

Krožna valjasta cev kot merilni instrument

MIROSLAV PEČORNIK

Strujanje realnega fluida lahko zajamemo — v popolnoma splošni obliki — s pomočjo štirih zakonov (o plinski dinamiki), in sicer: z enačbo kontinuitete, impulznim stavkom, energijsko enačbo in enačbo stanja (idealnega) plina.

Če se omejimo na stacionarno strujanje, ki ga v praksi srečujemo najpogosteje, so odvečni členi, ki kažejo spremembo s časom, nakar zakone lahko pišemo v preprostejši obliki:

enačba kontinuitete:

$$dA/A + dc/c + dg/g = 0 \quad (1)$$

impulzni stavek:

$$d\vec{F} = q d\vec{c} \quad (2)$$

energijska enačba:

$$\delta c dc/g + dz + dp/\gamma + dh_r = 0 \quad (3)$$

enačba stanja plina:

$$dp/p = dT/T + dy/\gamma \quad (4)$$

ali, integrirano:

$$q = Ac \varrho = \text{konst} \quad (1a)$$

$$\vec{F} = q (\vec{c}_i - \vec{c}_v) \quad (2a)$$

$$\delta c^2/2 g + z + \int dp/\gamma + h_r = \text{konst} \quad (3a)$$

$$p = \gamma RT \quad (4a)$$

pri čemer pomenijo:

q — pretok mase fluida (pretočna količina v enoti časa),

A — površino povprečnega prereza toka,

c — povprečno (srednjo) hitrost strujanja fluida,

ϱ — gostota fluida,

\vec{F} — rezultanto vseh zunanjih sil, ki delujejo na fluid med vstopnim (indeks v) in izstopnim (indeks i) prerezom toka,

δ — Coriolisov korekcijski koeficient za specifično kinetično energijo celotnega toka, dobijeno iz povprečne hitrosti,

g — zemeljski pospešek,

z — geodetsko višino (sredine) strujnega toka nad poljubno izbranim horizontom (ničelno nivoj),

p — statični tlak v struji fluida,

γ — specifično težo fluida,

h_r — specifično energijo trenja (za enoto teže fluida),

R — individualno plinsko konstanto,

T — absolutno temperaturo fluida.

Kakor vidimo, vsebujejo omenjeni zakoni celo vrsto faktorjev, ki jih je treba ugotoviti (izmeriti),

da bi lahko uporabili te zakone. Razen geometričnih veličin (višine, prereza) moramo meriti še: tlak p , hitrost c in temperaturo T .

Za ta namen je bila konstruirana vrsta instrumentov, s katerimi z manjšim ali večjim uspehom (natančnostjo, uporabnostjo, ceno ipd.) merimo iskane veličine.

Tlake in hitrosti merimo s skupino instrumentov, ki jih potapljamamo v fluidni tok in merimo tlak na površini telesa — instrumenta. Za določanje teh tlakov uporabljammo energijsko enačbo (3), pri kateri smo — zaradi relativno majhne dimenzije instrumenta (osnova za natančno merjenje je čim manjši instrument!) — predpostavili naslednje ponostavitve:

1. korekcijski faktor $\delta = 1$;
2. višinska razlika zanemarljiva $z = 0$;
3. trenje zanemarjeno $h_r = 0$.

Potem lahko pišemo energijsko enačbo takole:

$$c dc/g + dp/\gamma = 0 \quad (5)$$

Očitno je, da bo na »čelo« v fluid potopljenega telesa vsaj en delec priletel popolnoma navpično in se (vsaj začasno) tukaj ustavl, tj. hitrost bo tukaj $c = 0$. Kinetična energija tega delca se bo pretvorila v potencialno — tlak se bo zvišal. Z drugimi besedami: v tej točki telesa, ki jo imenujemo zastojno (stagnacijsko) točko, je vsa energija toka v obliki tlaka in zato ta tlak imenujemo totalni (skupni) tlak p_t . V vseh drugih točkah tokā je tlak manjši, ker je za ustvarjanje hitrosti potreben del totalne energije (t. i. energije mirovanja). To pomeni, da se tlačna energija delno pretvarja v kinetično ali — z drugimi besedami — totalni tlak p_t se zmanjšuje in naposled doseže tlak, kakršen je v nemotenem strujnem toku in bi bil tam tudi brez strujanja, zaradi česar ga imenujemo statični tlak p_s . (Ta statični tlak je identičen s tlakom, ki smo ga v energijski enačbi preprosto označili s p .)

Ce predpostavimo, da se omenjena sprememba dogaja po izentropi, enačbo (5) lahko integriramo v mejah od 0 do c oziroma od p_t do p_s :

$$\frac{1}{g} \int_0^c c dc + \int_{p_t}^{p_s} dp/\gamma = 0$$

Z uvrstitvijo enačbe izentropie $p/\gamma^\alpha = \text{konst}$, dobimo končni izraz za hitrost strujanja (po Saint Venant-Wanzelu):

$$c = \sqrt{2 g p_s / \gamma^\alpha \cdot \alpha / (\alpha - 1) \left[\left(p_t / p_s \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1 \right]} \quad (6)$$

kjer je z γ_s označena specifična teža pri tlaku p_s in $s \approx c_p/c_e$ eksponent izentrope.

Za nekompresibilno strujanje ($\gamma = \text{konst}$) se z integracijo enačbe (5) dobi bolj preprost izraz za hitrost

$$c = \sqrt{2 g / \gamma} \cdot (p_t - p_s) \quad (7)$$

ali

$$p_t = p_s + c^2 \gamma / 2 g = p_s + c^2 \rho / 2 = p_s + p_d \quad (8)$$

tj. pri nekompresibilnem strujanju sestoji totalni tlak iz statičnega in dinamičnega tlaka (p_d).

Hitrost strujanja pri kompresibilnem strujanju lahko preračunamo tudi aproksimativno, in sicer glede na dinamični tlak pri nekompresibilnem strujanju. Z integracijo enačbe (5) dobimo izraz za totalni tlak

$$p_t = p_s \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\rho_s c^2}{p_s 2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

in dinamični tlak pri kompresibilnem strujanju kot razliko med totalnim in statičnim tlakom

$$(p_d)_{\text{komp}} = p_t - p_s = p_s \left[\left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\rho_s c^2}{p_s 2} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]$$

Z razvijanjem v vrsto dobimo končni izraz

$$\begin{aligned} (p_d)_{\text{komp}} &= p_d \left(1 + \frac{Ma^2}{4} + \frac{2-\gamma}{24} Ma^4 + \dots \right) = \\ &= p_d (1 + \epsilon) \end{aligned} \quad (9)$$

kjer je $Ma = c/a$ — Machovo število, tj. razmerje med (lokalno) hitrostjo strujanja in zvočno hitrostjo. Hitrost izračunamo potem iz (9)

$$c = \sqrt{\frac{2 g (p_d)_{\text{komp}}}{(1 + \epsilon) \gamma_s}} \quad (10)$$

Ker dinamičnega tlaka ni mogoče meriti neposredno, merimo totalni tlak p_t in statični tlak p_s , dinamičnega pa ugotovimo posredno ali pa ga preračunamo.

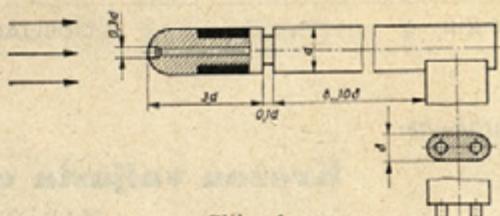
Potemtakem je naša naloga meriti samo tlaka p_t in p_s (kolikor se nam ni treba zanimati za temperaturne spremembe, ki pa jih tukaj ne bi omenjali).

