

UDK 532.528:621.674

Tokovne in kavitacijske razmere pri delnih obremenitvah v centrifugalni črpalki

FRANC SCHWEIGER — VLADIMIR KERCAN

1. UVOD

Dosedanje poznavanje teorije in statistični podatki omogočajo, da lahko s precejšnjo natančnostjo konstruiramo centrifugalne črpalke v območju najboljšega izkoristka. To vprašanje pa postane zelo problematično, kadar nas zanimajo razmere, kjer je relativni pretok $Q/Q_{opt} < 1$. Obnašanje črpalke je v tem primeru negotovo in vsako predvidevanje osnovnih hidravličnih veličin, kakršni so pretok Q , višina H in potrebna moč P , je nezanesljivo. Znano je, da karakteristika moči in tlaka lahko zavzame nepravilne oblike, ki povzročajo, da gradient tlaka niha med pozitivno in negativno vrednostjo. Karakteristika tlaka je grbasta z nepravilnostmi, ki so zelo specifične in izvirajo iz tokovnih razmer, ki so lastne majhnim pretokom. Ta problem postane še bolj zapleten, ker se hkrati razvije tudi kavitacija v črpalki. Kavitacijski pojavi pa so pri črpalkah v območju $Q/Q_{opt} < 1$ tesno združeni s specifičnimi tokovnimi razmerami, ki se pojavljajo predvsem v ustju centrifugalne črpalke.

Nepravilnosti, ki se pojavljajo pri pretokih, kjer je $Q/Q_{opt} < 1$, pa izvirajo iz

- predrotacije in
- recirkulacije.

Oba pojava sta medsebojno povezana, saj recirkulacija inducira rotacijo vstopajočega fluida. Znano je, da se z oddaljevanjem pogonske točke od točke $Q/Q_{opt} = 1$ pojavlja predrotacija, ki pomembno vpliva na tokovne razmere v rotorju. Z znatnim zmanjšanjem pretoka $Q/Q_{opt} < 1$ pa opazimo nastanek recirkulacijskega toka. Recirkulacijski tok se pojavlja v sesalni cevi, v rotorju in tudi pri izstopu iz rotorja. Geometrija črpalke ima pomembno vlogo pri razvoju recirkulacijskega toka in močno vpliva na pretočne in kavitacijske razmere v črpalki. Pojava recirkulacije in kavitacije sta tesno povezana v pomembno sintezo pojavov v območju majhnih pretokov skozi črpalko.

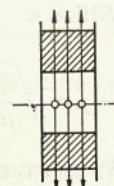
Teorija idealnega fluida, uporabljena pri rotorju v poenostavljeni obliki, daje nekatere informacije o tokovnem polju v črpalki. Pri realnem fluidu pa so pri majhnih pretokih tokovne razmere zelo drugačne, saj se tokovnice odlepljajo od lopatice. Zaradi velikih odstopanj od pogojev, ki jih terja teorija, in dejanskimi razmerami v črpalki, se moramo nujno opreti na rezultate, dobljene v laboratoriju. Tu predvsem mislimo na raziskave tokovnega polja in kavitacije oziroma povezave obeh pojavov v kompleksno celoto. Cilj tega sestavka je pokazati nekaj fenomenov in dejstev, ki se pojavljajo v centrifugalni črpalki pri delnih pretokih.

2. PRETOČNO POLJE V ČRPALKI PRI DELNIH PRETOKIH

2.1. Teorija

Študij pretočnega polja pri majhnih pretokih je zanimiv iz več razlogov. Daje informacije o stabilnosti karakteristike črpalke, o velikosti recirkulacijskega toka skozi črpalko in o razporeditvi hitrosti v posameznih pretočnih prerezi.

Teoretična obdelava problema je bila izpeljana z izbranim modelom centrifugalne črpalke. Predpostavili smo, da so pretočne razmere pri majhnih količinah v osnovi podobne ne glede na geometrijsko obliko centrifugalne črpalke. V ta namen smo izbrali rotor z dvema vzporednima stenama in radialnimi lopaticami (sl. 1). Za tako izbrane idealne pogoje smo uporabili Kutta-Joukowskijsko transformacijo pri konformnem preslikavanju. S to transformacijo lahko rotor z ravnimi radialnimi lopaticami preslikamo v krog, okrog katerega so tokovne razmere znane in že podrobno obdelane.

