

Neosno simetrične razmere pri izbočenju krožnih sten z odprtini, kaže, še niso obdelane. Zato moramo ostati pri uporabi v tej razpravi dobljenih rešitev previdni v vseh primerih velikih odprtin. Pri majhnih in srednjih odprtinah pa so rezultati nedvomno uporabni.

Glede na uporabljeno teorijo majhnih deformacij smo dobili v rezultatih razprave samo kritične obremenitve brez kakršnihkoli kvantitativnih podatkov o velikosti pomikov. Zato uporabljena metoda tudi ne more biti osnova za študiranje obnašanja in nosilnosti stene v nadkritičnem območju. Prav tako nas supozicija preme sorazmernosti med napetostmi in deformacijami omejuje na tanke stene, pri katerih prihaja do izbočenja pri napetostih, ki so pod mejo proporcionalnosti.

Literatura:

1. A. Pflüger: Stabilitätsprobleme der Elastostatik, 1964, Springer, Berlin.
2. E. Trefftz: Zur Theorie der Stabilität des elastischen Gleichgewichts, ZAMM 1933.

3. S. Timoshenko — J. N. Goodier: Theory of Elasticity, 1951, McGraw-Hill, London.
4. Jahnke-Emde: Tafeln höherer Funktionen, 1960, B. G. Teubner, Leipzig.
5. B. Krušič: Referat v krožku katedre za matematiko in mehaniko Fakultete za strojništvo, 1966.
6. D. S. Mitrinović — D. Z. Djoković: Specijalne funkcije, 1964, Građevinska knjiga, Beograd.
7. A. Schubert: Die Beullast dünner Kreisringplatten, die am Aussen- und Innenrand gleichmässigen Druck erfahren, ZAMM 1947.
8. E. Meissner: Über das Knicken kreisringförmiger Scheiben, Schweiz. Bauzeitung, 1933.
9. C. B. Biezeno — R. Grammel: Technische Dynamik, 1939, Springer, Berlin.
10. H. L. Langhaar: Energy Methods in Applied Mechanics, 1962, John Wiley and Sons, New York-London.
11. S. Lukšič: Diplomsko delo, 1967.
12. V. Zgonik: Diplomsko delo, 1968.

Avtorjev naslov: prof. dr. ing. Marko Škerlj,
Fakulteta za strojništvo
Univerze v Ljubljani

DK 621.515.001

Profil meridianske hitrosti v instacionarnem področju obročnega difuzorja, ki sledi kolesu radialnega turbokompresorja

MARKO PERKAVEC

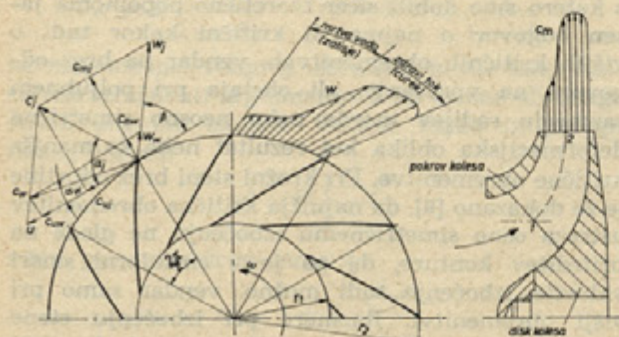
Tok ob izstopu iz kolesa radialnega turbokompresorja je instacionaren in osno asimetričen. V prostoru, ki sledi kolesu, npr. v obročnem difuzorju brez vodilnih lopatic, rotirajo področja zdravega toka (curki) in področja mrtve vode (zatišja) skupaj s kolesom. V večji razdalji od vstopa v obročni difuzor zaradi medsebojnega vpliva razlike med njimi izginejo. Onstran mešalne točke je tok v difuzorju stacionaren in osno simetričen.

Primerjava v področju instacionarnega toka in področju onstran mešalne točke merjene totalne temperature omogoča sklepanja o drugih veličinah v področju instacionarnega toka. Njihove meritve dajejo namreč popačene rezultate.

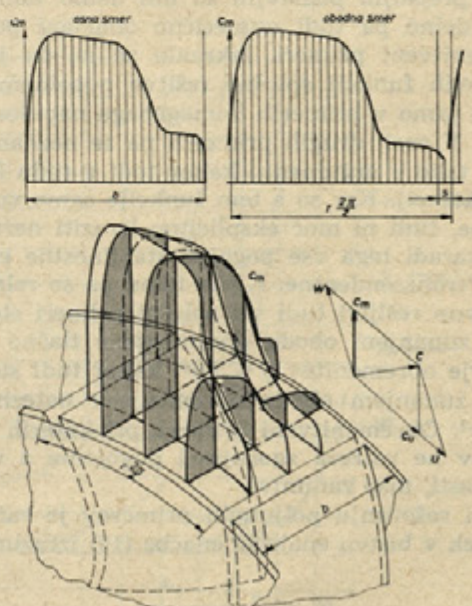
Teoretična metoda za določitev profila meridianske komponente absolutne hitrosti v instacionarnem področju je v pričujočem sestavku opisana in ilustrirana z meritvami.

1. Tok v obročnem difuzorju

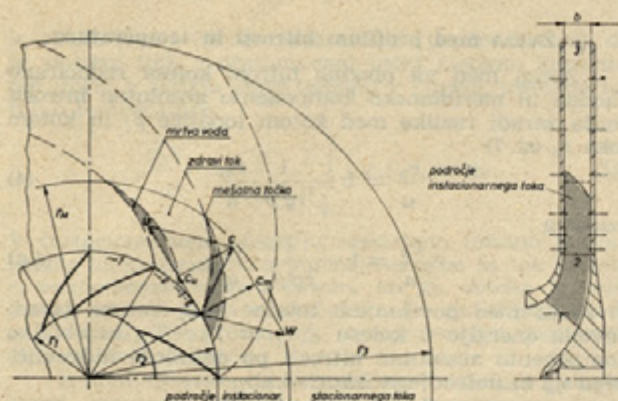
Relativna hitrost w oz. njej ustrezna meridianska hitrost c_m v poljubnem, torej tudi v izstopnem prerezu kanala, ki ga omejujeta dve sosednji lopatici ter pokrov in disk kolesa radialnega turbokompresorja (sl. 1), ni konstantna, pač pa ima tako v osni kakor tudi v obodni smeri neki profil (sl. 2).



