

DK 532.5:621.6

Trganje tekočinskega stebra v batnih črpavkah in hidravličnih mehanizmih

NANDE NIKLSBACHER

Trganje tekočinskega stebra v batnih črpavkah, ko tekočina ne izpolnjuje več vse valjeve prostornine ob sesalnem gibu bata, zmanjšuje izkoristek črpavk, v hidravličnih mehanizmih pa povzroča motnje, ki se izražajo v nenatančnem delovanju mehanizma in vibracijah. Zato je delovanje takih sistemov omejeno na hitrosti in pospeške, pri katerih se na sesalni strani pojavljajo tlaki, ki niso nižji od parnega tlaka hidravličnega sredstva ali tlaka, pri katerem se začnejo izločevati iz njega zrak ali drugi plini.

Pri določanju dopustnih režimov ob obratovanju nekega hidravličnega mehanizma se je treba torej približati problemu z dveh strani: z ene strani je treba ugotoviti parni tlak oziroma tlak, pri katerem se začnejo izločevati iz hidravličnega sredstva plini pri določeni temperaturi obratovanja, obenem pa odvisnost nastajajočih najmanjših tlakov od hitrosti obratovanja.

Tukaj naj obravnavamo samo drugo stran problema, medtem ko bo o parnih tlakih in tlakih izločevanja plinov iz hidravličnih sredstev poročilo priobčeno po zaključenih raziskavah.

Vprašanje dopustne hitrosti ob obratovanju nekega hidravličnega sistema je postalo posebno zanimivo sedaj, ko se v čedalje večji meri uveljavljajo hidrostatična gonila in menjalniki, in to na mestih, kjer sta njihova velikost in teža omejeni.

V tem članku se omejujem na opazovanje razmer v cevovodu z enakomernim okroglim prerezo, kakor je tudi razvidno s slike 1. V njej je ponazorjen nestacionarni pretok, ki ga povzroča harmonično gibanje bata z neskončno dolgo ojnico.

Za običajne razmere, pri katerih imamo opraviti le s transportom tekočine, tj. v sistemih, kjer imamo črpavke in razmeroma dolge cevovode in kjer je hidravlično sredstvo voda ali kakšna druga tekočina z majhno viskoznostjo, lahko izhajamo iz Eulerjeve energijske enačbe za idealne tekočine in nestacionarno gibanje

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g \cdot z \right) + \frac{\partial v}{\partial t} = 0$$

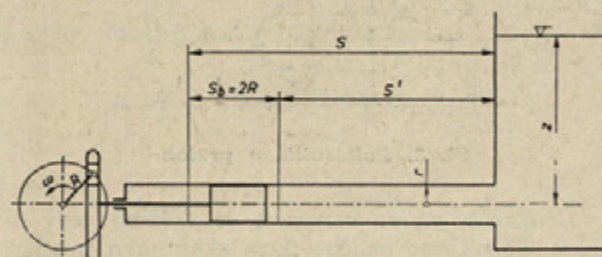
Z integracijo vzdolž tokovnice dobimo

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g \cdot z + \int_0^s \frac{\partial v}{\partial t} ds = C$$

ali

$$\frac{\gamma}{2g} v^2 + p_a + \gamma \cdot z + \rho \int \frac{\partial v}{\partial t} ds = p_0$$

pri čemer je v hitrost tekočine v aksialni smeri, p_0 zunanji tlak in p_a dopustni parni tlak hidravličnega sredstva. Hitrost v , je v tem primeru obenem tudi hitrost bata. Višina srednice okroglega vstopnega prereza nad zunanjo gladino je označena z z . Predpostavljamo, da je površina zunanje gladine, na katero deluje tlak p_0 , tolikšna, da je tam hitrost $v_0 = 0$.



