kąta napływającego strumienia  $\beta_1$

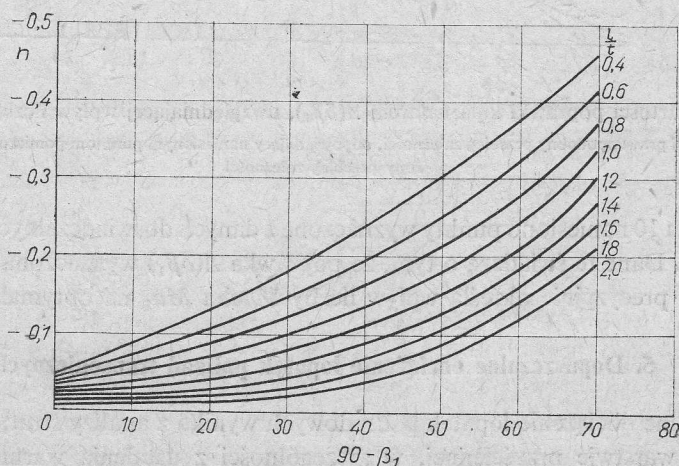
oraz podziałki względnej  $t/l$ . Wartości  $n=f(\beta_1, t/l)$  określa rysunek 9 [23]. Współczynnik  $(K_i)_{sh}$  określa wpływ oprofilowania, a współczynnik  $(K_i)_t$  – wpływ maksymalnej grubości  $d_m/l$  profilów. Zgodnie z sugestiami pracy [23] przyjęto dla wyżej wymienionych współczynników następujące wartości:

$$(K_i)_{sh}=1,0 \quad (K_i)_t=1,1.$$

Tak więc według powyższych zależności określimy optymalny kąt natarcia  $\delta\beta_{1z}$  w zakresie małych liczb Macha  $Ma_1$ . Według pracy [7] wpływ liczby Macha na wartości optymalnych



Rys. 8. Wartości optymalnych kątów natarcia  $(i_0)_{10}$  palisad łopatek profilowych, których szkieletowe są liniami prostymi ( $\vartheta=0$ ), a grubość  $d_{max}/l$  wynosi 0,1 ( $d_{max}/l=0,1$ ), według [23]



Rys. 9. Wartości współczynnika  $n$  (wzór (8)), według [23]

kątów natarcia ujawnia się dopiero w zakresie  $Ma_1 > 0,7$  i wyraża się zależnością

$$\Delta(\delta\beta_1) = 10(Ma_1 - 0,7). \quad (10)$$

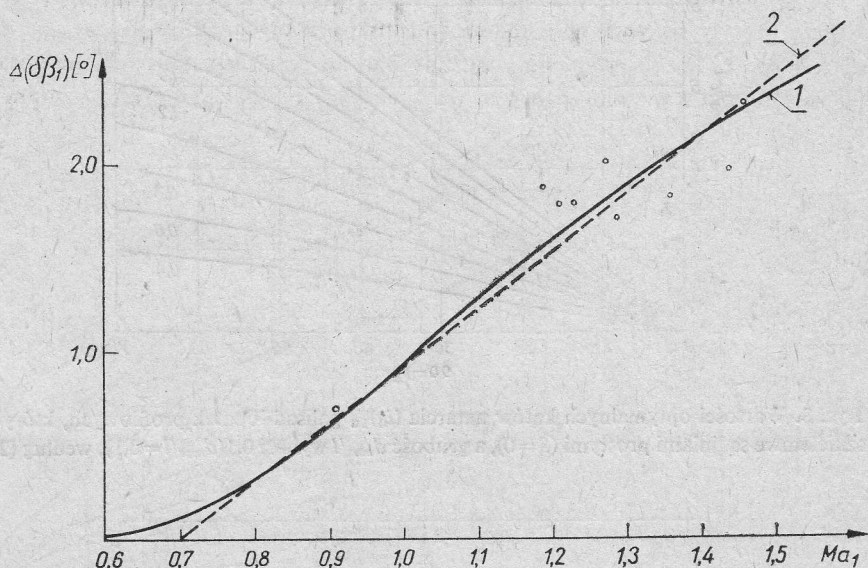
Poprawkę  $\Delta(\delta\beta_1)$  należy dodać do kąta  $\delta\beta_{1z}$ , aby uzyskać optymalny kąt natarcia w zakresie liczb Macha większych od 0,7

$$\delta\beta_1 = \delta\beta_{1z} + \Delta(\delta\beta_1). \quad (11)$$

Przeprowadzona analiza, oparta na danych NASA wykazała, że poprawki obliczone powyższą zależnością są zbyt duże i że należy je uwzględnić według rysunku 10 (linia 1), którą w przybliżeniu opisać można linią prostą (linia 2) o równaniu

$$\begin{aligned} \Delta(\delta\beta_1) &= 0 & \text{dla } Ma_1 < 0,7, \\ \Delta(\delta\beta_1) &= 3,1(Ma_1 - 0,7) & \text{dla } Ma_1 > 0,7. \end{aligned} \quad (12)$$

Tak więc równania (8)÷(12) określają optymalny kąt napływającego strumienia  $\delta\beta_1$ .