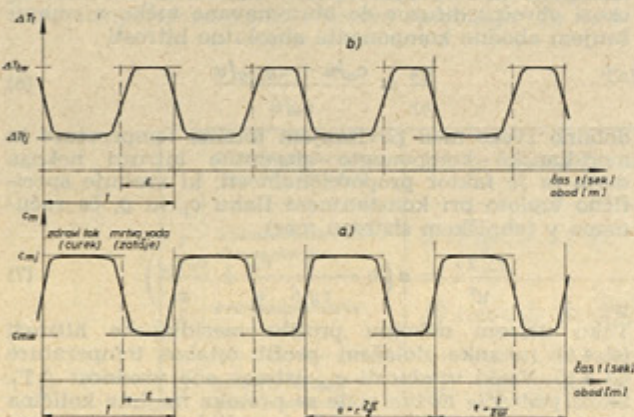
Sl. 1. Kolo radialnega turbokompresorja; trikotnik hitrosti za rotirajočo mrtvo vodo (indeks w) in curke (indeks j); profil relativne hitrosti w v obodni ter meridianske hitrosti c_m v osni smeri



Sl. 2. Profil meridianske hitrosti c_m ob izstopu iz kanala med dvema lopaticama kolesa radialnega turbokompresorja (z je število lopatic, ki so debele s mm)



Sl. 3. Obročni difuzor brez vodilnih lopatic konstantne širine b ; v instacionarnem področju rotirajo mrtve vode in curki, ki pa se onstran mešalne točke izenačijo. Trikotnik hitrosti ob izstopu iz kolesa je vrisan za reprezentativni stacionarni tok

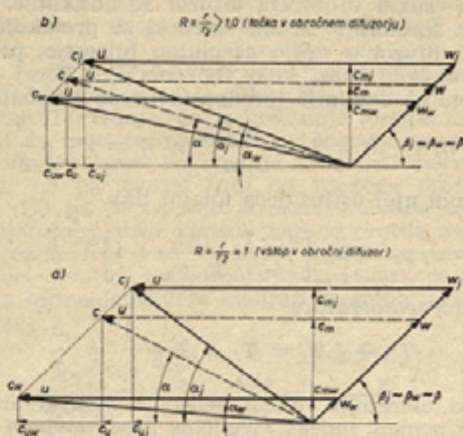


Sl. 4. Profil meridianske hitrosti (a) in ustreznega povišanja totalne temperature (b) v instacionarnem področju

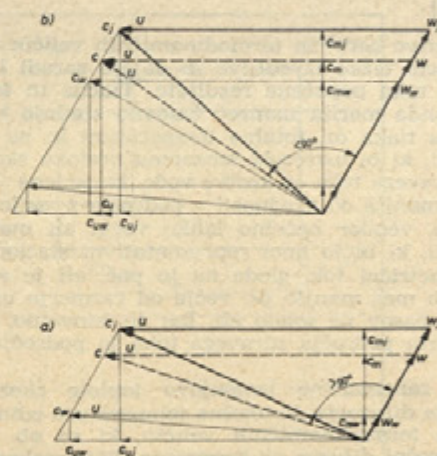
Pri ustaljenem obratovanju turbokompresorja se ta profil s časom ne spreminja. Tok je glede na relativni koordinatni sistem, ki skupaj s kolesom rotira in ima izhodišče v osi kolesa, sicer heterogen, vendar stacionaren. Glede na absolutni sistem pa je tok skozi kolo oz. njemu sledeči obročni difuzor brez vodilnih lopatic (sl. 3) instacionaren. Ob vstopu v obročni difuzor rotirajo namreč skupaj s kolesom tudi področja z večjo — zdravi tok (curek) in področja z manjšo meridiansko hitrostjo — mrtva voda (zatišje), ki so nekakšen podaljšek profila relativne hitrosti v kanalu med lopaticama kolesa sl. 4 a).

Skozi področje zdravega toka se pretaka večji del mase, in to z veliko relativno hitrostjo, skozi področje mrtve vode pa je masni pretok majhen in tudi relativna hitrost majhna (sl. 5). Nasprotno pa je lahko absolutna hitrost večja v področju mrtve vode (sl. 6 a) ali pa v področju zdravega toka (sl. 6 b).

Zaradi različne absolutne hitrosti delcev in različnega kota v področju zdravega toka in v področju mrtve vode se med njimi energija izmenjava: hitrejši delci pospešujejo počasnejše in pri tem se jim hitrost zmanjšuje. Kot absolutne hitrosti α , ki je ob vstopu v obročni difuzor v področju mrtve vode približno enak 0° , pod istim vplivom narašča, dokler se ne izenači s kotom absolutne hitrosti v področju zdravega toka, ki se medtem zmanjšuje. Razlike med področjem zdravega toka in področjem mrtve vode se torej z večanjem oddaljenosti od vstopa v obročni difuzor manjšajo, dokler



Sl. 5. Trikotnik hitrosti ob vstopu v obročni difuzor ($R = 1,0$) in v njem ($R > 1,0$); zaradi izmenjave impulza med zatišjem in curkom se razlike manjšajo. Trikotnik hitrosti reprezentativnega stacionarnega toka je vrisan v dveh primerih črtkano (ustrezne veličine so brez dodatnega indeksa)



Sl. 6. Absolutna hitrost (s tem tudi totalna entalpija in totalna temperatura) se lahko večja v zatišju (a) ali pa, potem ko je že skoraj dosežena mešalna točka, v curku (b). Trikotnik hitrosti reprezentativnega stacionarnega toka je vrisan v dveh primerih črtkano (ustrezne veličine so brez dodatnega indeksa)

v mešalni točki popolnoma ne izginejo. Pri tem se v področju zdravega toka relativna hitrost in kot absolutne hitrosti manjšata, v področju mrtve vode pa naraščata, medtem ko je spreminjanje absolutne hitrosti odvisno od ustreznega trikotnika hitrosti: če je namreč masni pretok tako majhen (in s tem tudi meridianska hitrost), da je kot med relativno in absolutno hitrostjo reprezentativnega stacionarnega toka večji od 90° , se absolutna hitrost v področju mrtve vode stalno zmanjšuje in tista v področju zdravega toka stalno narašča, dokler se ne izenačita in dosežeta vrednost absolutne hitrosti reprezentativnega stacionarnega toka. V primeru pa, če je masni pretok tako velik, da je kot med absolutno in relativno hitrostjo reprezentativnega stacionarnega toka manjši od 90° , se absolutna hitrost v področju mrtve vode najprej manjša in nato narašča, absolutna hitrost v področju zdravega toka pa nasprotno najprej narašča in se nato zmanjšuje. Torej se lahko pojavi tako primer, da je absolutna hitrost večja v področju zdravega toka ali pa v področju mrtve vode.