Sl. 1. Shema sistema za vzbujaanje harmoničnega nihanja v dolgi cevi

V primeru harmoničnega gibanja bata dobimo z vstavitvijo poti, hitrosti in pospeška v gornjo enačbo

$$s_b = R(1 - \cos \omega t)$$

$$v = R \omega \sin \omega t$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = R \omega^2 \cos \omega t \quad R \omega = u$$

Za dolge cevi je tlak v sesalnem gibu

$$p_a = p_0 - z \cdot \gamma - \frac{2g}{\gamma} u^2 (\sin^2 \omega t + \frac{2s}{R} \cos \omega t) \quad (1)$$

in za cevi, pri katerih je dolžina v primeri z gibom bata kratka:

$$s = s' + R(1 - \cos \omega t)$$

$$p_a = p_0 - z \cdot \gamma - \frac{2g}{\gamma} \left[\sin^2 \omega t + \frac{2s'}{R} \cos \omega t + 2(1 - \cos \omega t) \cos \omega t \right] \quad (2)$$

Pri nihanju tekočine v dolgih ceveh, v katerih lahko gib bata v primeri z dolžino cevi zanemarimo, dobimo po enačbi 1 najmanjši tlak p_a tedaj, kadar je $\cos \omega t = 1$ in obenem $\sin^2 \omega t = 0$.

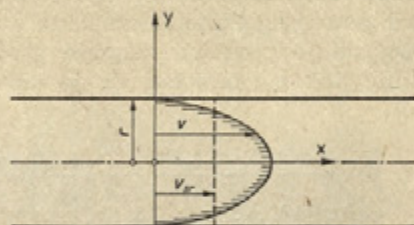
$$p_a = p_o - z \cdot \gamma - \frac{\gamma s}{gR} u^2$$

oziroma maksimalno dopustno obodno hitrost ojničnega čepa

$$u_{maks} = \sqrt{\frac{(p_o - z \cdot \gamma - p_a) g \cdot R}{\gamma \cdot s}} = \sqrt{\frac{R}{\rho \cdot s} (p_{es} - p_a)}$$

če uvedemo za vstopni tlak namesto vstopnega prereza v cev označbo $p_{es} = p_o - z \cdot \gamma$. Seveda je treba pri tem paziti na predznak pri z , ki je npr. na sliki 1 negativen.

Minimalni tlak p_a se tedaj pojavlja neposredno ob čelni površini bata tedaj, kadar je ta v gornji mrtvi točki.



Sl. 2. Poiseuilleov pretok

Drugače pa so razmere, če dolžina cevi ni velika. Če pišemo enačbo 2 za ekstremen primer, ko se valjasti prostor takoj ob gornji mrtvi točki bata razširi in dolžina s' sploh izgine, tedaj odpade iz nje člen $\frac{2s'}{R} \cos \omega t$ in je treba poiskati ekstremne vrednosti izraza

$$\sin^2 \omega t + 2(1 - \cos \omega t) \cos \omega t$$

s prvim odvodom po t , kar da

$$3 \sin \omega t \cos \omega t = \sin \omega t$$

in so ekstremi pri $3 \cos \omega t = 1$ ali $\cos \omega t = 0,333$ in je $\omega t = 70^\circ 30'$ in pri $\sin \omega t = 0$, torej pri $\omega t = 0, \pi, 2\pi$, itd. Najmanjši tlak p_a se bo torej pojavljal pri $70^\circ 30'$ po zgornji mrtvi točki, ker da-jeta oba ostala ekstrema znatno višje tlake. Tako bomo našli v spodnji mrtvi točki sploh najvišjo vrednost za p_a .