Rys. 10. Wartości poprawki kąta natarcia  $\Delta(\delta\beta_1)$ , uwzględniającej wpływ liczby Macha  $Ma_1$

linia 1 – najbardziej prawdopodobny przebieg zależności, odpowiadający naniesionym punktom pomiarowym, linia 2 – przybliżony przebieg zależności

Na rysunku 10 naniesiono punkty wyznaczone z danych doświadczalnych NASA podaną wyżej metodą. Dane te świadczą o tym, że poprawka  $\Delta(\delta\beta_1)$  wyznaczona za pomocą tego rysunku mało precyzyjnie określa wpływ liczby Macha  $Ma_1$  na optymalny kąt napływu.

## 5. Dopuszczalne obciążenie łopatek palisad transonicznych

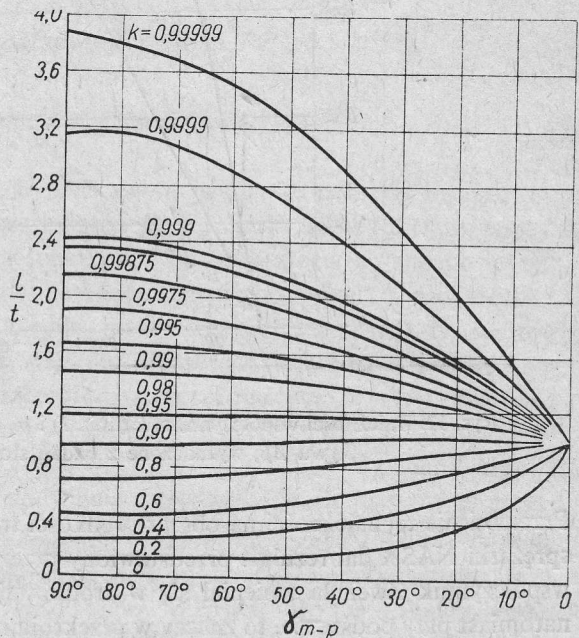
Dopuszczalne obciążenie łopatek palisadowych wynika z analizy strat, a więc z analizy przepływu w warstwie przyściennej, w szczególności z ustalenia warunków oderwania warstwy przyściennej. Zagadnienie to w przepływach transonicznych sprężających, w któ-

rych występują fale uderzeniowe, jest szczególnie złożone, co wynika między innymi z intensywnego oddziaływania fal uderzeniowych na strukturę warstw przyściennych. To złożone zagadnienie, stanowiące oddzielny problem, ujmijmy skrótowno. Chodzi nam bowiem o ustalenie pewnych reguł, pozwalających dobrać w pierwszym przybliżeniu gęstość ułpatrickowania  $l/t$  oraz długość cięciwy  $l$  w taki sposób, aby w przepływie nie wystąpiły zbyt silne oderwania strumienia i przez to, aby straty przepływu były możliwie małe. Dla zakresu prędkości poddźwiękowych mamy na ten temat wiele danych. Wykorzystamy je konfrontując z danymi stopnia sprężarki transonicznej NASA.

Analizując palisady transoniczne łatwo zauważyć, że cechują się one stosunkowo wysokimi wartościami gęstości palisady  $l/t$ . Stopień tej gęstości określamy za pomocą współczynnika  $k$  [17], wchodzącego do następującego wzoru:

$$\frac{1+k}{2k} \operatorname{tg} \gamma_{m-p} \operatorname{ctg} \beta_2 - \frac{1-k}{2k} \operatorname{tg} \gamma_{m-p} \operatorname{ctg} \beta_1 = 1, \quad (13)$$

$\gamma_{m-p}$  – kąt ustawienia łopatek zastępczej palisady odcinków prostych [17] lub kąt napływu  $\beta_{10}$ , przy którym nie zachodzi zmiana kierunku przepływu:  $\beta_{10} = \beta_{20} = \gamma_{m-p}$ . Zależność ta wynika bezpośrednio z równania (13). Dla palisad gęstych kąt  $\beta_2 \approx \beta_2^*$  jest praktycznie stały, niezależny od kąta napływu  $\beta_1$ . W tych przypadkach możemy zatem przyjąć  $\gamma_{m-p} \approx \beta_2 \approx \beta_2^*$ .



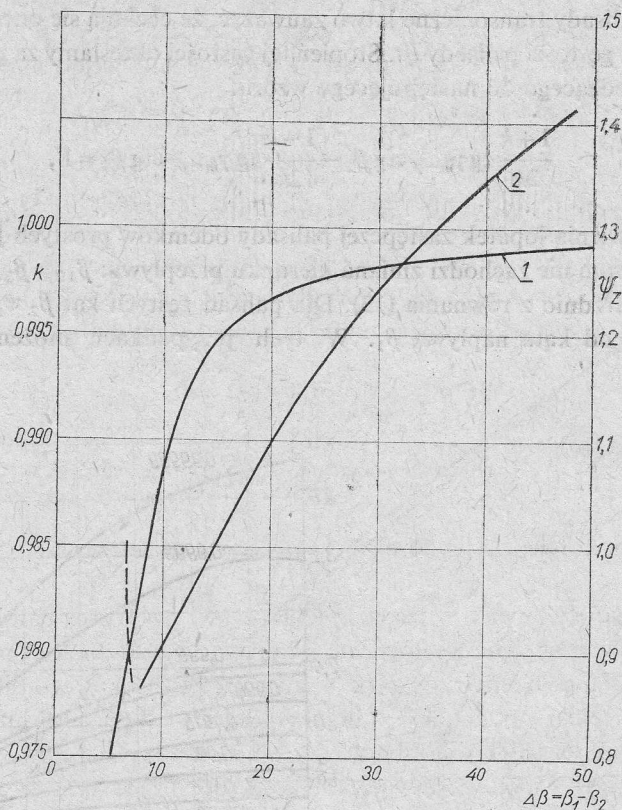
Rys. 11. Zależność współczynnika  $k$  od gęstości palisady  $l/t$  i kąta  $\gamma_{m-p}$