Ob vstopu v obročni difuzor se absolutna hitrost s časom spreminja. Masni delci, ki se pretakajo skozi obročni difuzor z večjo absolutno hitrostjo, prejmejo med pretokom skozi kolo več energije. Torej je njihova totalna entalpija (predpostavljamo adiabatski tok)

$$i_{tt} + \Delta i_t = i_{tt} + \frac{W_{tehn}}{m} = i_t = i + \frac{c^2}{2} \quad (1)$$

kakor tudi njej ustrežajoča totalni tlak

$$p_t = p_{tt} \left[\frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \frac{\Delta i_t}{R \cdot T_{tt}} + 1 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2)$$

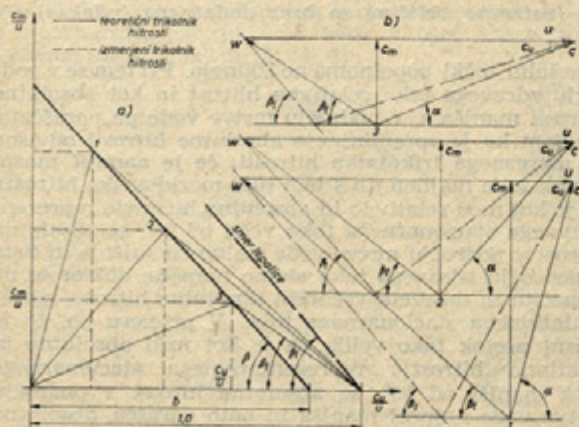
in totalna temperatura

$$T_{tt} + \Delta T_t = T_t = T + \frac{1}{c_p} \cdot \frac{c^2}{2} \quad (3)$$

višja od ustreznih veličin delcev z manjšo hitrostjo. Pri tem pomeni indeks t veličine pred vstopom v kolo turbokompresorja, indeks tt totalne veličine, brez indeksa pa so označene statične veličine in veličine v poljubni točki obročnega difuzorja. Razen tega pomeni v zgornjih enačbah m maso, ρ gostoto in i specifično entalpijo (prirastek totalne entalpije Δi_t zaradi dovoda energije v kolesu je enak opravljenemu tehničnemu delu $\frac{W_t}{m}$).

Meritve aero- in termodinamičnih veličin so blizu kolesa zelo težko izvedljive in dajejo zaradi instacionarnosti toka popačene rezultate. Tlačna in temperaturna sonda merita namreč časovno srednjo vrednost totalnega tlaka oz. totalne temperature in ne srednje vrednosti, ki bi ustrezala masnemu pretoku skozi področje zdravega toka oz. mrtve vode. Izmerjena vrednost je sicer manjša od vrednosti v področju z večjo totalno entalpijo, vendar načelno lahko večja ali manjša od vrednosti, ki bi jo imel reprezentativni stacionarni in osno simetrični tok, glede na to pač, ali je razmerje pretočnih mas manjše oz. večje od razmerja ustreznih vplivnih časov na sondo ali, kar je istovetno, od razmerja širin področja zdravega toka in področja mrtve vode.

Če zanemarimo izmenjavo toplote skozi stene obročnega difuzorja, je totalna temperatura edina izmed aero- in termodinamičnih veličin, ki se ob pretoku skozi obročni difuzor ne spreminja. Potemtakem lahko njeno nepopačeno vrednost merimo v obročnem difuzorju onstran mešalne točke. Razmerje med mešalno in v področju instacionarnega toka merjeno totalno temperaturo je merilo za razmerje drugih veličin v področju zdravega toka in področju mrtve vode.



Sl. 7. Zveza med obodno in meridijsko komponento absolutne hitrosti: a — iz diagrama [en. (4)], b — iz trikotnika hitrosti [en. (4)]

2. Zveza med profilom hitrosti in temperaturo

Zveza med na obodno hitrost kolesa reducirano obodno in meridijsko komponento absolutne hitrosti znaša zaradi razlike med kotom lopatice β_t in kotom toka β_t (sl. 7)

$$\frac{c_u}{u} = b - \frac{1}{\tan \beta} \cdot \frac{c_m}{u} \quad (4)$$

oziroma

$$\frac{c_u}{u} = 1 - \frac{1}{\tan \beta_t} \cdot \frac{c_m}{u} \quad (4a)$$

in zveza med povišanjem totalne temperature zaradi dovoda energije v kolesu $\Delta T_t = T_t - T_{tt}$ in obodno komponento absolutne hitrosti po definiciji hidravličnega η_h in notranjega izkoristka η_i

$$\frac{\Delta T_t}{u^2} = \frac{\eta_h}{\eta_i} \cdot \frac{1}{c_p} \cdot \frac{c_u}{u} \quad (5)$$

Pri tem pomeni v zgornjih enačbah b konstanto iz diagrama na sl. 7 (b je vedno nekaj manjši od 1) ter c_p specifično toploto pretakajočega se medija (pri konstantnem tlaku). Če izrazimo izgube med pretokom skozi obročni difuzor do obravnavane točke z zmanjšanjem obodne komponente absolutne hitrosti

$$\frac{\eta_h}{\eta_i} = \frac{c_u/u + c_{uizg}/u}{c_u/u} \quad (6)$$

dobimo zvezo med povišanjem totalne temperature in meridijsko komponento absolutne hitrosti nekega delca (a je faktor proporcionalnosti, ki vsebuje specifično toploto pri konstantnem tlaku c_p in g , če računamo v tehničnem sistemu mer)

$$\frac{\Delta T_t}{u^2} = a \left(b - \frac{1}{\tan \beta} \cdot \frac{c_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u} \right) \quad (7)$$

Tako ustreza nekemu profilu meridijske hitrosti (sl. 4a) natanko določeni profil totalne temperature (sl. 4b). Vsaki vrednosti c_m ustreza ena vrednost ΔT_t . Skozi področje mrtve vode se pretaka majhna količina (c_m je majhen) toplega (ΔT_t je velik) medija in skozi področje zdravega toka velika količina (c_m je velik) razmeroma hladnega (ΔT_t je majhen) medija.