Najmanjši tlak bo tedaj

$$p_a = p_o - z \cdot \gamma - \frac{\gamma}{2g} 1,333 u^2 = p_o - z \cdot \gamma - \frac{2}{3} \frac{\gamma}{g} u^2$$

in največja obodna hitrost

$$u_{maks} = \sqrt{\frac{(p_o - p_a - z \cdot \gamma) 3g}{2\gamma}} = 1,16 \sqrt{\frac{P_{es} - p_a}{\rho}}$$

Popolnoma drugačne razmere pa nahajamo, brž ko imamo opravka z viskozniimi tekočinami. Za enostaven primer, kadar se bat giblje z enakomerno hitrostjo v dolgi cevi, izhajamo iz Navier-Stokesove reducirane enačbe, tj. s členi, ki veljajo za stacionarni laminarni pretok, izražene v cilindričnih koordinatah:

$$\mu \left(\frac{d^2 y}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dy}{dy} \right) = \frac{dv}{dx}$$

S pogojem, da je hitrost v ob notranji steni valja, torej pri osni oddaljenosti $y = r$, enaka nič, dobimo Poiseuilleovo porazdelitev hitrosti v v prečnem prerezu valja v smeri osi v odvisnosti od središčne razdalje y :

$$v = - \frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dx} (r^2 - y^2)$$

in je torej največja hitrost v tam, kjer je $y = 0$

$$v_{maks} = - \frac{r^2}{4\mu} \frac{dp}{dx}$$

Srednja hitrost tekočine in hitrost bata sta si enaki. Volumen, ki ga izpolnjuje tekočina ob batovem gibu, lahko izrazimo z maksimalno hitrostjo v_{maks} in hiperbolično porazdelitvijo ali pa srednjo hitrostjo v_{sr} ter enakomerno porazdelitvijo hitrosti po vsem prerezu

$$Q = \frac{\pi r^2}{2} v_{maks} = \pi r^2 v_{sr}$$

in je torej hitrost bata v_b

$$v_b = \frac{1}{2} v_{maks}$$

ter bo torej kritična hitrost, pri kateri se bo tekočinski steber pretrgal

$$v_{b maks} = - \frac{r^2 (p_o - p_a)}{8\mu l}$$

pri čemer je p_o tlak ob vstopu v cev, l dolžina tekočinskega stebra in p_a parni tlak tekočine oziroma izločanja plinov iz nje.

Porazdelitev hitrosti v prečnem prerezu okrog dolge cevi pri harmoničnem nihanju bata in z upoštevanjem viskoznosti tekočine pa kaže nekatere posebnosti. Tako je Richardson eksperimentalno odkril »anularni efekt«, ko je ugotovil, da so hitrosti nihanja zraka v cevi v aksialni smeri porazdeljene tako, da njihov maksimum ni več v sami osi cevi, ampak zelo blizu notranje stene. Te svoje poizkuse je izvajal pri frekvenci nihanja 5 do 25 nihajev na sekundo. Opazil je, da je oddaljenost δ od valjeve stene, kjer se pojavlja največja hitrost oziroma amplituda nihanja, odvisna od frekvence, kakor to prikazuje diagram na sliki 3.

Sexl in Uchida sta to odkritje opredelila tudi matematično, izhajajoč iz Navier-Stokesove enačbe za nestacionarno laminarno gibanje tekočine, izraženo v cilindričnih koordinatah:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial v}{\partial y} \right]$$

z mejnimi pogoji, da je na polmeru $y = r$, tj. ob valjevi steni, hitrost $v = 0$, in da ima na polmeru $r = 0$ neko končno vrednost. Z uvedbo harmoničnega tlačnega gradienta

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = C \cos \omega t \quad \text{ali} \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = C e^{i\omega t}$$

kjer ima v kompleksnem izrazu pomen samo realni del, dobimo diferencialno enačbo

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dv}{dy} - \frac{i\omega}{\nu} v = -\frac{C}{\nu}$$

z rešitvijo

$$v = -\frac{iC}{\omega} \left[1 - \frac{J_0 \left(y \sqrt{\frac{-i\omega}{\nu}} \right)}{J_0 \left(r \sqrt{\frac{-i\omega}{\nu}} \right)} \right] e^{i\omega t} \quad (3)$$

pri čemer je J_0 Besselova funkcija 0. reda.