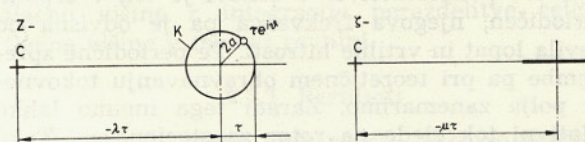


Slika 1

Po Kutta-Joukowskijski transformaciji imamo

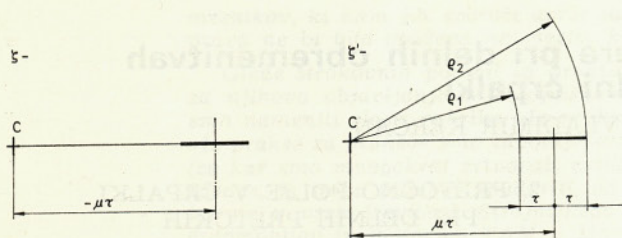
$$\xi = \frac{1}{2} \left(Z + \frac{\tau^2}{Z} \right)$$

kjer je krog transformiran v premico. V ta namen smo izbrali po sliki 2 krog K s polmerom τ in točko C , ki je oddaljena $-\lambda\tau$ od sredine kroga. Pozneje bomo pokazali, da krog K ustreza lopatici rotorja centrifugalne črpalke in točka C središču osi črpalke.



Slika 2

Nadaljnja transformacija je potrebna, da dobimo pravilno geometrično obliko rotorja (sl. 3).



Slika 3

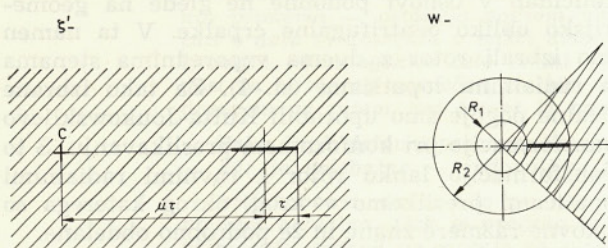
$$\xi' = \xi + \mu \tau$$

kjer sta

$$\varrho_1 = \mu \tau - \tau$$

$$\varrho_2 = \mu \tau + \tau$$

Zadnja transformacija vodi do končne oblike rotorja (sl. 4).



Slika 4

$$W = \mu \tau \int \frac{z}{\xi'} \frac{\xi'}{\mu \tau}$$

Zveza med ravnino W in ravnino ξ' je bolj razvidna, če vpeljemo polarne koordinate. Ta povezava tudi pove, da se celotna ravnina ξ' transformira v segment $2\pi/z$ (z — število lopat) v ravnini W . Podobno dobimo tudi vstopni R_1 in izstopni polmer R_2 rotorja oziroma njuno razmerje

$$v = \frac{R_1}{R_2}$$

ki ima pri izbiri osnovnih veličin centrifugalnega rotorja pomembno vlogo. S tem smo dobili povezavo med posameznimi ravninami in geometrijo rotorja.

Preden preidemo k obravnavanju hitrostnega polja v centrifugalni črpalki, moramo vpeljati še nekatere poenostavitve. V osnovi je tok v črpalki periodičen, njegova frekvenca pa je odvisna od števila lopat in vrtilne hitrosti. Te periodične spremembe pa pri teoretičnem obravnavanju tokovnega polja zanemarimo. Zaradi tega imamo lahko relativni tok glede na rotor za stacionaren. Tako dobimo trenutni absolutni tok skozi črpalko.

Hitrostno polje absolutnega toka lahko razdelimo v dve komponenti, in sicer:

- tok skozi sistem v mirovanju in
- tok v rotirajočem kanalu pri $Q = 0$.

Pri obravnavanju toka skozi sistem v mirovanju predpostavljamo, da fluid teče med dvema vzporednima stenama, ki sta pravokotni na os rotorja (sl. 1). Os naj pomeni niz vrtničnih izvorov, medtem ko je vrtnični ponor nameščen v neskončnosti. Tako imamo v osi izvor jakosti $Q/2\pi = c_r R$ in cirkulacijo z jakostjo $\Gamma_1/2\pi = (c_u R)_1$. Na izstopu pa imamo cirkulacijo z jakostjo $\Gamma_2/2\pi = (c_u R)_2$ in ponor, nameščen v neskončnosti z jakostjo $Q/2\pi$. Da lahko študiramo hitrostno polje, moramo poznati kompleksni potencial v ravnini Z . Kompleksni potencial določimo iz hitrostnega polja in iz geometrije rotorja. Podrobno izvajanje za določitev kompleksnega potenciala ni primerno na tem mestu, zato naj podamo celoten rezultat v skrajšani obliki.