Časovni profil meridijske hitrosti v absolutnem koordinatnem sistemu (valovna dolžina znaša $\frac{1}{z \cdot \omega}$) je identičen s profilom v obodni smeri v relativnem koordinatnem sistemu (valovna dolžina znaša $\frac{2\pi}{z}$). Če

obema reduciramo valovno dolžino na 1, ali pa, ker tako bolj ustreza, na π (glej sl. 4a) in imenujemo absciso os ε , dobimo splošni reducirani profil meridijske hitrosti. Tako lahko dejanski profil meridijske hitrosti kakor tudi profil totalne temperature ponovimo in izrazimo z dovolj enostavno funkcijo, katere slika se mu prilega:

$$\frac{c_m}{u} = f_1(\varepsilon) \quad (8)$$

oziroma

$$\frac{\Delta T_t}{u^2} = f_2(\varepsilon) \quad (9)$$

S pomočjo enačbe kontinuitete in enačbe (8) lahko definiramo srednjo vrednost meridijske hitrosti

$$\frac{\bar{c}_m}{u} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{c_m}{u} d\varepsilon = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi f_1(\varepsilon) d\varepsilon \quad (10)$$

ter s pomočjo energijske enačbe

$$m \cdot i = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi m c_p \Delta T_t \cdot d\varepsilon \quad (11)$$

in enačb (9) oz. (7) ter (8) in (10), če predpostavimo, da je statični tlak v obravnavani točki časovno konstanten (torej v zatišju enak tistemu v curku), mešalno totalno temperaturo

$$\frac{\Delta T_t}{u^2} = \frac{1}{\bar{c}_m/u} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^\pi f_1(\varepsilon) \cdot f_2(\varepsilon) d\varepsilon \quad (12)$$

V instacionarnem področju izmerjeno totalno temperaturo lahko izrazimo s pomočjo enačbe za tok toplote k termoelementu med časom, ko ga obteka toplejši medij, oz. od njega med časom, ko ga obteka hladnejši medij. Oba časa sta proporcionalna ustreznim širinam obeh področij.

S predpostavko, da je prestopni koeficient α za obe smeri prestopa toplote enak in konstanten, lahko pišemo, da je gostota toplotnega toka

$$\frac{d\phi}{F} = \frac{dQ}{t \cdot F} = \alpha (\Delta T_t - \Delta T_{tm}) \cdot d\varepsilon \quad (13)$$

pri čemer je ΔT_{tm} povišanje totalne temperature, ki ga meri termoelement, ΔT_t pa dejansko povišanje totalne temperature, ki se s časom spreminja. Če vsta-

vimo v enačbo (13) enačbo (7) in jo integriramo od $\varepsilon = 0$ do $\varepsilon = \pi$, dobimo s pomočjo enačbe (10)

$$\frac{\Delta T_{tm}}{u^2} = a \left(b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u} \right) \quad (14)$$

Iz enačbe (14) izhaja, da je povišanje totalne temperature, ki ga meri termoelement v instacionarnem področju odvisno samo od srednje vrednosti meridijske hitrosti, ne pa morda tudi od njenega profila. Po enačbi (12) pa je srednje povišanje totalne temperature dejanskega toka odvisno tudi od profila meridijske hitrosti. Ker obe vrednosti lahko merimo, prvo s termoelementom v področju instacionarnega toka in drugo s termoelementom onstran mešalne točke, daje razmerje

$$\frac{\Delta T_{tm}}{\Delta T_t} = \frac{a \left(b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u} \right)}{\frac{1}{\bar{c}_m/u} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^\pi f_1(\varepsilon) \cdot f_2(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (15)$$

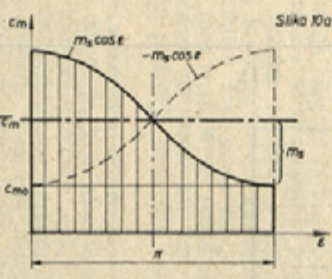
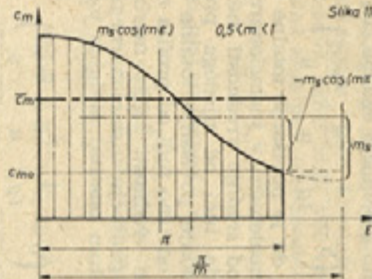
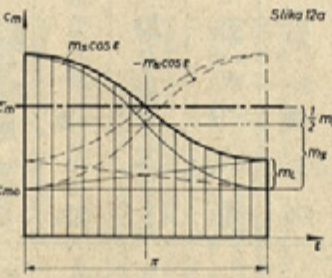
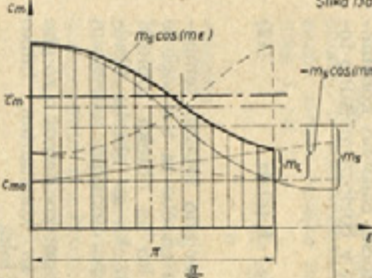
možnost za sklepanje o profilu meridijske hitrosti v instacionarnem področju.

Tabela 1

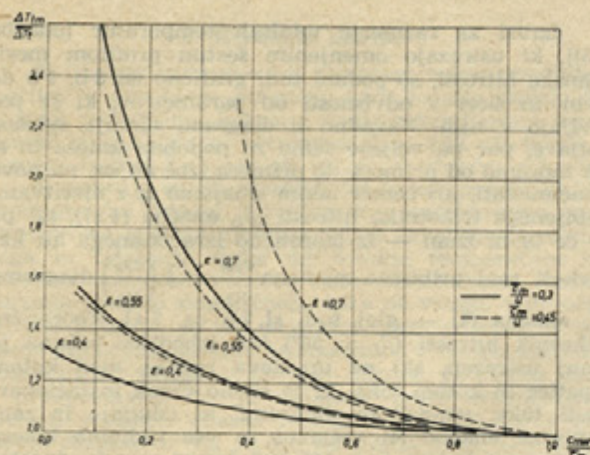
1	Profil meridijske komponente absolutne hitrosti	$\frac{c_m}{u} = \frac{c_{m1}}{u}$ od 0 do ε ; $\frac{c_m}{u} = \frac{c_{m2}}{u}$ od ε do π	
2	Srednja vrednost meridijske hitrosti	$\bar{c}_m = \varepsilon \cdot \frac{c_{m1}}{u} + (1 - \varepsilon) \cdot \frac{c_{m2}}{u}$	
3	Profil povišanja totalne temperature	$\frac{\Delta T_t}{u^2} = a \left(b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{c_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u} \right)$	
4	Izmerjeno povišanje totalne temperature	$\frac{\Delta T_{tm}}{u^2} = a \left(b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u} \right)$	
5	Faktor iz izraza pod 6 oz. 7	$fakt = \frac{1}{1 - \varepsilon} \left[1 - \varepsilon \cdot \frac{c_{m1}}{c_{m2}} \left(2 - \frac{c_{m1}}{c_{m2}} \right) \right]$	
6	Srednja vrednost povišanja totalne temperature	$\frac{\Delta T_t}{u^2} = a \left(b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} \cdot fakt + \frac{c_{uizg}}{u} \right)$	
7	Razmerje izmerjenega in srednjega povišanja totalne temperature	$\frac{\Delta T_{tm}}{\Delta T_t} = \frac{b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} + \frac{c_{uizg}}{u}}{b - \frac{1}{tg \beta} \cdot \frac{\bar{c}_m}{u} \cdot fakt + \frac{c_{uizg}}{u}}$	
1	Profil meridijske komponente absolutne hitrosti	$\frac{c_m}{u} = \frac{c_{m0}}{u} + \frac{m_1}{u} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \varepsilon$	
2	Srednja vrednost meridijske hitrosti	$\bar{c}_m = \frac{c_{m0}}{u} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_1}{u}$	
3	Profil povišanja totalne temperature	*	
4	Izmerjeno povišanje totalne temperature	*	
5	Faktor iz izraza pod 6 oz. 7	$fakt = \frac{1}{3} \left[\left(1 - \frac{c_{m0}}{c_{m1}} \right)^2 + 3 \right]$	
6	Srednja vrednost povišanja totalne temperature	*	
7	Razmerje izmerjenega in srednjega povišanja totalne temperature	*	

*) Enačbe pod 3), 4), 6) in 7) so v vseh primerih enake (splošne). Glej tabelo ob sliki 8a !