Współczynnik  $k$  wyznaczono teoretycznie [17], a uzyskany rezultat  $k(l/t, \gamma_{m-p})$  przedstawia rysunek 11. Współczynnik ten w transonicznym stopniu NASA zmieniał się w zależności od kąta zmiany kierunku przepływu  $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$  według zależności opisanej linią I na rysunku 12. Wynika stąd, że w palisadzie NASA współczynnik  $k$  był większy od 0,975.

Tak gęste palisady, w świetle zależności (13) cechują się tym, że kąt wypływu z palisady  $\beta_2$  bardzo mało zależy od kąta napływu  $\beta_1$ .

Stopień obciążenia przepływowego palisad (w zakresie prędkości poddźwiękowych) trafnie określa się za pomocą współczynnika Zweifela [17]  $\psi_z$

$$\psi_z = 2 \frac{t}{x_2 - x_1} \sin^2 \beta_2 \left( \operatorname{ctg} \beta_2 - \frac{c_{z1}}{c_{z2}} \operatorname{ctg} \beta_1 \right). \quad (14)$$



Rys. 12. Zależności współczynnika  $k$  (linia 1) i  $\psi_z$  (linia 2) od kąta zmiany kierunku przepływu  $\Delta\beta$ , wyznaczone z badań stopnia transonicznego NASA

Przeniesienie tej zależności na obszar prędkości transonicznych, w świetle wyników badań sprężarki NASA dał rezultat przedstawiony przez linię 2 na rysunku 12. Wynika stąd, że współczynnik Zweifela zmieniał się w środkowej części łopatki w granicach 0,9 - 1,20, natomiast przy podstawie, to znaczy w przekroju najbardziej aerodynamicznie obciążonym (maksymalny kąt  $\Delta\beta$ ), osiągnął wartość 1,41. Przy wierzchołku wieńca wirnikowego (mały zakres kątów  $\Delta\beta$ ) stwierdzono wzrost współczynnika Zweifela z wartości 0,877 do 1,016. Omawiane zależności wiążące kąt zmiany kierunku przepływu  $\Delta\beta$  ze współczynnikami  $k$  i  $\psi_z$  są podstawą do określenia wymaganej podziałki względnej  $t/l = [t/(x_2 - x_1)] \sin \gamma_m$  łopatkowej palisady transonicznej.

Szerokie zastosowanie przy ocenie dopuszczalnych obciążeń sprężających palisad łopatkowych znalazł współczynnik dyfuzorowości Liebleina  $D_L$  [23]:

$$D_L = \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \frac{1}{2} \frac{t}{l} \left(\cos \beta_1 - \frac{w_2}{w_1} \cos \beta_2\right). \quad (15)$$

Współczynnik ten dla sprężarki transonicznej NASA zmieniał się w stosunkowo wąskim przedziale

$$D_L = (0,474 \div 0,60).$$

Można więc sugerować, że podobnie jak w przepływach poddźwiękowych, w zakresie prędkości transonicznych współczynnik Liebleina powinien przyjmować maksymalnie wartości w granicach  $0,50 \div 0,55$ , w granicznym przypadku 0,60.

Brak większej liczby danych nie pozwala w chwili obecnej przedstawione wyżej zależności lepiej udokumentować. W przypadku nieposiadania bliższych konkretnych danych, wyniki badań sprężarki NASA mogą stanowić punkt wyjścia do określenia podziałki względnej  $t/l$  palisady transonicznej zapewniającej jego dopuszczalne obciążenie przepływowe. Długość cięciwy  $l$  wyznacza się z warunku uzyskania odpowiedniej wartości liczby Reynoldsa. Można tu przyjąć warunek dotyczący palisad poddźwiękowych [17]

$$Re_1 = \frac{w_1 l}{\gamma} \geq 2,5 \cdot 10^5.$$

W sprężarce NASA liczby Reynoldsa przyjmowały wartości  $Re_1 \geq 5,5 \cdot 10^5$ .

## 6. Geometria profili łopatek wieńców transonicznych

Wyznaczone w poprzednich rozdziałach podstawowe wielkości palisady łopatkowej  $\delta\beta_2$ ,  $\delta\beta_1$ ,  $l/t$ ,  $l$  oraz dane założeniowe dotyczące kątów  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  i liczby Macha  $Ma_1$ , są punktem wyjścia do określenia geometrii wieńca łopatkowego (wirnikowego lub stojanowego). Dalsze dane na ten temat otrzymamy z analizy geometrii wieńca wirnikowego NASA.