Za meritve tlakov so bili konstruirani zelo številni instrumenti. Tako uporabljamo npr. za merjenje p_t : Pitotovo cev, Prandtlovo sondo, valjasto cev itd.; za merjenje p_s uporabljamo: statično sondo, Iljinovo cev, Serovo ploščo, izvrtno v cevi (skozi katero struja fluid) ipd.

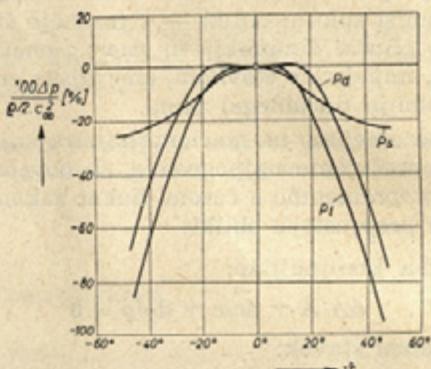
Vsek od teh instrumentov kaže določeno vrednost, ki pa se bolj ali manj približuje dejanski vrednosti, tako da lahko pišemo povsem splošno

$$(p_t - p_s) / \frac{\rho c_\infty^2}{2} = k \quad (11)$$

kar pomeni, da se dejanski tlak p_t razlikuje od tlaka, ki ga pokaže instrument p_t za določen koeficient napake k , ki pa je odvisen od povzročitelja nenatančnega kazanja — od hitrosti c_∞ (oz. dinamičnega tlaka te hitrosti) v nemotenem toku, tj.



Slika 1



Slika 2

od hitrosti daleč (teoretično v neskončnosti!) pred merilnim mestom, torej na mestu, kjer strujanja nič ne moti, niti ne instrument s še tako majhnimi dimenzijami.

Iz (8) nam je znano, da je imenovalec relacije (11) dejanski dinamični tlak $\rho c_\infty^2 / 2 = p_{df}$, tako da lahko pišemo za totalni oziroma statični tlak relacije

$$(p_{df} - p_{ti}) / p_{df} = k_t \quad (11a)$$

in

$$(p_{sf} - p_{si}) / p_{df} = k_s \quad (11b)$$

Dejanski dinamični tlak je potem v odnosu nasproti izmerjenemu dinamičnemu tlaku p_{df}

$$p_{df} = \frac{1}{1 - k_t + k_s} p_{di} = \beta p_{di} \quad (12)$$

S formulama (11) in (12) lahko pri merjenju uporabimo kakršenkoli instrument, če so mu koekturni koeficienti določeni z umerjanjem (po možnosti v enakih okoliščinah, kakršne so pri meritvah).

Težnja merilne tehnike pa je, da razvije takšne instrumente, pri katerih bi bili korekcijski koeficienti tako malo različni od 1, da bi umerjanje postalo nepotrebno.

Stvari se zelo približamo pri splošno znanem merilnem instrumentu, ki ga poznamo z imenom Prandtlova sonda (cevka). S tem instrumentom lahko hkrati merimo p_t in p_s ter tako lahko (z ustreznimi priključki na diferencialni manometer) neposredno razbiramo p_d . Poseben uspeh te konstrukcije — če je seveda instrument izdelan v predpisanih dimenzijah (sl. 1) — je v tem, da koeficienta napake k_s in k_t tako malo odstopata od ničle, da je umerjanje odveč. Korekturni koeficient je $\beta \approx 1$. Seveda je pravilno kazanje instrumenta od-

visno od njegove lege v toku. Občutljivost instrumenta na kot natoka je razvidna s sl. 2. Tukaj je kot natoka ϑ nanesen na abscisi, odstopek Δp med kazanjem pri kotu ϑ in pri kotu $\vartheta = 0$ pa je nanesen na ordinati, in sicer v odstotkih od dinamičnega tlaka za vsak tlak posebej (p_s , p_t , p_d).

Uporabno območje Prandtlove sonde je zelo veliko. Za merjenje dinamičnega tlaka jo lahko uporabljamo od $Re = 300$ (glede na premer cevi) do zelo velikih podzvočnih hitrosti. Pod $Re = 300$, tj. pri zelo majhnih sondah oz. zelo gostih fluidih je uporabljiva tudi s t. i. Barkerjevim korekturnim koeficientom. Zgornja (podzvočna) meja je po Walchnerju ugotovljena pri $Ma \approx 0.9$. Pri tem Machovem številu lahko merimo dinamični tlak z majhno sondijo z napako okrog 1 % (po formuli (9)). Celo v nadzvočnem področju lahko uporabimo Prandtovo sondo za merjenje hitrosti, vendar so tukaj potrebne še dodatne meritve oz. drugi instrumenti. Hitrost v nadzvočnem toku lahko izmerimo s tem, da s Prandtovo sondijo izmerimo totalni tlak p_p (z vrhno odprtino) in obenem (kakorkoli drugače) statični tlak p_s nemotenega toka. Iz tega razmerja preračunamo potem Machovo število nemotenega toka po formuli [9]

$$\frac{p_p}{p_s} = Ma^2 \frac{x+1}{2} \left[\frac{Ma^2(x+1)^2}{4x Ma^2 - 2(x-1)} \right]^{\frac{1}{x-1}}$$

Z znanim Machovim številom pa dobimo hitrost po formuli [10]

$$c = Ma \sqrt{\frac{gx R T_p}{1 + \frac{x-1}{2} Ma^2}}$$

T_p je absolutna temperatura v zastojni točki, ki pa jo je treba izmeriti posebej.

Glede na takšno univerzalnost in primernost (cena za normalno izvedbo je dokaj znosna) bi lahko pričakovali, da bo Prandtova sonda iztisnila iz uporabe večji del drugih instrumentov. Toda to ni tako. Kakor je razvidno s sl. 1, ima Prandtova sonda določene dimenzije, ki jih ni mogoče (ali pa zelo težko) zmanjšati pod določeno mero, medtem ko moramo zelo pogosto, zlasti pri merjenjih v turbo strojih, meriti na takšnih mestih (npr. med rotorjem in statorjem), kjer s Prandtovo sondijo dostop ni možen.

Takšni in podobni razlogi so nas primorali k izvedbi instrumentov v drugačnih oblikah, posebej pa takih, ki imajo majhne povprečne dimenzije. Eden teh instrumentov je izdelan v obliki krožnega valja.

Splošni pojmi o valjasti sondi

Da lahko ocenimo uporabnost valjaste cevi kot merilnega instrumenta, si oglejmo — v skladu s prej omenjenimi tlaki po površini potopljenega telesa — razporeditev tlakov na krožni valj v toku.

Teoretično razporeditev tlakov po obodu lahko dobimo, če proučimo ravninsko (dvodimensijsko)

potencialno strujanje idealnega, neskončno razprostranjenega fluida okrog krožnega, neskončno dolgega valja.