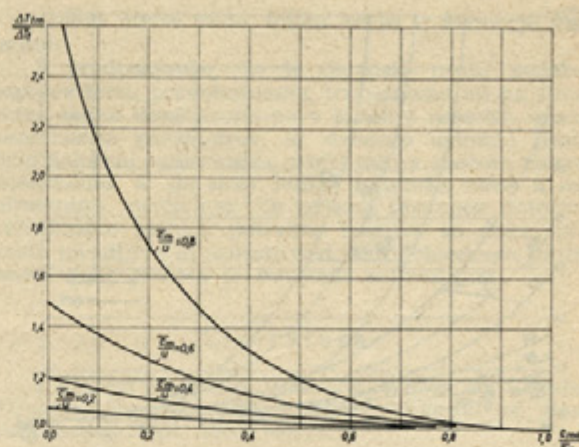
Tabela 1 (nadaljevanje)

1	Profil meridianske komponente absolutne hitrosti	$\frac{c_m}{U} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U} + \frac{m_s}{U} \cos \epsilon$		$\frac{c_m}{U} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U} \cos(m\pi) + \frac{m_s}{U} \cos(m\epsilon)$ pri čemer je $0,5 < m < 1$	
2	Srednja vrednost meridianske hitrosti	$\bar{\frac{c_m}{U}} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U}$		$\bar{\frac{c_m}{U}} = \frac{c_{m0}}{U} - \frac{m_s}{U} \cos(m\pi) + \frac{1}{m\pi} \cdot \frac{m_s}{U} \sin(m\pi)$	
3	Profil povišanja totalne temperature	*		*	
4	Izmerjeno povišanje totalne temperature	*		*	
5	Faktor iz izraza pod 6 oz. 7	$\text{fakt} = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{c_{m0}}{c_m} \right)^2 + 2 \right]$		$\text{fakt} = \frac{d-2}{2} \left[\left(1 - \frac{c_{m0}}{c_m} \right)^2 + \frac{2}{d-2} \right]$ pri čemer je $d = \frac{2 \cos^2(m\pi) - 3 \frac{1}{m\pi} \sin(m\pi) \cos(m\pi) + 1}{\left[\frac{1}{m\pi} \sin(m\pi) - \cos(m\pi) \right]^2}$	
6	Srednja vrednost povišanja totalne temperature	*		*	
7	Razmerje izmerjenega in srednjega povišanja totalne temperature	*		*	
1	Profil meridianske komponente absolutne hitrosti	$\frac{c_m}{U} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U} + \frac{m_s}{U} \cos \epsilon + \frac{m_s}{U} \cdot \frac{1}{\pi} \epsilon$		$\frac{c_m}{U} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U} \frac{1}{\pi} \epsilon - \frac{m_s}{U} \cos(m\pi) + \frac{m_s}{U} \cos(m\epsilon)$	
2	Srednja vrednost meridianske hitrosti	$\bar{\frac{c_m}{U}} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{m_s}{U} + \frac{1}{2} \frac{m_s}{U}$		$\bar{\frac{c_m}{U}} = \frac{c_{m0}}{U} + \frac{1}{2} \frac{m_s}{U} - \frac{m_s}{U} \cos(m\pi) + \frac{1}{m\pi} \frac{m_s}{U} \sin(m\pi)$	
3	Profil povišanja totalne temperature	*		*	
4	Izmerjeno povišanje totalne temperature	*		*	
5	Faktor iz izraza pod 6 oz. 7	$\text{fakt} = \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{c_{m0}}{c_m} \right)^2 + \left(\frac{5}{12} + \frac{4}{\pi} \right) \left(\frac{m_s}{c_m} \right)^2 - \left(1 + \frac{8}{\pi} \right) \left(\frac{m_s}{c_m} \right) \left(1 - \frac{c_{m0}}{c_m} \right) + 2 \right]$		$\text{fakt} = f_1 \left[\left(\frac{c_{m0}}{c_m} - 2 \right) \frac{c_{m0}}{c_m} + \frac{m_s}{c_m} \left(\frac{c_{m0}}{c_m} - 1 \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{m_s}{c_m} \right)^2 + 1 \right] + f_2 \left[\frac{m_s}{c_m} \left(\frac{c_{m0}}{c_m} - 1 \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{m_s}{c_m} \right)^2 + 1 \right]$ pri čemer je $f_1 = \frac{1}{(\gamma - \delta)^2} \left[\delta^2 - \frac{3}{2} \gamma \delta + \frac{1}{2} \right] - 1$ in $\gamma = \frac{1}{m\pi} \sin(m\pi)$ $f_2 = \frac{1}{\gamma - \delta} \left[2 \frac{1}{(m\pi)^2} (1 - \delta) - \gamma \right]$ $\delta = \cos(m\pi)$	
6	Srednja vrednost povišanja totalne temperature	*		*	
7	Razmerje izmerjenega in srednjega povišanja totalne temperature	*		*	

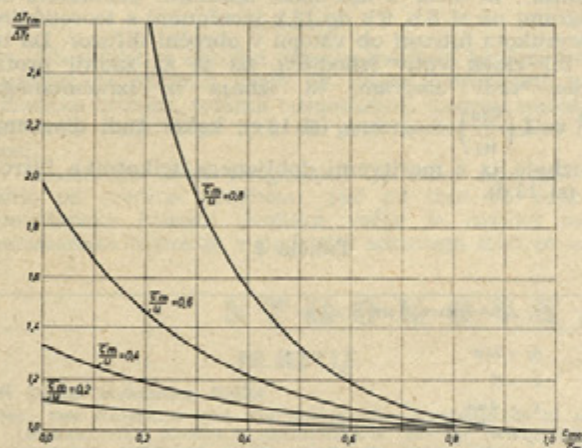
*) Enačbe pod 3.), 4.), 6.) in 7.) so v vseh primerih enake (splošne). Glej tabelo ob sliki 8a!