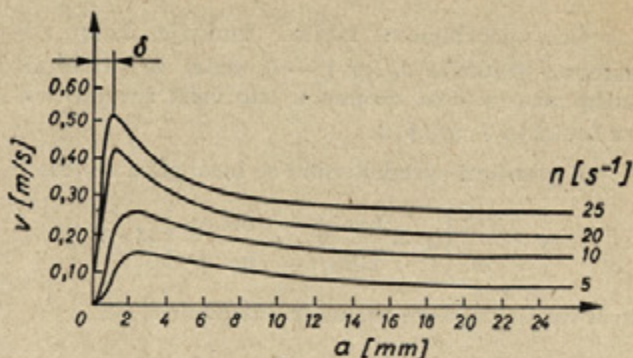
V primeru, da je $\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} r$ majhen, torej pri nizkih frekvencah, da realni del enačbe 3 z vstavitvijo prvih dveh členov v vrsto razvite Besselove funkcije

$$v = -\frac{iC}{\omega} \left[1 - \frac{1 + \frac{i}{4} \frac{y^2}{\nu}}{1 + \frac{i}{4} \frac{r^2}{\nu}} \right] \cos \omega t =$$

$$= \frac{C}{4\nu} (r^2 - y^2) \cos \omega t$$

torej zopet enačbo Poiseuilleovega pretoka, pri čemer je $c = -\frac{1}{\rho l} (p_0 - p_a)$.

Kadar koli pa je $\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} r$ velik in je razdalja od valjeve stene nekajkrat večja od $\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}$, tedaj gre realni del proti $v = \frac{C}{\omega} \sin \omega t$.



Sl. 3. Porazdelitev hitrosti pretoka v prečnem prerezu dolge cevi pri harmoničnem nihanju tlačnega gradienta za razne vrednosti qr

Iz te ugotovitve izhaja, da velika večina tekočine — razen neke tanke plasti ob valjevi steni — niha kakor kakšen prosti delec s faznim premikom četrtine periode nihanja tlačnega gradienta, pri čemer ni opazati vpliva viskoznosti.

Za splošno rešitev s poljubno vrednostjo $\sqrt{\frac{\omega}{\nu}} r$

izhajamo zopet iz enačbe 3 z uvedbo

$$J_0 \left(y \sqrt{\frac{-i\omega}{\nu}} \right) = J_0 (qy \sqrt{-i})$$

$$J_0 \left(r \sqrt{\frac{-i\omega}{\nu}} \right) = J_0 (qr \sqrt{-i})$$

pri čemer je $q = \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$.

Z razvitjem gornjih cilindričnih funkcij ničelne reda v vrsto

$$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^2 4^2} - \frac{x^6}{2^2 4^2 6^2} + \frac{x^8}{2^2 4^2 6^2 8^2} - \dots$$

z $x = qy \sqrt{-i}$ in $x = qr \sqrt{-i}$ in ločitvijo realnega in imaginarnega dela dobimo

$$J_0(qy \sqrt{-i}) = \left(1 - \frac{2^2 4^2}{q^2 y^2} + \frac{q^4 y^4}{2^2 4^2 6^2 8^2} - \dots \right) +$$

$$+ i \left(\frac{q^3 y^3}{2^2} - \frac{q^5 y^5}{2^2 4^2 6^2} + \frac{q^7 y^7}{2^2 4^2 6^2 8^2 10^2} - \dots \right) \quad (4)$$

kar lahko pišemo tudi po Kelvinu

$$J_0(qy \sqrt{-i}) = \text{ber } qy + i \text{ bei } qy$$

in analogno

$$J_0(qr \sqrt{-i}) = \text{ber } qr + i \text{ bei } qr$$

pri čemer je ber realni in bei imaginarni del Besselove funkcije po gornji definiciji.

Če uporabljamo tablice funkcije $J_0(qr \sqrt{i})$ namesto funkcije $J_0(qr \sqrt{-i})$, tedaj se predznak imaginarnega dela spremeni. Isto velja seveda tudi za funkcijo $J_0(qy \sqrt{i})$.