Vsako ravninsko potencialno strujanje lahko prikažemo s pomočjo funkcije kompleksnega potenciala

$$f(z) = \varphi + i\psi \quad (13)$$

tj. s pomočjo analitične funkcije kompleksne variable

$$z = x + iy \quad (14)$$

pri čemer sta: φ — potencial hitrosti

ψ — funkcija toka

Za potencialno strujanje okrog krožnega valja se glasi kompleksni potencial

$$f(z) = -c_\infty (z + R^2/z) \quad (15)$$

kjer je c_∞ — hitrost nemotenega strujanja (teoretično v neskončnosti) v smislu osi $-x$ ortogonalnega koordinatnega sistema, kateremu smo izhodišče položili v os valja z radijem R . Z uvrstitvijo izrazov (13) in (14) v (15) dobimo

$$\varphi + i\psi = -c_\infty [(x + iy) + R^2/(x + iy)]$$

Z izenačenjem realnih in imaginarnih delov dobimo izraz za potencial oziroma funkcijo toka

$$\varphi = -c_\infty [x + R^2 x / (x^2 + y^2)] \quad (16)$$

$$\psi = -c_\infty [y - R^2 y / (x^2 + y^2)] \quad (17)$$

Če preidemo v polarne koordinate ($\vartheta = 0^\circ$ za $+x$ — os in raste nasprotno gibanju kazalca pri uri), dobimo izraze za radialno oz. tangencialno komponento hitrosti v katerikoli točki strujnega polja.

$$c_r = \partial\varphi/\partial r = -c_\infty \cos\vartheta [1 - (R/r)^2] \quad (18)$$

$$c_\theta = \partial\varphi/r\partial\theta = c_\infty \sin\vartheta [1 + (R/r)^2] \quad (19)$$

kjer je r radialna oddaljenost te točke od izhodišča (središča valja).

Na obodu valja ($R = r$) imamo

$$c_r = 0 \quad \text{in} \quad c_\theta = 2c_\infty \sin\vartheta$$

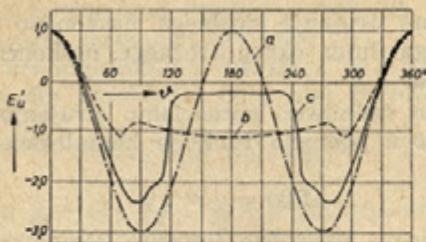
Z uvrstitvijo dobljene vrednosti za hitrost c_θ na obodu valja v Bernoullijevo enačbo glede na nemoteni tok (v neskončnosti), kjer prevladuje statični tlak p_s in hitrost c_∞

$$p_s + \rho c_\infty^2/2 = p_{valj} + \rho c_\theta^2/2$$

lahko preračunamo razporeditev tlakov p_{valj} po obodu valja. Seveda je najzanimivejši tlak, ki je posledica strujanja samega, kar je razlika tlaka po obodu proti tlaku v neskončnosti: $\Delta p = p_{valj} - p_s$. To krivuljo po navadi prikazujemo neodvisno od hitrosti (tj. brezdimenzionalno), kar dosežemo z delitvijo razlike tlakov z dinamičnim tlakom nemotenega strujanja $c_\infty^2 \rho/2$.

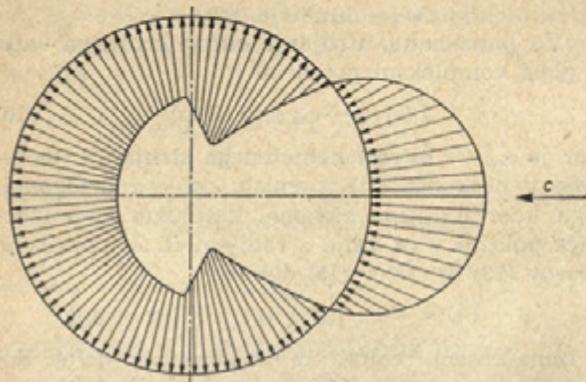
Tako dobimo t. i. koeficient tlaka

$$\frac{\Delta p}{\rho c_\infty^2/2} \quad (20)$$

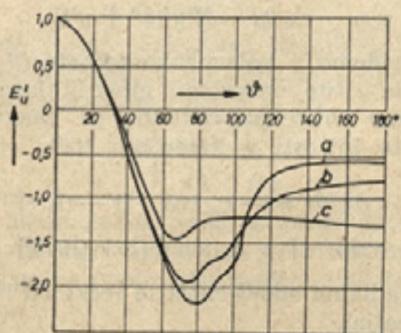


Slika 3

Premer valja: 250 mm. a — teoretična krivulja, b — podkritično območje ($Re = 1.86 \cdot 10^6$), c — nadkritično območje ($Re = 6.7 \cdot 10^6$).



Slika 4



Slika 5

a — $Re = 2.12 \cdot 10^6$, b — $Re = 1.66 \cdot 10^6$, c — $Re = 1.06 \cdot 10^6$.

Ta izraz se samo za »parazitni« faktor $1/2$ v imenu valcu razlikuje od Eulerjevega števila $Eu = \Delta p / \rho c^2$ in bi zato tudi ta koeficient tlaka — ker je po naravi enak Eulerjevemu številu — lahko označili kot neko Eulerjevo število: $Eu' = 2 Eu$. To pomeni, da izraz

$$Eu' = \frac{p_{valj} - p_s}{\rho c_\infty^2 / 2} = 1 - 4 \sin^2 \theta \quad (21)$$

daje sliko razporeditve nadtlaka (nad okolico) po površini (obodu) valja. Tako je npr. v zastojnih točkah ($\theta = 0^\circ$ in 180°) $Eu' = 1$, kar se pravi, da je tukaj nadtlak Δp enak dinamičnemu tlaku

$$\Delta p = p_{valj} - p_s = \rho c_\infty^2 / 2$$

ali tlak je enak totalnemu tlaku

$$p_{valj} = p_s + \rho c_\infty^2 / 2 = p_t.$$

Pri kotih $\theta = 30^\circ, 150^\circ, 210^\circ$ in 330° dobimo, da je $Eu' = 0$ in $\Delta p = 0$ pa mesta na valju, kjer je tlak na obodu enak statičnemu

$$p_{valj} = p_s.$$

Seveda veljajo vsi ti preračuni za potencialno strujanje. Pri realnem fluidu pa se pojavlja mejna plast po obodu valja, ki začne velikost tlakov spremeniti že v majhni oddaljenosti od zastojne točke. Zaradi odlepljanja strujnega toka pa se velikost proti zadnji zastojni točki bistveno spremeni. Ker sta debelina in narava mejne plasti odvisni od Reynoldsovega števila, je tudi razporeditev tlakov po obodu odvisna od tega števila. V glavnem razlikujemo dve območji: podkritično z laminarno mejno plastjo in nadkritično s turbulentno mejno plastjo. Na sl. 3 (po Flachsbarlu [7]) je prikazan Eu' po razvitem plašču valja, in sicer: teoretičen (preračunan) ter izmerjen v obeh tipičnih območjih: podkritičnem in nadkritičnem. Na sl. 4 je shematično prikazan Eu' po (nerazvitem) obodu valja za podkritično območje. S sl. 5 je razvidna spremembra poteke Eu' v odvisnosti od Re . Na tej sliki iz novejše literature [6] se krivulje nekoliko razlikujejo od prejšnjih (sl. 3).