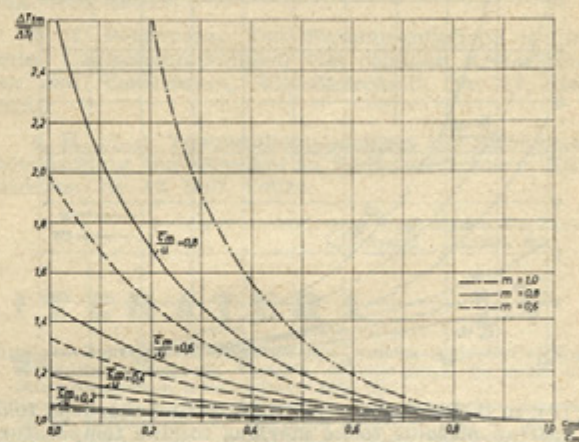
Slika 8 b



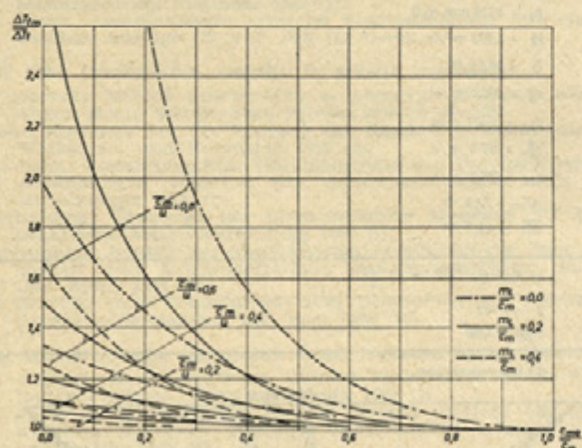
Slika 9 b



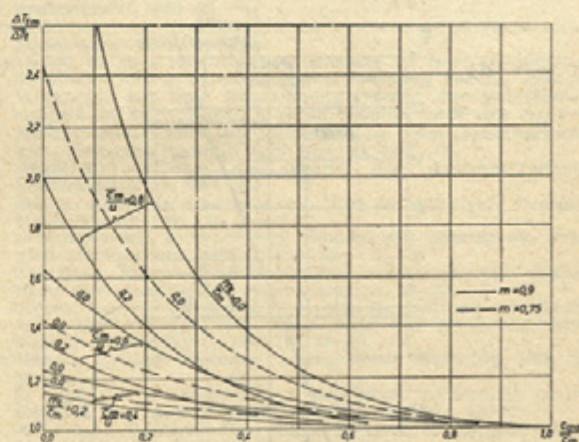
Slika 10 b



Slika 11 b



Slika 12 b



Slika 13 b

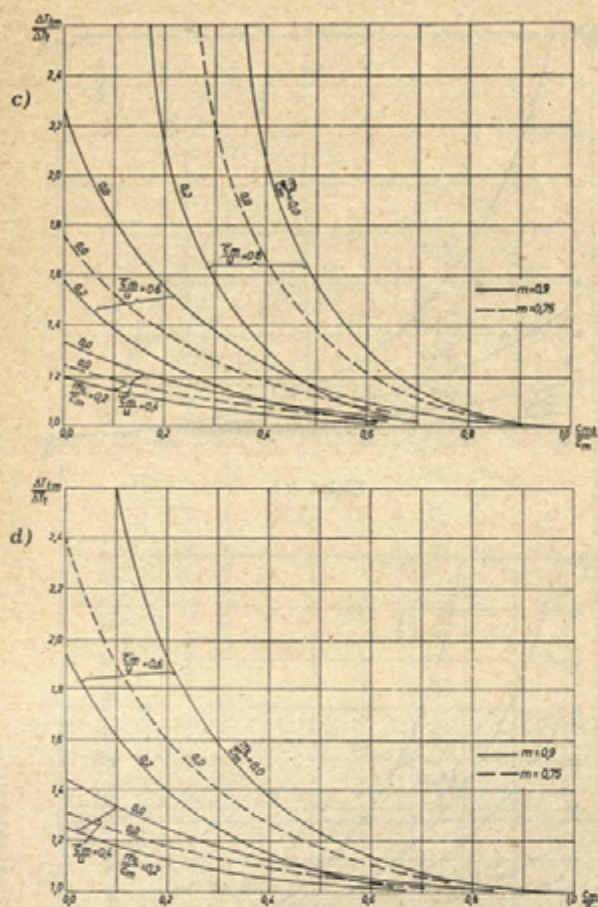
Sl. 8 b, 9 b do 13 b. Razmerje v področju instacionarnega toka in onstran mešalne točke merjene totalne temperature v odvisnosti od parametrov profila meridianske hitrosti (za profil 1, 2 do 6) za teoretični trikotnik hitrosti kot izhodišče

3. Profil meridianske hitrosti

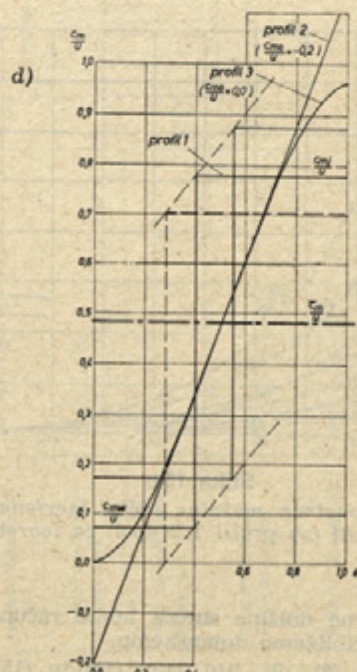
Dejanski profil meridianske hitrosti lahko nadomestimo npr. s stopnjevitim pravokotnim, trapeznim ali pa sinusnim profilom, ki ga lahko superponiramo pravokotnemu ali pa trapeznemu profilu. Z dodatno spre-

membo valovne dolžine sinusa lahko računski profil zelo dobro približamo dejanskemu.

Enačbam (8), (9), (10), (12), (14) in (15) ustrezni izrazi za omenjenih šest profilov so podani v tabeli 1, enako tudi skice profilov (sl. 8 a, 9 a do 13 a).