Z gornjimi opredelitvami se torej glasi enačba 3

$$v = \frac{iC}{\omega} \left[1 - \frac{\text{ber } qy - i \text{bei } qy}{\text{ber } qr - i \text{bei } qr} \right] e^{i\omega t}$$

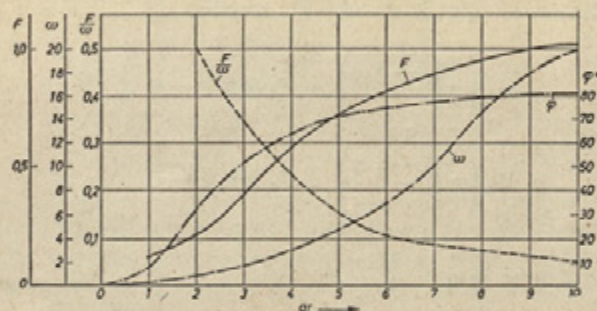
in z razdelitvijo na realni in imaginarni del

$$v = \frac{C}{\omega} \left[\frac{\text{bei } qr \text{ber } qy - \text{ber } qr \text{bei } qy}{\text{ber}^2 qr + \text{bei}^2 qr} - i \left(\frac{\text{ber } qr \text{ber } qy + \text{bei } qr \text{bei } qy}{\text{ber}^2 qr + \text{bei}^2 qr} \right) \right] e^{i\omega t} \quad (5)$$

ali

$$v = \frac{C}{\omega} \left[A \cos \omega t + (1 - B) \sin \omega t \right] \quad (5a)$$

pri čemer je A prvi in B drugi ulomek v oglatem oklepaju enačbe 5.



Sl. 4. Diagram koeficienta amplitude F in faznega premika φ pri harmoničnem nihanju tlačnega gradienta v dolgi cevi za razne vrednosti qr

Zanima nas srednja hitrost tekočine, saj bo tudi v tem primeru enaka hitrosti bata

$$v_{sr} = \frac{1}{\pi r^2} \int_0^r 2\pi v y dy$$

in je torej po enačbi 5 oziroma 5a

$$v_{sr} = \frac{\omega}{C} \left[\frac{2D}{qr} \cos \omega t + \left(1 - \frac{2E}{qr} \right) \sin \omega t \right] \quad (6)$$

pri čemer je

$$D = \frac{\text{ber } qr \text{ber}' qr + \text{bei } qr \text{bei}' qr}{\text{ber}^2 qr + \text{bei}^2 qr}$$

in

$$E = \frac{\text{ber } qr \text{bei}' qr - \text{bei } qr \text{ber}' qr}{\text{ber}^2 qr + \text{bei}^2 qr}$$

in sta $\text{ber}' qr$ in $\text{bei}' qr$ odvoda po qr .

Enačbo 6 lahko po trigonometrični preureditvi pišemo

$$v_{sr} = \frac{C}{\omega} \sqrt{\left(\frac{2D}{qr} \right)^2 + \left(1 - \frac{2E}{qr} \right)^2} \cos(\omega t - \varphi) \quad (6a)$$

kjer je φ fazno zaostajanje hitrosti za tlačnim gradientom, definirano s

$$\tan \varphi = \frac{1 - \frac{2E}{qr}}{\frac{2D}{qr}}$$

F pa koeficient amplitude nihanja srednje hitrosti in s tem tudi nihanja bata

$$F = \sqrt{\left(\frac{2D}{qr} \right)^2 + \left(1 - \frac{2E}{qr} \right)^2}$$

$$v_{sr} = v_b = \frac{C}{\omega} F \cos(\omega t - \varphi) \quad (6b)$$

Za tlačno razliko ($p_{es} - p_a$) in dolžino tekočinskega stebra s dobimo glede na to, da po enačbi (6b) amplituda predstavlja tudi polmer ročičnega kroga