Merjenje totalnega tlaka

Kakor smo že omenili, je — po teoriji — pri kotu $\theta = 0^\circ$ $Eu' = 1$ in na tem mestu merimo totalni tlak

$$p_{valj} = p_t.$$

Diagrama na slikah 3 in 5 kažeta, da to velja kakor za teoretično tako tudi za dejansko razporeditev tlakov po obodu. To pomeni, da so vzdolž celne tvornice valja nanizane točke stagnacije. Če torej izvrnamo v valjasto cev luknjico in jo natancno usmerimo proti toku, bo priključeni manometer pokazal totalni tlak p_t v skoraj popolni vrednosti. Izvrtna mora biti tem manjša, ker je tako korekcijski koeficient — vsaj teoretično preračunan — zelo blizu enici. Preračunamo ga tako, da vzamemo v poštvet končno velikost izvrtnine. Premer izvrtnine se razprostira po obodu valja po približni dolžini loka s središčnim kotom $2\varepsilon^\theta$, tj. od $+\varepsilon^\theta$ do $-\varepsilon^\theta$. Povprečni totalni tlak p_t preračunamo po formuli:

$$\bar{p}_t \approx \frac{1}{2\varepsilon} \int_{-\varepsilon^\theta}^{+\varepsilon^\theta} [p_s + c_\infty^2 \rho / 2 \cdot (1 - 4 \sin^2 \theta)] d\theta \quad (21)$$

in dobimo, da je

$$\bar{p}_t = p_s + c_\infty^2 \rho / 2 \cdot \left(\frac{\sin 2\varepsilon^\theta}{\varepsilon} - 1 \right). \quad (22)$$

To pomeni, da je koeficient korekcije za dinamični tlak (po form. (12))

$$\beta = \sin 2\varepsilon^\theta / \varepsilon - 1.$$

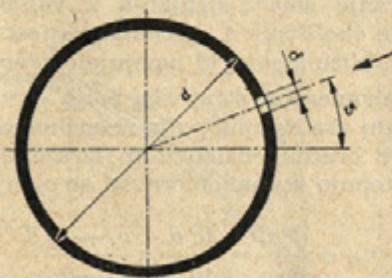
Ce upoštevamo praktične vrednosti, je premer δ izvrtnine redko manjši od ≈ 0.3 mm, tako da je za

majhne valjaste sonde (s premerom d) razmerje $\lambda = \delta/d \approx 0,1$, kar je v skladu s kotom $\epsilon \approx 6^\circ$. V tem primeru je

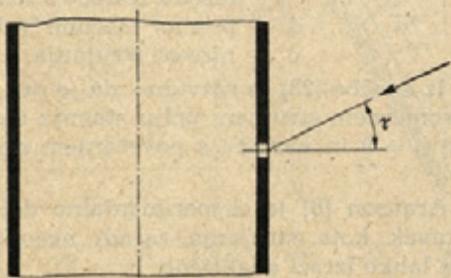
$$\beta = 0,99 \approx 1,00$$

Ker pa lahko predpostavimo, da je $k_s \approx 0$ tudi totalni koeficient napake (po (11a)), lahko vzamemo za $k_t \approx 0,01 \approx 0$. Čim večji je premer cevi, tem bližji je koeficient korekcije 1. Pogoj je seveda, da je izvrtina izdelana zelo pazljivo, ker se pri slabih izdelavih koeficient korekcije lahko zelo poslabša.

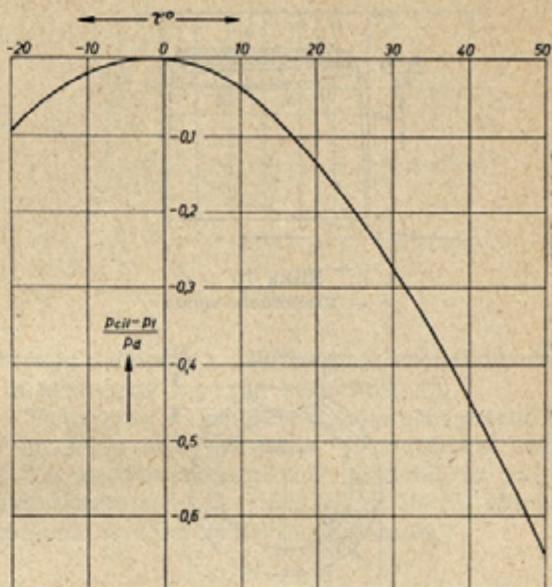
Že poprej je bilo rečeno, da je posebnega pomena, da je os izvrtine obrnjena natančno proti toku, ker je — kakor je razvidno iz diagramov 3 in 5 — kazanje valjaste sonde zelo občutljivo za kot ϑ , ki ga oklepa smer radija skozi izvrtino s smerjo strujnega toka v ravnini, navpični na os valjaste cevi (sl. 6). Ta kot lahko sprememnjamo z obračanjem valjaste cevi okrog lastne osi. Ta občutljivost izvrstno rabi — kakor bomo pozneje obravnavali — za določanje smeri toka. Ravno tako je kazanje totalnega tlaka valjaste cevi odvisno od kota τ , ki ga oklepata smer strujanja z radijem valjaste cevi skozi izvrtino v ravnini osi valja — sl. 7. Vpliv kota dotoka τ na kazanje p_t je prikazan v diagramu sl. 8 po avtorjevih meritvah v odprttem zračnem strujnem toku, merjenem z valjastimi sondami s premeri: $d = 4 - 6 - 15$ mm in ustrezajočimi razmerji: $\lambda = 0,075 - 0,083 - 0,080$, pri hitrostih $c = 9 \dots 79$ m/s, torej v podkritičnem območju pri $Re \approx 2,5 \cdot 10^3 \dots 8 \cdot 10^4$. V diagramu je, v odvisnosti od kota dotoka τ , nanesen odstopek tlaka p_t v odnosu do dinamičnega tlaka p_d v zračnem nemotenem toku, ki je strujal skozi šobo. Abscisa je torej kot τ , medtem ko je ordinata razlika kazanja valjaste sonde od totalnega tlaka, registriranega pri kotu $\tau = 0^\circ$, spet v relaciji s p_d .



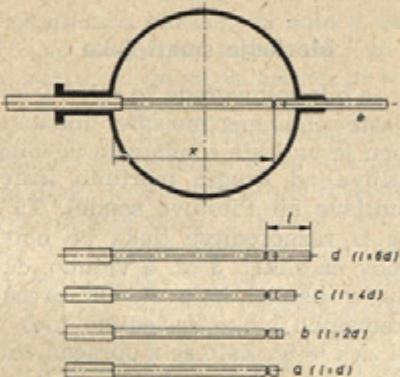
Slika 6



Slika 7



Slika 8

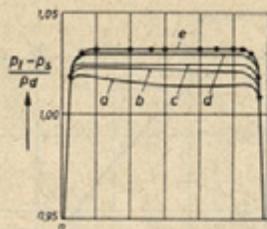


Slika 9

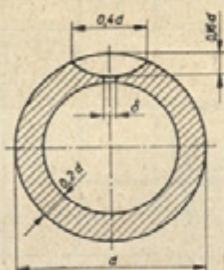
Merjenja vpliva kota τ je treba jemati kot orientacijska; za natančnejše meritve ni bilo možnosti.

Iz diagrama je razvidno, da krivulja glede na ordinatno os nima simetričnega poteka. Vzrok za to nesimetrijo je končna dolžina valjaste sonde, kakor je z merjenji ugotovil že Povh [6]. Celo pri kotu dotoka $\tau = 0^\circ$ vpliva na kazanje totalnega tlaka valjaste sonde razdalja izvrtine od konca valjaste sonde, kakor je to dognal Eilken [4]. Na slikah 9 in 10 je prikazano, kako kvarno vpliva na natančno kazanje p_t premajhna razdalja izvrtine od konca valjaste sonde. Enako kvarno vpliva prevelika odprtina v cevi, skozi katero vstavimo valjasto sondijo. Samo takšna valjasta sonda potem takem, ki gre skozi cevovod in ima enak premer kakor izvrtina zanjo (v cevovodu), kaže pravilen totalni tlak, kakor je to ugotovljeno s primerjalnimi meritvami s Prandtlovo sondijo (sl. 10).