W pierwszej kolejności należy określić kształt szkieletowej profilu (rys. 13). Na ten temat sprawozdanie NASA podaje jedynie wielkości dotyczące krawędzi wlotowej (1), krawędzi splotowej (2), położenia fali uderzeniowej, oznaczonego indeksem ( $tr$ ) oraz położenia punktu ( $d$ ), określającego położenie największej grubości profilu. Dla punktów 1 i  $tr$  podano współrzędne  $x_1 = 0$ ,  $x_{tr}$ ; kąty szkieletowej  $\beta_1^*$ ,  $\beta_{tr}^*$ . Dla punktu 2 podano współrzędną  $x_2$  oraz kąt szkieletowej  $\beta_2^*$  i kąt pochylenia cięciwy  $\gamma_m$ . Dla punktu  $d$  podano współrzędną  $x_d$  oraz maksymalną grubość  $d_m/l$ . Znaczenie powyższych symboli objaśnia rysunek 13.

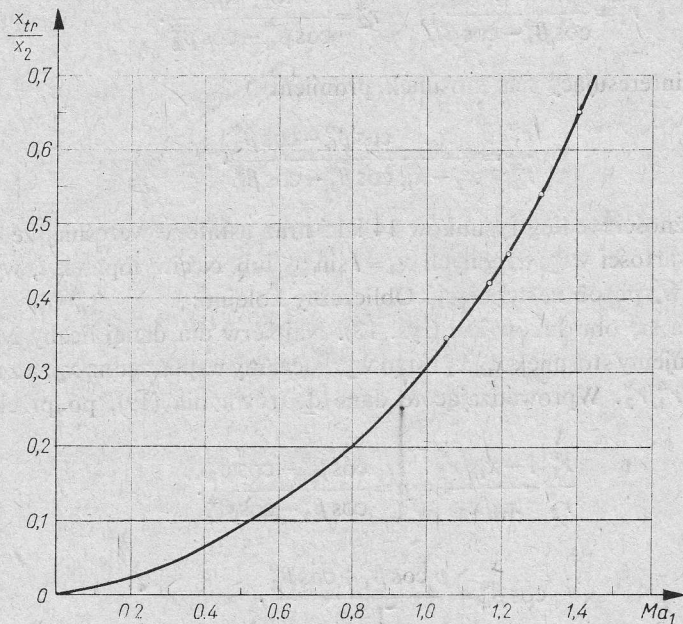
Zadanie polega na określeniu możliwie najbardziej sprawnego profilu łopatek. Dane literaturowe mówią, że na kształt tych profili w decydujący sposób wpływa liczba Macha napływającego strumienia. Dlatego też relacje, które będziemy starać się ustalić na podstawie danych doświadczalnych stopnia NASA, uzależnione będą od wlotowej liczby Macha  $Ma_1$ . Pierwsze zagadnienie dotyczy szkieletowej profilu. Dane NASA na ten temat są bardzo skąpe. Mówią one, że szkieletowa składa się z łuków kół; przyjmować będziemy dwa łuki kół. Ogólna zasada polega na takim kształtowaniu profili, aby straty spowodowane



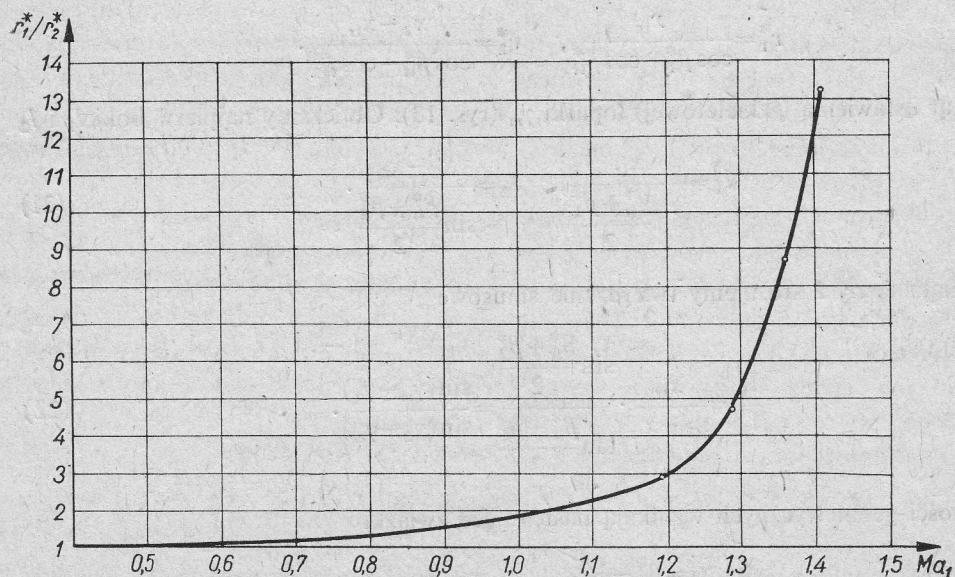
2) zależność ilorazu promieni łuków kół szkieletowej profilu  $r_1^*/r_2^*$  od liczby Macha  $Ma_1$

$$\frac{r_1^*}{r_2^*} = f_2(Ma_1) \quad (17)$$

— przedstawia ją rysunek 15.