$$R = \frac{C}{\omega} F = \frac{p_{es} - p_a}{\rho \cdot \omega s} F$$

in hitrost ojničnega čepa, pri kateri bo prišlo do trganja tekočinskega stebra

$$u = R \omega = \frac{p_{es} - p_a}{\rho \cdot \omega s} F \quad (7)$$

Za prvo aproksimacijo koeficientov D in E zlasti za manjše vrednosti qr lahko uporabljamo prve člene razvitih realnih in imaginarnih delov $\text{ber } qr$ in $\text{bei } qr$ ter njihove odvode, ki je za prakso dovolj natančna:

$$\text{ber } qr = 1 - \frac{(qr)^4}{64}, \quad \text{ber}' qr = -\frac{(qr)^3}{16}$$

in

$$\text{bei } qr = \frac{(qr)^3}{4}, \quad \text{bei}' qr = \frac{qr}{2}$$

in je torej

$$D = \frac{\left(\frac{qr}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{qr}{2} \right)^2}{2 + \left(\frac{qr}{2} \right)^4} \quad \text{in} \quad E = \frac{qr - \left(\frac{qr}{2} \right)^4}{2 + \left(\frac{qr}{2} \right)^4}$$

Za natančnejše izračunavanje — zlasti pri večjih vrednostih qr — pa je treba upoštevati več členov razvitih funkcij ali pa povzeti vrednosti iz tabel Besselovih funkcij, npr. Jahnke in Emde iz l. 1960 (na str. 242 do 246), kjer sta označena ber in bei z $\text{Re } J_0(x \sqrt{i})$ in $\text{Im } J_0(x \sqrt{i})$, pri čemer pa je treba

vzeti v poštev različnost predznakov pri i . Odvode realnih in imaginarnih delov funkcij pa dobimo iz

$$\operatorname{Re} \sqrt{i} J_1(x \sqrt{i}) = -\frac{d}{dx} \operatorname{Re} J_0(x \sqrt{i})$$

in

$$\operatorname{Im} \sqrt{i} J_1(x \sqrt{i}) = -\frac{d}{dx} \operatorname{Im} J_0(x \sqrt{i})$$

ki jih prav tako lahko povzamemo iz zgoraj omenjenih tabel.

Seveda velja gornje izvajanje samo za primer dolgega tekočinskega stebra, torej takrat, kadar je gib s_b v primeri s celotno dolžino s zanemarljiv. Pri kratkih cevah se namreč razmere zopet spremenijo, ker so hitrosti v smeri x blizu vstopa v cev drugače porazdeljene kakor v nekem prerezu dolge cevi. V takih primerih hitrosti v smeri x niso več konstantne, ker je debelina mejne plasti spremenljiva in je na vstopnem območju tudi ni mogoče matematično definirati.

Za take primere je treba iskati praktično rešitev v naravi Richardsonovega anularnega efekta in pa v dejstvu, ki ga je mogoče posneti iz gornjih izvajanj, da namreč pri harmoničnem spreminjanju pritiska tekočina niha v cevi s svojim jedrom, ki predstavlja veliko večino tekočine kakor kakšen prosti delec, in obstaja med nihanjem pritiska in hitrostjo neki fazni premik v odvisnosti od qr ter dolžine cevi. To jedro se bo premikalo v cevi in moralo pri tem premagovati upor tekočinskega trenja v mejni plasti.

Če imamo torej znotraj jedra s polmerom $r - \delta$ hitrost v v smeri x po vsem prerezu za konstantno, tedaj lahko izračunamo upor tega jedra zaradi tekočinskega trenja v cevi pri neki določeni hitrosti jedra iz kontinuitetne enačbe, ki dobi za laminarni pretok obliko

$$\frac{\partial x}{\partial v} = 0,$$

in pa Navier-Stokesove enačbe, ki dobi za stacionarno gibanje obliko

$$v \left(\frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) = 0$$

kar ima za rešitev

$$v = c_1 \ln y + c_2$$

Pri robnih pogojih, da je hitrost jedra $v_{(r-\delta)}$ enaka hitrosti bata v_b in je hitrost na polmeru r , torej ob notranji steni valja v_r enaka nič dobimo enačbi