Ce želimo valjasto sondijo izvesti neobčutljivo za kot dotoka ϑ , jo konstruiramo po sl. 11. S tem postane sonda neobčutljiva za merjenje p_t za kote do $\vartheta = \pm 30^\circ$.



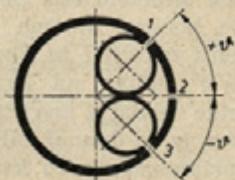
Slika 10
a — Prandtlova sonda



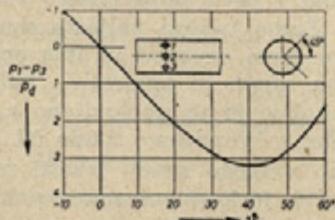
Slika 11

Merjenje smeri toka

Kakor je bilo mimogrede že rečeno, lahko s pomočjo valjaste sonde merimo smer dotoka na sondi. Za ta namen je valjasta sonda zelo ugodna in dosti bolj občutljiva od drugih merilnih instrumentov (npr. Prandtlove ali Pitotove sonde). Ta občutljivost izvira iz razporeditve tlaka po obodu valja. Iz diagramov na slikah 3 oz. 5 vidimo, da je sprememba Eu' v okolini kota $\theta = 0^\circ$ precej velika. Enako spremembo lahko zasledimo tudi na sl. 14 po krivulji za $\tau = 0^\circ$. Zato se z obračanjem valjaste sonde okrog lastne osi in razbiranjem tlaka pri kotih $+\theta$ in $-\theta$ lahko določa kot strujanja glede na izbrano ravnino, in sicer na $\approx 1/2\theta$, kar pa je zelo natančno. S sl. 3 vidimo nadalje, da je največja sprememba Eu' blizu kota $\pm \theta = 40 \dots 45^\circ$. Ce torej izvršimo dve izvrtni, ki sta medsebojno oddaljeni za kot $2\theta \approx 90^\circ$ (sl. 12), dobimo največjo



Slika 12



Slika 13

možno občutljivost za smer strujanja, kakor je razvidno s sl. 13. Valjasto sonda obračamo tako dolgo okrog njene osi, dokler diferencialni manometer, priključen na obe izvrtni, ne pokaže ničle. V simetrali kota je torej smer strujanja. Že pri najmanjšem obračanju valjaste sonde okrog osi bo priključeni manometer pokazal precejšen odgon. Če je cev umerjena (sl. 13), lahko določamo smer strujanja brez obračanja cevi samo glede na prikazani odgon iz diagrama umerjanja.

Občutljivost za kot dotoka θ v ravnini, navpični na os valjaste sonde, v odvisnosti od kota dotoka τ v ravnini valjaste sonde kažeta diagrama na sl. 14 in 15 po avtorjevih merjenjih. Tudi te meritve je jemati kot orientacijske. V diogramu na sl. 14 so nanesene krivulje kazanja valjaste sonde p_{valj} za različne kote obračanja θ cevi (okrog osi) v odvisnosti od kota dotoka τ . Te krivulje so prenesene v diogram na sl. 15 tako, da je pri abscisi θ° na ordinatu naneseno razmerje med kazanjem valjaste sonde p_{valj} in sonde p_0 pri kotu $\theta = 0^\circ$. Oba diagrama sta dobljena samo za kot $+\tau$; diagram na sl. 15 pa celo samo za kot $+\theta$. Tako se izkaže, da občutljivost sonde za kot θ sicer raste s kotom τ , vendar tako neznatno, da imamo lahko praktično občutljivost valjaste sonde glede na kot θ za konstantno. Ta lastnost rabi za določanje prostornega kota strujanja, če je možnost za merjenje kota θ v dveh medsebojno navpičnih ravninah. Najprej izmerimo kot dotoka θ v eni ravnini in dobimo tako ravnino strujanja skozi os sonde; z uvajanjem valjaste sonde na isto mesto, toda navpično na že določeno ravnino strujanja, lahko ponovno določamo kot θ , ker je to pravzaprav kot τ za prejšnjo lego valjaste sonde ter tako določamo kot dotoka v prostoru.

Določanje smeri strujanja z valjasto sondoto mita dve okoliščini: 1. neenakomernost strujnega polja in 2. bližina sten, ki omejujejo prerez toka.

Neenakomernost strujnega polja — v praksi so več ali manj vsa strujna polja neenakomerna — definiramo z brezdimenzionalnim izrazom, t. i. povprečno stopnjo neenakomernosti strujanja

$$n_{sr} = \frac{\partial c}{\partial y} \frac{d}{c} = \frac{\Delta c}{\Delta y} \frac{d}{c} = \frac{c_1 - c_2}{y_2 - y_1} \frac{d}{c} \quad (23)$$

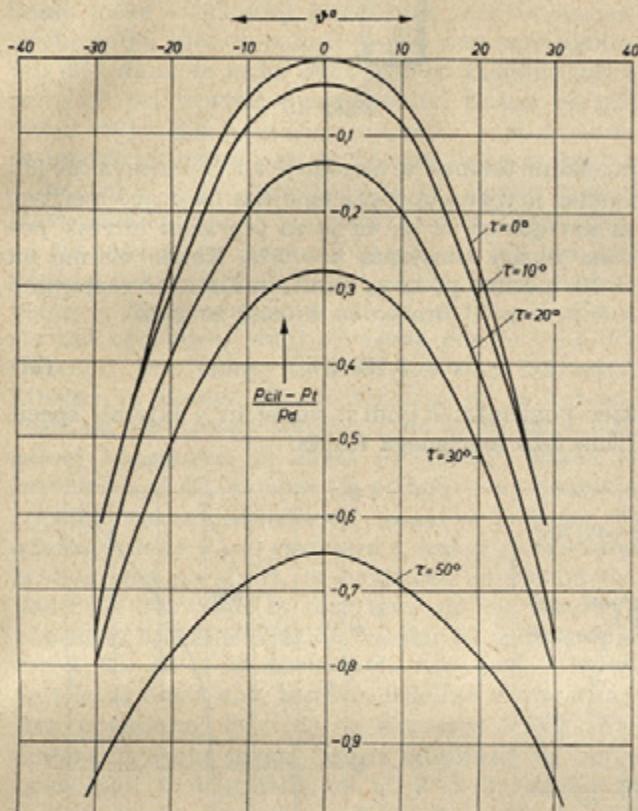
kjer pomenijo: y — oddaljenost, navpično na srednje hitrost strujanja,
 d — premer merilne (valjaste) cevi,
 c — hitrost strujanja.

Iz enačbe (23) je razvidno, da je pri popolnoma enakomernem strujnem polju stopnja neenakomernosti $n = 0$ in narašča s povečanjem neenakomernosti.