Rys. 14. Zależność ilorazu współrzędnych  $x_{tr}/x_2$  od liczby Macha  $Ma_1$  ( $x_{tr}$  — współrzędna określająca położenie fali uderzeniowej na profilu)



Rys. 15. Zależność stosunku promieni  $r_1^*/r_2^*$  szkieletowej profili palisady od liczby Macha  $Ma_1$ .

Jest sprawą zrozumiałą, że optymalne położenie współrzędnej  $x_{tr}$  jak również optymalny stosunek promieni  $r_1^*/r_2^*$  w pierwszej kolejności zależą od liczby Macha  $Ma_1$ . Wpływ dalszych parametrów (np.  $\Delta\beta$ ) na tę wielkość pomijamy.

Z zależności geometrycznych uwidoczniomych na rysunku 13 wynikają następujące relacje:

$$r_1^* = \frac{x_{tr}}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}, \quad r_2^* = \frac{x_2 - x_{tr}}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}. \quad (18)$$

Stąd wyznaczamy interesujący nas stosunek promieni

$$\frac{r_1^*}{r_2^*} = \frac{x_{tr}}{x_2 - x_{tr}} \frac{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}. \quad (19)$$

Przyjmując zależności według rysunków 14 i 15 oraz ustalone wcześniejsze (w obliczeniach wstępnych) wartości współrzędnych  $x_2 = l \sin \gamma_m$  lub cięciw łopatek  $l$ , wyznaczamy szkieletowe profilu w sposób następujący. Obliczamy kolejno:

1. Kąt  $\beta_{tr}^*$  zejścia się obu łuków kół (rys. 13). Najpierw dla danej liczby Macha  $Ma_1$  z rysunku 14 odczytujemy stosunek  $x_{tr}/x_2$  i stąd wyznaczamy współrzędną  $x_{tr}$ , a z rysunku 15 stosunek promieni  $r_1^*/r_2^*$ . Wprowadzając te dane do równania (19), po przekształceniu otrzymamy

$$\frac{r_1^*}{r_2^*} \frac{1 - x_{tr}/x_2}{x_{tr}/x_2} = p = \frac{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}.$$

Stąd

$$\cos \beta_{tr}^* = \frac{p \cos \beta_1^* + \cos \beta_2^*}{1 + p}. \quad (20)$$

2. Promienie szkieletowej łopatki  $r_1^*$  i  $r_2^*$ . Za pomocą równań (18) obliczamy promienie  $r_1^*$  i  $r_2^*$

$$r_1^* = \frac{x_{tr}}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}, \quad r_2^* = \frac{x_2 - x_{tr}}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}.$$

3. Kąt ustawienia (szkieletowej) łopatki  $\gamma_m$  (rys. 13). Obliczamy najpierw boki  $l_1$  i  $l_2$

$$l_1 = \frac{x_{tr}}{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2}}, \quad l_2 = \frac{x_2 - x_{tr}}{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2}}. \quad (21)$$

Do trójkąta 1,  $tr$ , 2 stosujemy twierdzenie sinusowe

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{x_{tr}}{x_2 - x_{tr}} \cdot \frac{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2}}{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2}} = \frac{\sin(\gamma_m - \gamma_1)}{\sin(\gamma_2 - \gamma_m)}. \quad (22)$$

Z zależności geometrycznych wynikają następujące związki

$$\gamma_1 = \beta_{tr}^* - \frac{1}{2}\vartheta_1, \quad \gamma_2 = \beta_2^* - \frac{1}{2}\vartheta_2,$$

$$\vartheta_1 = \beta_{tr}^* - \beta_1^*, \quad \vartheta_2 = \beta_2^* - \beta_{tr}^*,$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1^* + \beta_{tr}^*}{2}, \quad \gamma_2 = \frac{\beta_2^* + \beta_{tr}^*}{2}.$$

Stąd

$$\gamma_1 = \beta_{tr}^* - \frac{1}{2}(\beta_{tr}^* - \beta_1^*) = \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2}, \quad \gamma_2 = \beta_2^* - \frac{\beta_2^* - \beta_{tr}^*}{2} = \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2}.$$

Po wprowadzeniu tych zależności do równania (22) otrzymamy

$$\frac{x_{tr}}{x_2 - x_{tr}} \frac{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2}}{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2}} = \frac{\sin \left( \gamma_m - \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2} \right)}{\sin \left( \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2} - \gamma_m \right)} = \frac{\sin \gamma_m \cos \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2} - \cos \gamma_m \sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2}}{\sin \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2} \cos \gamma_m - \cos \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2} \sin \gamma_m}.$$

Po prostych przekształceniach dojdziemy do zależności

$$\operatorname{ctg} \gamma_m = \frac{x_{tr}}{x_2} \operatorname{ctg} \frac{\beta_{tr}^* + \beta_1^*}{2} + \left( 1 - \frac{x_{tr}}{x_2} \right) \operatorname{ctg} \frac{\beta_{tr}^* + \beta_2^*}{2}. \quad (23)$$