$$v_r = c_1 \ln y + c_2$$

$$v_r = c_1 \ln y + c_2$$

iz česar najdemo konstanti

$$c_1 = \frac{v_b}{\ln \frac{r-\delta}{r}} \quad \text{in} \quad c_2 = -\frac{v_b \ln r}{\ln \frac{r-\delta}{r}}$$

in je

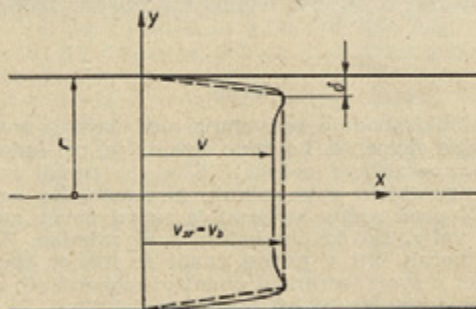
$$v = v_b \frac{\ln \frac{y}{r}}{\ln \frac{r-\delta}{r}}$$

Ker je strižna sila

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} = \mu \frac{v_b}{(r-\delta) \ln \frac{r-\delta}{r}}$$

ter je torej potrebna tlačna razlika za premagovanje upora tekočinskega trenja v mejni plasti

$$\begin{aligned} p_0' - p_a &= \tau \frac{2(r-\delta)\pi s}{(r-\delta)^2\pi} = \frac{2\tau s}{(r-\delta)} = \\ &= 2 \frac{\mu v_b s}{(r-\delta)^2 \ln \frac{r-\delta}{r}} \end{aligned}$$

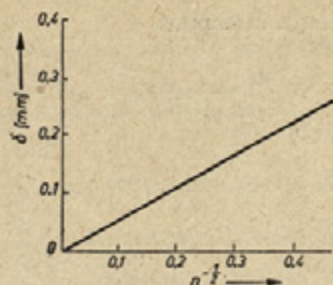


Sl. 5. Porazdelitev hitrosti v prečnem prerezu dolge cevi pri harmoničnem nihanju tlačnega gradienta in praktična aproksimacija te porazdelitve v obliki trapeza tako, da je za večino tekočine hitrost vzdolž prereza za dani infinitezimalni del časa konstantna

Z upoštevanjem faznega premika osnovne pretlačne količine in upora zaradi tangencialnih sil v mejni plasti lahko pišemo enačbo 1 v naslednji obliki

$$\begin{aligned} p_a &= p_0 + z \cdot \gamma - \frac{\nu}{2g} u^2 \left[\sin^2 \omega t + \frac{2s}{r} \cos(\omega t - \varphi') \right] - \\ &- 2\mu \frac{u \sin \omega t s}{(r-\delta) \ln \frac{r-\delta}{r}} \end{aligned}$$

S podobno uvedbo faznega premika in upora zaradi tangencialnih sil v enačbo 2 lahko izračuna-



Sl. 6. Oddaljenost maksimalne hitrosti v smeri osi x , merjena od valjeve stene δ (po Richardsonu)

vamo tudi nastajajoče tlake ob čelni batni površini pri nihanjih bata v kratkih ceveh.

Odvisnost debeline mejne plasti je eksperimentalno ugotovil že Richardson (glej diagram — slika 6) in računsko opredelil Sexl z

$$n^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{\pi}{v} \frac{1}{2,28} \delta}$$

DK 621.833:513.6

Pomen cikličnih krivulj za zobnike

FELIKS LOBE

Uvod

Zobniki spadajo nedvomno med najbolj pomembne strojne elemente. Le malo strojev je, pri katerih ne bi bili uporabljeni zobniki. Kdaj je nastal in kdaj je bil uporabljen prvi zobnik, ni znano. Že Aristotel (roj. 384 pred našim štetjem) je opisal povrh zagozde, ročice, valja, škripca in kolesa tudi zobnike. Zobniki pa so morali biti v praksi znani že mnogo prej, ker Aristotel v svoji teoretični obdelavi mehaničnih osnovnih elementov ne bi bil govoril o zobnikih, če ne bi bili že splošno znani.