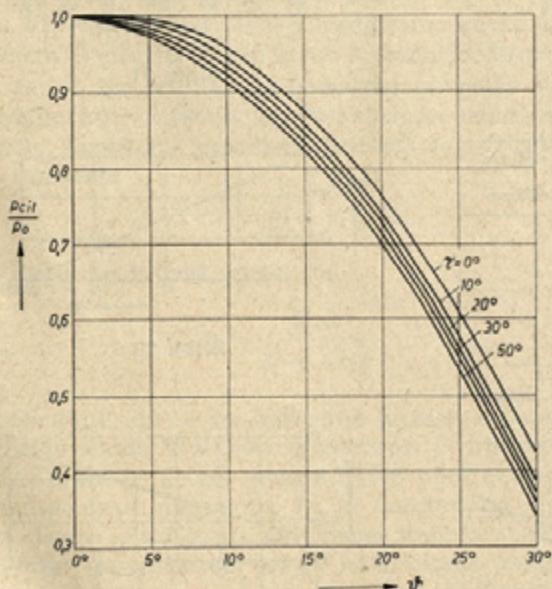
Aranson [6] je eksperimentalno določil, da se popravek kota strujanja zaradi neenakomernosti polja lahko izrazi analitično

$$\Delta\varphi_I^\theta = 80 n \quad (24)$$

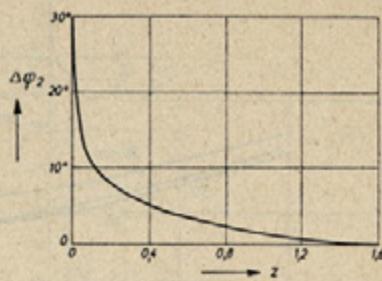
Preračunano korekturo $\Delta\varphi_1$ je treba dodati h kotu, ki je izmerjen z valjasto cevjo tako, da se vektor hitrosti odkloni v smislu povečanja gradijenta hitrosti. Praktično se upošteva tale korektura tako, da se najprej izmeri razporeditev hitrosti in določi velikost gradijenta hitrosti ne glede na korekture. Potem se z znanim premerom d in



Slika 14



Slika 15



Slika 16

hitrostjo c določi (po (23)) stopnja neenakomernosti n in preračuna (po (24)) korektura $\Delta\varphi_1$.

Vpliv sten, ki omejujejo povprečni prerez toka na merjenje kota strujanja, je raziskoval Bedčer [6]. Za korektturni kot $\Delta\varphi_2^0$ je dobil za valjaste sonde diagram, ki je podan na sl. 16. Na abscisi je nanesena brezdimenzijska oddaljenost

$$z = h/d \quad (25)$$

tj. razmerje med oddaljenostjo površine valja in stene h ter premerom valjaste sonde d .

Iz razloženega vidimo, da smo v valjasti cevi spoznali zelo občutljiv instrument za določanje smeri strujanja, ki ga za ta namen ni treba umerjati.

Čeprav se — kakor smo videli — z valjasto sondno z eno izvrtino lahko določita smer strujanja in totalni tlak, je določanje smeri veliko hitrejše s pomočjo valjaste sonde z dvema izvrtinama. Zaradi tega se pogosto izdeluje t. i. kombinirana sonda, tj. valjasta cev s tremi izvrtinami, kakor je razvidno s sl. 12. Srednja izvrtina 2 rabi za merjenje totalnega tlaka, medtem ko sta stranski izvrtini 1 in 3 namenjeni za določanje smeri strujanja. Stranski izvrtini sta oddaljeni od srednje izvrtine za kakršenkoli kot θ , vendar je ta — kakor navadno — v področju $39 \dots 45^\circ$, ker je tukaj občutljivost za spremembo smeri največja, kakor smo spoznali že prej (sl. 13). Seveda je valjasta sonda s tremi izvrtinami bolj komplikirana (in tudi dražja) ter so minimalne dimenzijske nekoliko večje od enostavnnejših sond, kar pa vpliva na natančnost merjenja. Ta vpliv je razviden iz enačbe (26) za t. i. efektivno lego merilnega instrumenta. Z efektivno lego δ razumemo razdaljo med točko, v kateri je treba izvesti merjenje, in geometričnim središčem merilnega instrumenta. Po Povhu [6] je

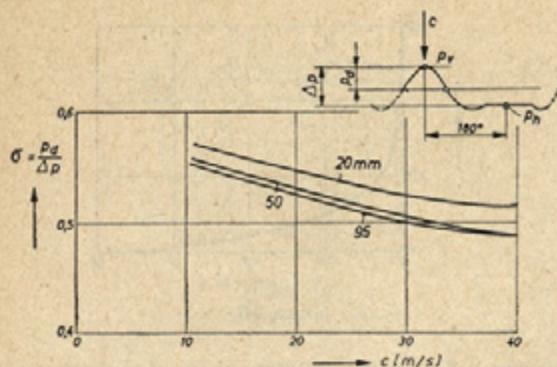
$$\delta = 0,262 r_z + 0,164 r_n \quad (26)$$

kjer sta: r_z — zunanjji in r_n — notranji radij instrumenta.

Kljub temu so valjaste sonde s tremi izvrtinami pogostoma v rabi za

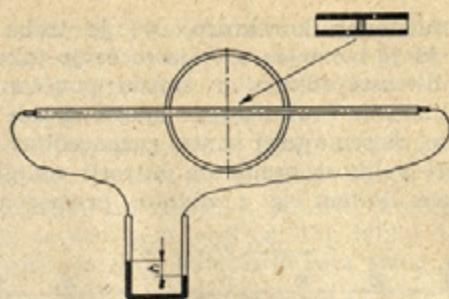
merjenje statičnega tlaka oziroma hitrosti,

ki pa je načelno določanje tlaka p_s ali iznosa $k_s p_s$. Eden prvih, ki je uporabljal valjasto cev za merjenje hitrosti, je bil Keller [3], si sicer pri merjenju na lastnem prototipu aksialnega ventilatorja.



Slika 17.

Z obračanjem valjaste sonde okrog lastne osi za 180° je ugotovil razliko tlakov spredaj (p_v) in zadaj (p_h), torej: $\Delta p = p_v - p_h$, tj. med kotoma $\vartheta = 0^\circ$ in $\vartheta = 180^\circ$. S pomočjo posebnega umerjalnega diagrama, ki ga kaže sl. 17, je dobil — v odvisnosti od oddaljenosti od stene in hitrosti — koeficient σ in od tod dinamični tlak p_d oziroma hitrost c . Z iteracijo se slednjič dobi prava vrednost za c , kar pa traja precej dolgo in je tako merjenje neprimer-

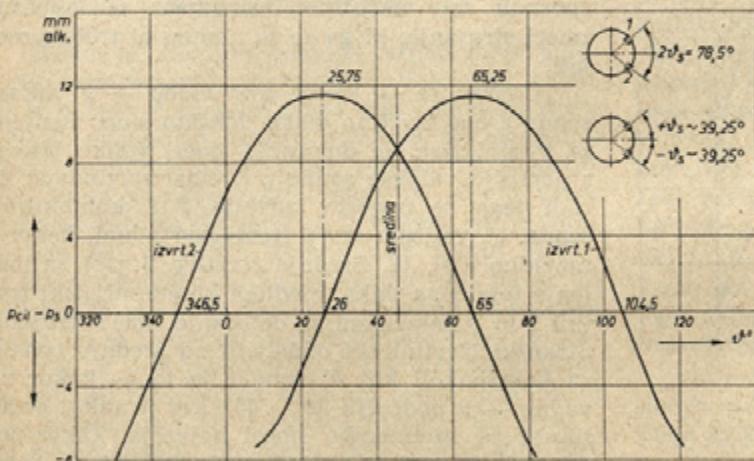


Slika 18.

no. Edini ostanek te metode je t.i. Collinsova cev [8], vendar je njena uporaba omejena na grobe meritve, za kar govori že to, da je za preračun hitrosti podana fiksna konstanta $k = 0,75$. Kakor vidimo na sl. 18, merimo p_v in p_h hkrati in direktno razbiramo $h = p_v - p_h$. Obrazec za hitrost se glasi

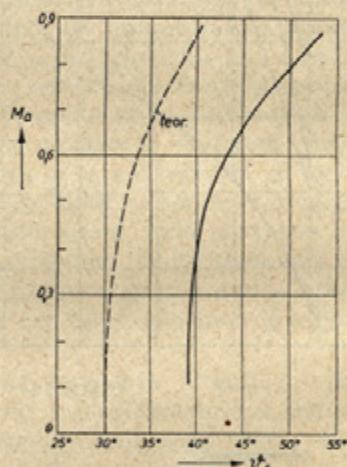
$$c = 3,122 \sqrt{h/\gamma} \quad [\text{m/s}] \quad (27)$$

kjer pomenita: h [mm st. vode] in γ [kp/m³] specifično težo merjenega fluida.