Sl. 13 c in d. Razmerje v področju instacionarnega toka in onstran mešalne točke merjene totalne temperature v odvisnosti od parametrov profila meridijske hitrosti (za profil 6) za $c_{2m}/u_2 = f(c_{2u}/u_2)$ diagram (c) oz. izmerjeni trikotnik hitrosti (d) kot izhodišče



Sl. 14. S pomočjo diagramov 8 b, 9 b in 10 b dobljeni profil meridijske hitrosti za primer iz tabele 2

Izrazi za razmerje totalnih temperatur [enačba (15)], ki ustrezajo omenjenim šestim profilom meridijske hitrosti, so podani tudi grafično (sl. 8 b, 9 b do 13 b), in sicer v odvisnosti od parametrov, ki se pojavljajo v njih. Navadno ti diagrami nimajo splošne veljave, pač pa veljajo samo za podobna kolesa in si jih moramo od primera do primera izbirati oz. na novo izračunavati, pri čemer lahko izhajamo iz z meritvami dobljenega trikotnika hitrosti $[\beta_1]$, enačba (4 a)], ali pa — če ta ni znan — iz teoretično izračunanega ali ka-

korkoli vsaj približno znanega $\frac{c_{2m}}{u_2} = f\left(\frac{c_{2u}}{u_2}\right)$ diagrama

$[\beta_1]$, enačba (4) — glej tudi sl. 7 b oz. 7 a]. Teoretični trikotnik hitrosti ($\beta_1 = 50^\circ$) kot izhodišče računa je manj ustrezen, saj ne upošteva razlike med kotom lopatice in kotom toka, ki je ravno vzrok instacionarnosti toka, vendar so diagrami, ki izhajajo iz zanj napisane enačbe (4) veljavni za vsa radialna kolesa z izstopnim kotom $\beta_1 = 50^\circ$ (pri čemer smo predpostavili približno enake izgube).

Z namenom, da bi pot do teh diagramov samo pokazali, in sicer s kar moči splošnim primerom, so diagrami na sl. 8 b, 9 b do 13 b izračunani s teoretičnim trikotnikom hitrosti ob vstopu v obročni difuzor. Da bi pa bil viden vpliv izhodišča, pa je za zadnji profil podan tudi diagram, ki izhaja iz izračunanega $\frac{c_{2m}}{u_2} = f\left(\frac{c_{2u}}{u_2}\right)$ diagrama (sl. 13 c), kakor tudi diagram, ki izhaja iz z meritvami dobljenega trikotnika hitrosti (sl. 13 d).

Tabela 2

a) podatki za kolo oz. obročni difuzor
$d_2 = 0,4 \text{ m}$
$z = 15$
$s = 8 \text{ mm}$
$\beta_2 = 50^\circ$
$b_2 = b = 27,6 \text{ mm}$
b) veličine stanja ob vstopu v obročni difuzor
$p_2 = 8526 \text{ mm H}_2\text{O}$
$V_2 = 4,513 \text{ m}^3/\text{s}$
$T_2 = 309,2^\circ \text{K}$
$c_2 = 209,4 \text{ m/s}$
$c_{2m} = 133,0 \text{ m/s}$
$c_{2u}^* = 157,0 \text{ m/s}$
$c_{2u} = 161,8 \text{ m/s}$
$\Delta T_m = 72,9^\circ \text{K}$
$\Delta T_1 = 49,7^\circ \text{K}$
c) funkcija $\frac{c_{2m}}{u_2} = f\left(\frac{c_{2u}}{u_2}\right)$
$b = 0,785$
$c_{fg\beta} = 0,781$
d) trikotnik hitrosti
$u_2 = 321 \text{ m/s}$
$c_{2m} = 133 \text{ m/s}$
$c_{2u}^* = 157 \text{ m/s}$
$c_{2u} = 161,8 \text{ m/s}$
$c_{2m} = 133 \text{ m/s}$
$c_{2u} = 161,8 \text{ m/s}$
$c_{2m} = 133 \text{ m/s}$
$c_{2u} = 161,8 \text{ m/s}$
trikotnik hitrosti, ki izhaja iz $\frac{c_{2m}}{u_2} = f\left(\frac{c_{2u}}{u_2}\right)$ diagrama
trikotnik hitrosti, ki izhaja iz izmerjenega trikotnika hitrosti
trikotnik hitrosti, ki izhaja iz izmerjenega trikotnika hitrosti

4. Rezultati meritev

V ilustraciji teorije naj navedem nekaj rezultatov meritev v obročnem difuzorju brez lopatic (tabela 2), ki sledi radialnemu kolesu z nazaj zakrivljenimi lopaticami in specifičnim premerom $\delta = 2,62$. (V tabeli 2 pomeni indeks 2 stanje ob vstopu v obročni difuzor.)

S pomočjo enačb za adiabati in kompresibilni tok skozi obročni difuzor je možno iz v stacionarnem področju (torej onstran mešalne točke) izmerjenega statičnega in totalnega tlaka ter totalne temperature izračunati ustrezne veličine reprezentativnega stacionarnega in osno simetričnega toka ob vstopu v obročni difuzor (kjer pa je tok dejansko instacionaren). Z dodatno izmerjeno totalno temperaturo v instacionarnem področju ob vstopu v obročni difuzor je možno nato s predpostavko, da je dejanski profil meridianske hitrosti podoben enemu izmed navedenih, ter s pomočjo diagramov na sl. 8 b, 9 b do 13 b oz. 13 c in d, določiti kombinacije parametrov, ki določajo profil. Po tej poti dobljeni profili meridianske hitrosti za prve tri primere so prikazani na sl. 14.

5. Sklep

Ob vstopu v obročni difuzor merjena totalna temperatura je odvisna samo od srednje vrednosti meridianske hitrosti, totalna temperatura onstran mešalne točke pa razen tega tudi od profila meridianske hitrosti.

Razmerje obeh temperatur je torej odvisno ne samo od srednje vrednosti, pač pa tudi od profila meridianske hitrosti. Kolikor večja je razlika med meridiansko hitrostjo v področju zdravega toka in ono

v področju mrtve vode, toliko večje je razmerje temperatur.

S predpostavko, da je dejanski profil podoben stopnjavitemu pravokotnemu, trapeznemu ali pa sinusnemu, lahko izračunamo po v tabeli 1 naštetih izrazih kombinacije parametrov, ki določajo ustrezni profil. Tako določeni »stilizirani« profil vsaj v grobem ustreza dejanskemu, ki ga sicer lahko določimo samo z zelo zahtevnimi meritvami. Za opisani postopek določitve meridianske hitrosti potrebne meritve so dokaj preprosto izvedljive in zanesljivost tako določenega profila meridianske hitrosti je navadno zadovoljiva.

Literatura:

1. Robert C. Dean: Rotating Wakes in Vaneless Diffusers, Transactions of ASME, Journal of Basic Engineering, Sept. 1960, 563/74.
2. W. Fister: Sichtbarmachung der Strömungen in Radialverdichterstufen, besonders der Relativströmung in rotierenden Laufrädern, durch Funkenblitze, BWK, Sept. 1966, 425/29.
3. H. Petermann: Der Strömungsverlauf in und hinter Laufschaufelkanälen von radialen Kreiselpumpen und Verdichtern, VDI-Zeitschrift, Nr. 17, 1961, 748/52.
4. H. Pfau: Temperaturmessungen zur Strömungsuntersuchung, insbesondere an Radialverdichtern, Konstruktion, Nr. 12, 1967, 478/84.