4. Współrzędne szkieletowej:  $l_{1x}$ ,  $l_{2x}$ ,  $l_{1y}$ ,  $l_{2y}$  (rys. 13). Z zależności geometrycznej mamy

$$r_1^* = \frac{x_{tr}}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*} = \frac{x_1 - x}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{1-x}^*},$$

$$l_{1x} = \frac{x_1 - x}{\sin \frac{\beta_1^* + \beta_{1-x}^*}{2}} \cos \left( \gamma_m - \frac{\beta_1^* + \beta_{1-x}^*}{2} \right) =$$

$$= x_{tr} \frac{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{1-x}^*}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*} \cdot \frac{\cos \left( \gamma_m - \frac{\beta_1^* + \beta_{1-x}^*}{2} \right)}{\sin \frac{\beta_1^* + \beta_{1-x}^*}{2}}.$$

Po przekształceniach

$$l_{1x} = x_{tr} \frac{\sin(\gamma_m - \beta_1^*) - \sin(\gamma_m - \beta_{1-x}^*)}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}. \quad (24)$$

Drugą podobnych przekształceń otrzymamy

$$l_{2x} = (x_2 - x_{tr}) \frac{\sin(\beta_2^* - \gamma_m) - \sin(\beta_{2-x}^* - \gamma_m)}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}, \quad (25)$$

$$l_{1y} = x_{tr} \frac{2 \sin \frac{\beta_{1-x}^* - \beta_1^*}{2} \sin \left( \gamma_m - \frac{\beta_1^* + \beta_{1-x}^*}{2} \right)}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*},$$

$$l_{1y} = x_{tr} \frac{\cos(\gamma_m - \beta_{1-x}^*) - \cos(\gamma_m - \beta_1^*)}{\cos \beta_1^* - \cos \beta_{tr}^*}. \quad (26)$$

Podobnie rozumując otrzymamy

$$l_{2y} = (x_2 - x_{tr}) \frac{\cos(\beta_{2-x}^* - \gamma_m) - \cos(\beta_2^* - \gamma_m)}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}. \quad (27)$$

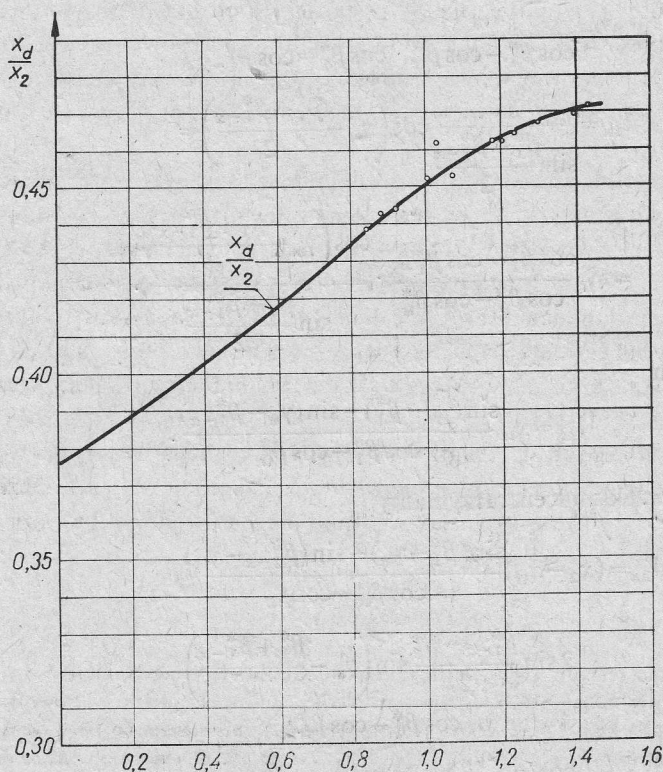
Charakterystycznymi parametrami profilu są maksymalna strzałka ( $f_m = l_{2y \max}$ ) oraz jej położenie ( $l_{2x-f}$ ). Ponieważ  $r_1^*/r_2^* > 1$  (rys. 15), zatem łatwo przekonać się, że maksymalna strzałka leży na łuku o promieniu  $r_2^*$ . Wartość strzałki  $f_m$  i jej współrzędnej  $l_{2x-f}$  otrzymamy ze wzoru (27), wstawiając  $\beta_{2-x} = \gamma_m$ .