Arhimed (roj. 287 pred našim štetjem) pa je poznal in uporabljal že polžaste prenose, kombinirane z zobniškimi predležji, kakršne je uporabljal za dviganje težkih bremen.

Značilno je, da so v Indiji uporabljali za one čase precizne vijake zobnike, izdelane iz lesa in montirane v preprosta stojala za prvo obdelavo bombaža. Tudi te naprave, ki so jih izdelovali posebno spretni in nadarjeni obrtniški umetniki iz ljudstva, izvirajo iz davnih časov pred našim štetjem.

pri čemer je n število nihajev v sekundi. Seveda velja to le za dolge cevi, za kratke pa je treba δ in φ ugotoviti eksperimentalno.

H kraju je treba še pripomniti, da spričo nihanja bata bistveno vpliva na potek pritiskov, kje so nameščeni zaporni oziroma razdelilni organi, oblika njihovih krmilnih odprtín ter velikost krmilnih odprtín v odvisnosti od položaja bata oziroma od hitrosti bata v valju. V tem sestavku sem se zadržal samo pri nihanjih tekočine v valju brez zapornih organov, vpliv le-teh pa sodi v posebno poglavje.

Literatura:

1. E. G. Richardson in E. Tyler: Proceedings of the Physical Society, London 42, 1 (1929).
2. H. Schlichting, Physikalische Zeitschrift 33, 327 (1932).
3. Th. Sexl: Zeitschrift für Physik 61, 349 (1930).

Avtorjev naslov: doc. ing. Nande Niklsbacher, Fakulteta za strojništvo v Ljubljani (začasno na: Faculty of Mech. Engineering, University of Khartoum, Sudan)

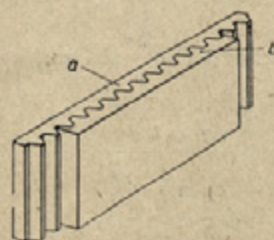
Že v 11., 12. in 13. stoletju so bili izdelani razni, deloma zelo komplicirani zobniški mehanizmi za ure. Pozneje so spretni urarski mojstri izdelali zobniške mehanizme, ki niso gibali le kazalcev za ure, temveč so v določenih razdobjih premikali razne figure in uvažali zvonjenje na uglašeni skupinah zvonov.

Med najpomembnejše inženirje vseh časov je treba šteti Leonarda da Vinci (1452—1519), ki je v svojih razpravah in slikah z neverjetno genialnostjo obdelal najrazličnejše oblike zobnikov in možnosti za njihovo uporabo.

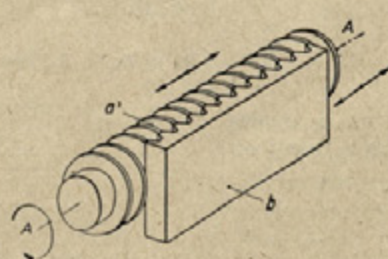
V naslednjih stoletjih so zobniške prenose uporabljali v najrazličnejših variantah pri ustrojih za dvigavanje bremen, za črpanje vode itd.

Ko so nastajali pogonski stroji, na primer Wattov (1781) parni batni stroj, parno cestno in pozneje tirnično vozilo Trevithicka (1803), parni ustroji za pogon parnikov Fultona (1807) itd., so bili neogibno potrebni in tudi v rabi zobniški prenosi.

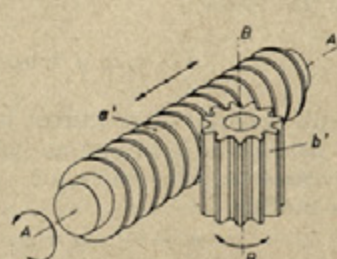
Parna turbina de Lavala (1889), ki je dosegla vrtilno hitrost tudi do 30 000 vrtljajev na minuto, je mogla gnati generator le preko ustreznega zobniškega pred-



Slika 1



Slika 2



Slika 3