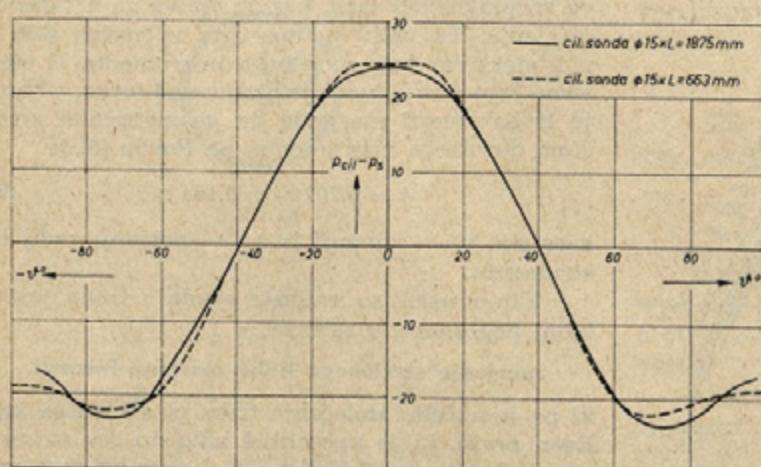


Slika 19.

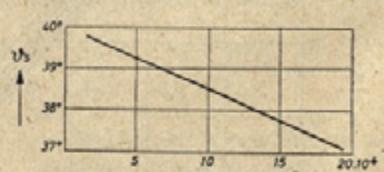
Valjasta cev $d = 4$ mm z 2 izvrtinama $\delta = 0.3$ mm.



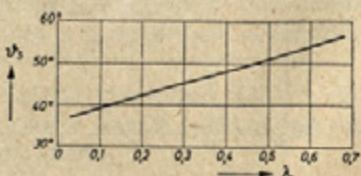
Slika 21.



Slika 20.



Slika 22.



Slika 23.

Po enakem načelu so grajeni tudi precej rabljeni »pitotmetri«, ki pa se normalno umerjajo. Ti imajo povsem drugačno obliko in jih torej ni mogoče šteti med »cevi«.

Za določanje statičnega tlaka s pomočjo valjaste sonde in s tem — pri znanem totalnem tlaku — tudi dinamičnega tlaka oziroma hitrosti, uporabljamo točke — ali vsaj bližino teh točk — na površini valja, kjer je $p_{valj} = p_s$. Že prej smo ugotovili (21), da so te točke oddaljene od zastojne točke za $\pm 30^\circ$ pri teoretični razporeditvi tlakov po površini valja. Žal je praksa pokazala — sl. 3 — da se teoretična točka kota statičnega tlaka ne ujema z dejansko točko statičnega tlaka. Zaradi mejne plasti realnega fluida je dejanski kot ϑ_s vedno večji od 30° . Avtorjeva merjenja kažejo, da leži kot statičnega tlaka pri $\vartheta_s \approx 39,25 \dots 39,50^\circ$, kakor je razvidno iz diagramov na sl. 19 in 20. Obe merjenji sta bili opravljeni sredi cevovoda pri $Re \approx 1,5 \cdot 10^4$. Dejanski kot ϑ_s je odvisen od več faktorjev. Trasher in Binder [5] sta izmerila, da je kot odvisen od Machovega števila, tj. da je do $Ma < 0,25$ precej konstanten in znaša $\vartheta_s \approx 39,25^\circ$, kakor je razvidno s sl. 21. Hooper [5] podaja — za področje popolne nekompresibilnosti (poskusi z vodo) — odvisnost kota ϑ_s od razmerja λ , kakor je razvidno iz dijagrama na sl. 22, in odvisnost od števila Re , kakor je razvidno iz dijagrama na sl. 23. Prva odvisnost vsekakor obstaja, vendar ni velikega pomena, ker se — iz razumljivih razlogov — kakor je bilo že omenjeno, izvrtina izdeluje s čim manjšim premerom, tako da je razmerje $\lambda = 0,1$ večinoma zgornja meja. Druga odvisnost se lahko opazi tudi v dijagramih na sl. 3 in 5, vendar je možno, da je zmanjšanje kota ϑ_s s povečanjem števila Re nastalo tudi kot vpliv stene. Ta vpliv je namreč splošno znan, ker ga je že Keller upošteval, kakor smo spoznali že poprej (sl. 18).

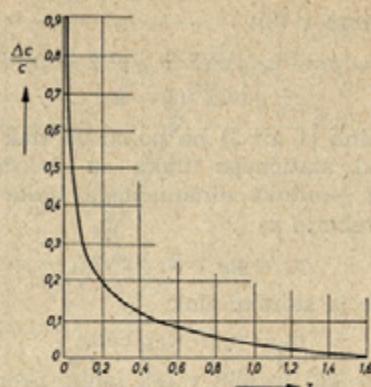
Vpliv stene cevi lahko korigiramo po že omenjenem Bedčerju [6], in sicer s pomočjo dijagrama na sl. 24. Na ordinati je naneseno razmerje $\Delta c/c$, medtem ko je abscisa brezdimenzijska oddaljenost z (25). Korekcijo izmerjene hitrosti c_{valj} izvedemo po razmerju

$$\Delta c/c = (c - c_{valj})/c \quad (28)$$

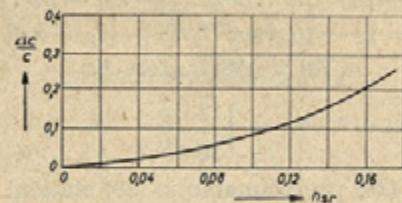
tj. dejanska hitrost znaša

$$c = \frac{C_{valj}}{1 - \Delta c/c}$$

Slednjič vpliva na določanje hitrosti s pomočjo valjaste sonda tudi neenakomernost strujnega polja. Korekcije v tem smislu lahko upoštevamo po Aransonovem dijagramu, ki je načrtan na sl. 25. Na abscisi je nanesena povprečna stopnja neenakomernosti n_{sr} , medtem ko je na ordinati naneseno spet razmerje $\Delta c/c$, ki ga je treba upoštevati po enačbi (28).



Slika 24



Slika 25

Za sklep lahko torej navedemo, da je valjasta sonda v področju praktično nekompresibilnega strujanja ($Ma < 0,3$) primerna za merjenje:

1. totalnega tlaka
brez posebnega umerjanja, vendar s pogojem, da sonda prehaja skozi cev (skozi katero struja fluid) in z uporabo dijagrama pri dotoku, ki ni navpičen na osi sonda.
2. smeri toka
brez posebnega umerjanja, vendar z uporabo korekcijskih dijagramov za neenakomernost strujnega polja in vpliva bližine stene;
3. hitrosti oziroma statičnega tlaka
le na podlagi umerjalnega dijagrama, ker je določanje fiksnega kota statičnega tlaka — zaradi prevelikega števila različnih vplivov — še negotovo. Zraven umerjalnega dijagrama pa je treba uporabljati še korekcijske dijagrame za neenakomernost strujnega polja in vpliva bližine stene. Možno je, da na merjenje statičnega tlaka vpliva tudi kot dotoka v ravnni osi valjaste sonda, kar bi bilo potrebno raziskati.