Stąd mamy:

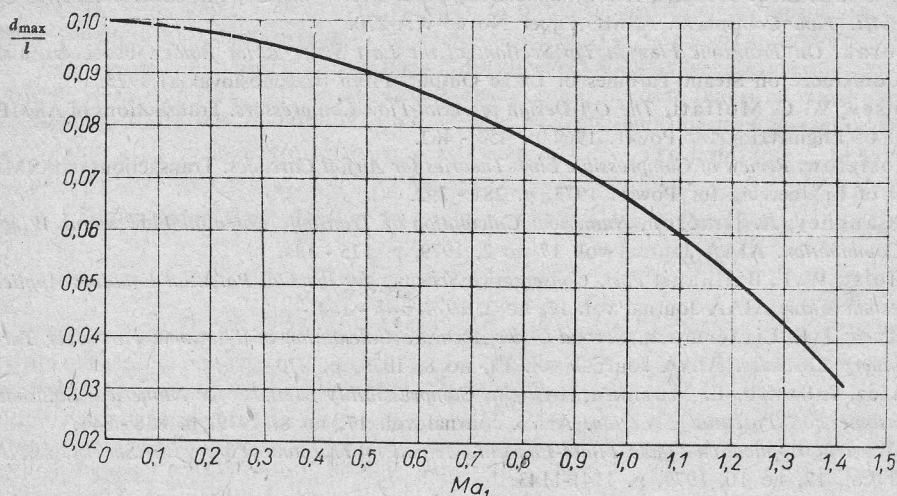
$$f_m = l_{2y \max} = (x_2 - x_{tr}) \frac{1 - \cos(\beta_2^* - \gamma_m)}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}, \quad (28)$$

$$l_{2x-f} = (x_2 - x_{tr}) \frac{\sin(\beta_2^* - \gamma_m)}{\cos \beta_{tr}^* - \cos \beta_2^*}. \quad (29)$$

5. Rozkład grubości profilu. Istotną rolę w kształcie profilu odgrywa rozkład grubości; zależy on w dużym stopniu od liczby Macha  $Ma_1$ . Informacje dotyczące transonicznego wieńca wirnikowego NASA są skromne. Podają one położenie maksymalnej grubości współrzędnej  $x_d$  (rys. 13) oraz grubość maksymalną  $d_{\max}$ . Dane te powiązano z liczbą Macha  $Ma_1$  i uzyskano zależności przedstawione na rysunku 16 ( $x_d/x_2 = f(Ma_1)$ ) oraz ry-



Rys. 16. Zależność ilorazu współrzędnych  $x_d/x_2$  od liczby Macha  $Ma_1$  ( $x_d$  – współrzędna określająca położenie maksymalnej grubości profilu)



Rys. 17. Zależność względnej maksymalnej grubości  $d_{max}/l$  od liczby Macha  $Ma_1$

łunku 17 ( $d_m/l = f(Ma_1)$ ), a następnie ekstrapolowano do wartości stosowanych przy małych liczbach Macha ( $Ma_1 \approx 0$ ). Zależności z rysunków 16 i 17 przyjmujemy do wyznaczenia maksymalnej grubości i jej położenia. W przedziałach od krawędzi wlotowej do przekroju maksymalnej grubości rozkładamy grubości profilu przystosowanego do dużych prędkości [17], zawarte między odpowiednimi przekrojami (między przekrojem wlotowym i przekrojem maksymalnej grubości). Podobnie postępujemy przy profilowaniu pozostałej części łopatek.

Przedstawiona wyżej metoda projektowania transonicznych sprężających wieńców łopatkowych stanowi pierwsze przybliżenie omawianego procesu. Podstawą wyznaczania przytoczonych wyżej zależności są badania stopnia sprężarkowego NASA. Wynika stąd oczywisty wniosek, że przedstawiona metoda przystosowana jest do zakresu liczb Macha, występujących we wspomnianej sprężarce; liczby te zawierają wykresy podanych rysunków 10, 14 - 17. Ostatecznie, w przedstawiony wyżej stosunkowo prosty sposób zaprojektować możemy stopień sprężarki transonicznej. W dalszej kolejności należy szczegółowo obliczyć opływ łopatek wzdłuż osiowosymetrycznych powierzchni prądu i rozkładu prędkości w warstwach przyściennych. Uzyskane tą drogą wyniki mogą być wykorzystane do wprowadzenia odpowiednich korekt. Wspomniane wyżej metody obliczeń szczegółowych stanowią zagadnienia specjalne, szeroko ostatnio prezentowane w literaturze technicznej.

Praca wpłynęła do Redakcji w kwietniu 1981 r.

### Literatura

- [1] Symposium Transonicum 1962. Springer-Verlag. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1964.
- [2] Symposium Transonicum II-1975. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York 1976.
- [3] K. D. Broichhausen, HE. Gallus, *Theoretische und experimentelle Untersuchung der Strömung durch Überschallverdichter-Laufräder in Hinblick auf die instationären Vorgänge in der Stufe*. Sonderdruck aus VDI - Berichte Nr 361/1980/s. 1 - 10.
- [4] G. A. Sokołowski, *Transzhlukowije tieczienija gaza czeriez riesziotki turbomaszin*. „Naukowa Dumka”, Kiew 1980.