Avtorjev naslov: dipl. ing. Marko Perkavec, Ljubljana, Zaloška 85

STROKOVNA LITERATURA

IZ REVIJ

DK 531/539 Mehanika, fizika

- Eder: Der Stofffluss und die spezifische Normalkraft in der Grenzschicht plastisch umformbarer Körper beim freien Stauchen zwischen leicht geneigten Pressflächen. Archiv für das Eisenhüttenwesen 1968, 2.
- Norić, Kalpin: Opredelenje ugla pržinenja pri odnouglovoj gibke. Vestnik mašinstrojenja 1968 (1) 62–66.
- Busch: The Mess in Surface Measurement. The Tool and Manufacturing Engineer 1968 (1).
- A. Metz: Automatisierte optische Feinmessgeräte mit elektrischer Anzeige. Z w F 1968 (2) 61–64.

DK 620.1 Preskušanje, napake in zaščita materialov

- J. Dolava: Měření geometrické a pracovní přesnosti obráběcích strojů Strojírenská výroba 1968 (2) 96–103.
- Kohl: Einflüsse bei der Prüfung der Spannungsrisikokorrosion. Werkstoffe und Korrosion 1968 (2).
- W. Blom: Zerstörungsfreie Gütekontrolle von Punktschweißverbindungen während des Schweißvorganges. ZIS — Mitteilungen 1968 (1).
- Niederding, Gruenzen der pneumatischen Messung. TZ für praktische Metallbearbeitung 1968 (1).
- Hautmann: Beitrag zur angenäherten Ermittlung der Zuspänbarkheit von kohlenstoffarmen Automatenstählen. Stahl und Eisen 1968 (2).
- F. Drastik: Eine Pendelpresse zum Bestimmen der Formänderungswiderstandes. Ind.-Anz. 1968 (19).

DK 621.7 Mehansko tehnološki obrati. Nekateri načini obdelave

- G. Kretschmann: Verbinden dünner Stahlbleche durch VP-Bandschweißen. Schweißtechnik 1968 (2).
- V. Petrović, Z. Cajetina: Završna obrada spolnjih okruglih površina metodom glačanja utiskivanjem. Hidravlika i pneumatika 1967 (3).
- Oyler, Matuzek, Garry: Why some heats of stainless steel may not weld? Welding Journal 1967 (12).
- H. M. Enikeev: Racionalne kinematičeske shemi korobok skorostej. Stanki i instrument 1968 (1) 13–17.
- K. K. Hrenov: Plazmennaja rezka metallov. Avtomatičeskaja svarka 1968 (1) 44–47.
- V. A. Zilcov: Ekonomika izgotovenija cilindričeskikh konstrukcij. Avtomatičeskaja svarka 1968 (1) 68–70.
- Cooper-coated steel strip offers production advantages. Metalworking Production 15th March 1967.
- Kunke in dr.: Ist die Induktionserwärmung mit Hochfrequenzenergie teuer? Fertigungstechnik und Betrieb 1968 (2).
- Böhm: Plattieren von Stahl mit Sondermetallen, insbesondere Molybdän, nach dem Schockwellenverfahren. Zeitschrift für Metallkunde 1968 (2).

- Russian, Saharov: Količestvennaja ocenka soprotivljaemosti kristallizujuščegoja metalla obrazovaniju gorjačih treščin. Svaročnoe proizvodstvo 1968 (2).
- Williamson: Le système Molins 34, une conception nouvelle de la fabrication. La Machine Moderne 1968 — No. 707.
- Esterzon, Radzievski: Gruppovaja zamenja režuščogo instrumenta na avtomatičeskikh linijah. Stanki i instrument 1968 (2).
- Ažorski, Ščebenjak, Bagenfeld: Avtomati dlya izgotovlenija gibkikh elektrosodinenij. Mehanizacija i avtomatizacija proizvodstva 1968 (2).
- Lang: Kolbenringe in Hydrozylindern von Werkzeugmaschinen. Maschinenmarkt 1968 (18).
- Slaughter in dr.: Welding and Brazing of Hot Temperature Radiators and Heat Exchangers. Welding Journal 1968 (1).
- H. Weinhold: Künftige Bestimmungsgrößen für Zahnabmessungen an Stirnrädern. Maschinenbautechnik 1968 (1), 2–6.
- W. Herbst: Statistische Qualitätskontrolle beim Gosenkschmieden. Fertigungstechnik und Betrieb, 1968 (1).
- P. Steidl: Entwicklung und Stand der Autogen-Technik. Schweißtechnik 1968 (2).
- M. Socha: Remonty maszyn i urządzeń technicznych. Przegląd Mechaniczny 1968 (3), 84–87.
- T. Lewandowski: Interpolatory liniowe dla obrabiarek. Przegląd Mechaniczny 1968 (1), 10–13.
- O. Kašánek: Ekonomické hodnotenie skúskok rezného výkonu nástrojov. Strojírenská výroba 1968 (1), 28–32.
- H. Giesel: Das unmittelbare Widerstandserwärmen von Knüppeln und Stangen auf Walz- oder Schmiedetemperatur. Bänder-Bleche-Rohre 1968 (1), 22–24.
- Combined forging hammer press. Metal Forming 1968 (2), 52–54.
- R. E. Okell, F. Wolstencroft: A suggested mechanism of hot forming die failure. Metal Forming 1968 (2), 41–50.
- T. A. Dean: Performance characteristics of forging plant. Metal Forming 1968 (1), 15–19.
- D. Witte: Streuung der Kräfte und Arbeitsbeträge beim Fließpressen in der laufenden Fertigung. Ind.-Anz. 1968 (12), 203–209.
- H. P. Fickel: Strangpressen bei hohen Geschwindigkeiten. Ind.-Anz. 1968 (12), 227–229.

DK 621.9 Orodja in obdelovalni stroji. Obdelovalni postopki

- W. Krämer: Beitrag zur Kraft- und Arbeitsermittlung beim Schneiden von Blech. Ind.-Anz. 1968 (19), 361–365.
- J. R. Becker: Forging Crankschafts on a horizontal multi-directional forging press. Metal Forming, 1968 (1), 4–11.
- W. Reichel: Das Stanzen kleiner Löcher. Blech, 1968 (1), 24–34.
- Projet de Norme Européenne de tolérances pour pièces en acier estampées sur marteaux-pilons et sur presses. Estampage, Forge et Boulangerie, 1968 (27).