Ker je torej za določanje hitrosti oz. statičnega tlaka potrebno valjasto sondi umeriti, naj navedem zelo preprost, toda natančen postopek. Uporabiti je treba valjasto sondi s tremi luknjicami. Po L. Bizjaku poteka postopek po naslednjem:

Izhajamo iz osnovne enačbe (8): $p_t = p_s + \frac{1}{2} \rho c^2$; p_t bo pokazala srednja izvrtina 2, vendar s korekcijskim koeficientom zaradi hitrosti (dinamičnega tlaka)

$$p_2 = p_s + k_2 \rho c^2/2$$

Iz te enačbe dobimo statični tlak

$$p_s = p_2 - k_2 \rho c^2/2$$

in ga vstavimo v (8):

$$p_t = p_2 - k_2 \rho c^2/2 + \rho c^2/2 = p_2 + \rho c^2/2 \cdot (1 - k_2) \quad (28)$$

Bočna izvrtina (1 ali 3) bo pokazala tlak p_I , ki se razlikuje od statičnega tlaka za določen iznos, dobljen kot produkt dinamičnega tlaka s koeficientom korekcije k_I

$$p_I = p_s + k_I \rho c^2/2$$

Iz te enačbe je statični tlak

$$p_s = p_I - k_I \rho c^2/2 \quad (29)$$

Če vstavimo (28) in (29) v (8), lahko preračunamo hitrost

$$\begin{aligned} \rho c^2/2 &= p_t - p_s = p_2 + \rho c^2/2 \cdot (1 - k_2) - p_I + k_I \rho c^2/2 \\ \rho c^2/2 &= p_2 - p_I + \rho c^2/2 \cdot [1 - (k_2 - k_I)] = \\ &= \Delta p + \rho c^2/2 \cdot (1 - \Delta k) \end{aligned}$$

$$c = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho \Delta k}} \quad (30)$$

S pomočjo (30) preračunamo iz (29) statični tlak

$$p_s = p_I - \frac{k_I}{\Delta k} \Delta p \quad (31)$$

Da bi dobili univerzalne umerjalne krivulje, pretvorimo enačbi (30) in (31) z delitvijo s spremenljivko γ v obliki

$$c = 4,43 \sqrt{\Delta h / \Delta k} \quad (32)$$

DK 621.432

Določanje kvalitete pri izpiranju valja dvotaktnega motorja z zunanjim tvorbo mešanice

RADISLAV PAVLETIČ

Uvod

Količine zraka in goriva, ki vstopa v motor in je relativno lahko dostopna merjenju, še ni mogoče imeti za količino v delovnem procesu dejansko sodelujočega medija. V valju zaostaja določena količina produktov zgorevanja od poprejnjega delovnega cikla, zaradi prekrivanja krmilnih časov ozir. hkrati odprtih izpušnih in vstopnih organov pa del sveže mešanice neposredno pobegne v izpušno cev in je za motor izgubljena. Moč motorja je neposredno odvisna od količine v delovnem procesu sodelujoče sveže mešanice, saj ta pomeni količino energije, ki naj se v delovnem procesu v valju v določenem več ali manj popolnem termodynamičnem ciklu pretvarja v mehansko delo. Zato je razumljiva težnja, da je ta količina sveže mešanice v valju v odnosu do celotne količine mešanice, ki vstopa v motor, kvantitativno in kvalitativno čim večja. To pa ravno določa kvaliteto izpiranja valja, ki je pomembna za presojo vrednosti motorja. Kvaliteta izpiranja se izraža s kvantitativno in kvalitativno stopnjo izpiranja; prvo ozračujemo z η_n , drugo pa z η_I .

Kvantitativna stopnja izpiranja pomeni razmerje med količino v valju za zgorevanje razpoložljive sveže polnitve in celotno količino sveže mešanice, dovajane v motor

$$\eta_n = \frac{m_I}{m_v} = \frac{V_I}{V_v},$$

s kvalitativno stopnjo izpiranja pa razumemo razmerje med količino v valju za zgorevanje razpoložljive

in

$$h_s = h_I - \frac{k_I}{\Delta k} \Delta h \quad (33)$$

Potreben je torej z umerjanjem določiti krivulji: $\Delta k = f(\Delta h)$ in $\frac{k_I}{\Delta k} = f(\Delta h)$ (pri različnih hitrostih).

Literatura:

- [1] Popov, S. G.: Izmerenie vozdušnih potokov, OGIZ, Moskva, 1947.
- [2] Deškin, V. N.: Metodika ispitivanja i issledovanja kotelnih ustanovok, Moskva, 1947.
- [3] Keller, C.: Axialgebläse vom Standpunkt der Tragflügeltheorie, disertacija, Zürich, 1934.
- [4] Eilken, H.: Die Genauigkeit der Messungen mit Zylinderstaurohren, J. M. Voith, Nr. 1165, Heidenheim, 1949.
- [5] Thrasher, L. W. and R. C. Binder: Influence of Compressibility on Cylindrical Pitot-Tube Measurements, Transactions of the ASME, July, 1950.
- [6] Povh, I. L.: Modeliranje hidroavtomatskih turbin v vozdušnih potokah, GOSENERGOIZDAT, Moskva, 1955.
- [7] Eck, B.: Strömungslehre, Berlin, 1954.
- [8] Daugherty, R. L. and A. C. Ingersoll: Fluid mechanics, New York, 1954.
- [9] Sauer, R.: Einführung in die theoretische Gasdynamik, Berlin, 1951.
- [10] Dubs, F.: Hochgeschwindigkeits-Aerodynamik, Basel, 1961.
- [11] Povh, I. L.: Aerodinamičeski eksperiment v mašinstrojenii, MAŠGIZ, Moskva 1959.

Avtorjev naslov: prof. ing. Miroslav Pečornik, Strojarski fakultet, Rijeka

sveže polnitve in celotno količino vsebine valja, ki sodeluje v delovnem procesu

$$\eta_I = \frac{m_I}{m_I + m_{Iz}} = \frac{V_I}{V_I + V_{Iz}}$$

S količino v teh izrazih razumemo maso, ki jo zaradi skoraj enake plinske konstante mešanice gorivo-zrak in produktov zgorevanja lahko izrazimo s prostornino pri enakem tlaku in enaki temperaturi, kar je za te izraze v literaturi v navadi. Označba V_I pomeni količino po gornji definiciji sveže mešanice v valju, ki sodeluje v delovnem procesu, V_{Iz} količino mešanice, ki vstopa v motor, in V_{Iz} količino zaostalih plinov, ki so v valju poleg sveže mešanice.

S kvantitativno stopnjo izpiranja izražamo izgube zaradi pobegle sveže mešanice v procesu izpiranja valja in neposredno količino izgubljenega goriva. Če je npr. $\eta_n = 0,71$, pomeni to, da 29 % dovedenega goriva sploh ni sodelovalo v delovnem procesu, kar je čista izguba. Kvalitativna stopnja izpiranja pa izraža kvaliteto izpiranja valja zaostalih plinov od poprejnjega delovnega cikla in je merilo za izkoriscenje celotne prostornine valja pri določenem topotnem stanju medija v valju. Če e npr. $\eta_I = 0,58$, pomeni to, da 58 % celotne prostornine valja izpoljuje sveža mešanica, 42 % pa je zaostalih plinov.

Tako η_n kakor tudi η_I pa nista odvisna samo od sistema izpiranja, določenega z obliko in razporeditvijo vstopnih in izpušnih kanalov in vrste ter oblike krmilnih organov, temveč še od drugih faktorjev, tako od