- [5] R. A. Novak, L. C. Wright, *Aerodynamic Design and Development of the General Electric CJ 805-23 Aft. Fan. Component*. ASME Paper No 60-WA-270.
- [6] R. Dvořák, *On Transonic Flow in Tip Sections of the Last Stage Rotor Blades*. Proceedings of Sixth Conference on Steam Turbines of Large Output. Plzen (Czechoslovakia) 1975.
- [7] W. Jansen, W. C. Moffatt, *The Off-Design of Axial-Flow Compressors*. Transactions of ASME, Journal of Engineering for Power. 1967 p. 453 - 462.
- [8] J. P. Gostelow, *Review of Compressible Flow Theories for Airfoil Cascades*. Transactions of ASME Journal of Engineering for Power. 1973, p. 281 - 292.
- [9] D. A. Caughey, A. Jameson, *Numerical Calculation of Transonic Potential Flow about Wing-Body Combination*. AIAA Journal vol. 17 no 2, 1979, p. 175 - 181.
- [10] T. L. Holst, W. F. Ballhaus, *Fast, Conservative Schemes for the Full Potential Equation Applied to Transonic Flow*. AIAA Journal vol. 17, no 2, 1979, 145 - 152.
- [11] D. C. Ives, J. F. Liutermoza, *Second-Order-Accurate Calculation of Transonic Flow over Turbomachinery Cascades*. AIAA Journal vol. 17, no 8, 1979, p. 870 - 876.
- [12] M. Hafez, J. South, E. Murman, *Artificial Compressibility Methods for Numerical Solutions of Transonic Full Potential Equation*. AIAA Journal vol. 17, no 8, 1979, p. 838 - 844.
- [13] A. R. Wadia, *Application of the Finite-Element Method to Transonic Flow with Shocks*. AIAA Journal vol. 17, no 10, 1979, p. 1141-1143
- [14] B. L. Keyfitz, R. E. Melnik, B. Grossman, *Leading-Edge Singularity in Transonic Small -Disturbance Theory Numerical Resolution*. AIAA Journal vol. 17, no 3, 1979, p. 296 - 298.
- [15] W. Ogana, *Derivation of an Integral Equation for Three-Dimensional Transonic Flows*. AIAA Journal vol. 17, no 3, 1979, p. 305 - 307.
- [16] NASA TM X-2645 1972. *Performance of Single Stage Transonic Compressor with a Blade Tip Solidity 1.3* by Donald C. Urasek, Royce D. Moore, and Walter M. Osborn, Lewis Research Centre.
- [17] E. Tuliszka, *Sprężarki, dmuchawy i wentylatory*. Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1976.
- [18] C. Bosman, H. Marsh, *An Improved Method for Calculating the Flow in Turbo-Machines, Including a Consistent Loss Model*. Journal Mechanical Engineering Science I. Mech E. vol. 16, no 1, 1974 p. 25 - 31.
- [19] R. A. Novak, *Streamline Curvature Computing Procedures for Fluid-Flow-Problems*. Transactions of ASME Journal of Eng. for Power. October 1967, p. 478 - 490.
- [20] J. J. Otte, *A Method of Analysis of the Axi-Symmetrical Flow in the Blade Channels of Turbines*. Prace IMP, z. 70 - 72, 1976, s. 597 - 614.
- [21] E. Tuliszka, *Kinematika teczni osiowych stupieniej turbomaszyn*. Energietyczeskoje Maszyno-strojenje, Charkow. Izdatielstwo pri Charkowskom Gosudarstwiennom Uniwiersitetie. Izdatielstwo Objedinenija „Wyższa Szkoła” (praca złożona w Redakcji).
- [22] T. Hashimoto, S. Otsuka, *Radial Equilibrium of Flows in Shock-in Rotor Type Rotors*. 1977 Tokyo Joint Gas Turbine Congress. Paper No 40.
- [23] S. Lieblein, *Experimental Flow in Two-Dimensional Cascades*. NASA SP-36, 1965.
- [24] U. Stark, J. Starke, *Der Einfluss des axialen Stromdichte verhältnisses auf die aerodynamischen Beiwerte von Verdichtergittern*. VDI Berichte Nr 264, 1976, S. 59 - 70.
- [25] U. Stark, J. Starke, *Über Umlenkeigenschaften ebener Verdichtergitter aus Profilen der NACA-Series-65 in quasizweidimensionaler inkompressibler Stromung*. Sonderdruck aus Abhandlungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft, Band XXIV, 1973/74, S. 91 - 118.

## Определение основных конструкционных величин ступеней сверхзвуковых компрессоров

### Резюме

Основы проектирования компрессорных дозвуковых ступеней хорошо освоены. Стремясь расширить эти основы на сверхзвуковые ступени, проведен их анализ с использованием экспериментальных данных относящихся к сверхзвуковой ступени НАСА [16]. Полученные таким способом

зависимости позволяют очень просто определить оптимальную скорость вращения ротора, основные размеры лопаточного канала, входные и выходные углы решетки лопаток, допускаемую нагрузку решетки лопаток, геометрию скелетной линии и профилирование лопаток. Эти величины в первую очередь зависят от числа Маха наплывающего потока. Таким образом определенная геометрия сверхзвуковой ступени является первым приближением осуществляемого проекта.

## Determining Basic Design Parameters for Transonic Compressor Stages

### Summary

Principles of designing subsonic compressor stages are well mastered. An analysis aimed at extending them onto transonic stages has been carried out based on experimental data for the NASA transonic stage [16]. Relations obtained in this way allow to easily determine the optimum rotational speed of the impeller, main dimensions of the blade passage, blade angles at the cascade inlet and outlet, permissible loading of the cascade of blades, camber line geometry and blade profiles. These quantities depend first of all on the Mach number for the upstream flow. The transonic stage geometry determined in such a way gives a first approximation to the design.