Kompleksni potencial za tok skozi sistem v mirovanju je podan z vsoto delnih potencialov, in sicer:

$$F' = \sum_{i=1}^7 F_i$$

Razčlenitev v posamezne potenciale, ki ponazarjajo določene fizikalne fenomene je naslednja:

Potenciala F_1 in F_2 popišeta izvor in cirkulacijo glede na že podano geometrijo v ravnini Z (sl. 2). Da se izognemo odlepljanju tokovnic, naj se tok giblje ob krogu K , tako da imamo samo tangencialne komponente. Ta pogoj bomo izpolnili, če poiščemo zrcalno sliko izvora skupaj s cirkulacijo iste jakosti glede na krog K . Potenciala, ki izpolnjujeta ta dva pogoja, sta F_3 in F_4 v inverzni točki $-(\tau/\lambda)$ z nasprotno cirkulacijo. Jasno je, da ponor v neskončnosti ustreza kontinuitetni enačbi. Inverzna točka ponora v neskončnosti je dobljena v središču kroga K . Ta pogoj izpolnjujeta potenciala F_5 in F_6 . Da se izognemo hitrostim, ki težijo proti neskončnosti na vstopu in izstopu iz rotorja, postavimo še cirkulacijo F_7 okrog kroga — lopatice.

Pri pretoku fluida $Q = 0$ ustvari fluid, ki rotira okrog osi v rotorjevem kanalu, porast tlaka na prednji strani lopatice in padec tlaka na zadnji strani lopatice. Posledica tega je rotacijsko gibanje fluida. Tudi tu dobimo hitrostno polje s potencialom F_8 . S seštevanjem potencialov F' in F_8 dobimo celotni potencial

$$F = F' + F_8$$

Kompleksno hitrost v ravnini Z dobimo z odvajanjem kompleksnega potenciala F

$$\frac{dF}{dZ} = C_x - iC_y$$

Kompleksna hitrost v ravnini W pa je

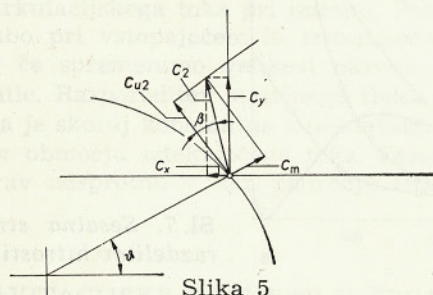
$$c_x - ic_y = \frac{dF}{dZ} \cdot \frac{dZ}{dW}$$

Pri študiju Eulerjeve turbinske enačbe nas zanima predvsem komponenta absolutne hitrosti v obodni smeri c_u in meridianska oziroma pretočna hitrost c_m (sl. 5). Tako dobimo izraza

$$c_{u2} = (-c_x \sin \vartheta + c_y \cos \vartheta)$$

in

$$c_{m2} = (-c_x \cos \vartheta + c_y \sin \vartheta)$$



Slika 5

S tem so podane hitrostne razmere na izstopu iz rotorja za vsak izbrani kot Θ .

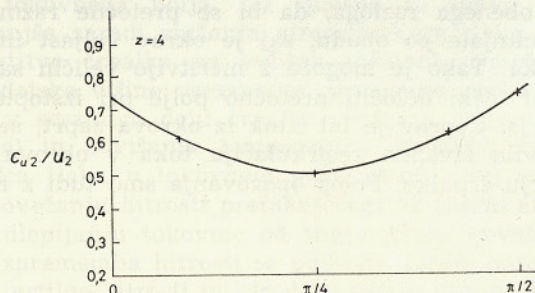
Izstopni kot β_2 dobimo iz

$$\tan \beta_2 = \frac{c_{m2}}{c_{u2}}$$

Iz Eulerjeve turbinske enačbe izhaja vrednost člena

$$\frac{u_2 c_{u2}}{g}$$

Tako je porazdelitev hitrosti na izstopu iz rotorja med dvema lopaticama poznana. Vse druge vrednosti po obodu so seveda periodične in število period je enako številu rotorjevih kanalov (sl. 6).



Sl. 6. Potek razmerja hitrosti pri izstopu iz rotorja

S podrobno analizo lahko ugotovimo, da bodo v enakih razmerah, toda pri povečanem številu lopatic, posamezne komponente hitrosti naraščale. Podobno velja, če ohranimo konstantno število lopatic, povečujemo pa specifično razmerje v . V tem primeru se bo hitrost zmanjševala. Dobljena analiza porazdelitve hitrosti v rotorju centrifugalne črpalke podaja teoretične vrednosti, ki izhajajo iz predpostavk, omenjenih prav na začetku. Jasno je, da dobimo pri realnem fluidu nekoliko spremenjene rezultate, vendar so ohranjene splošna odvisnost in smernice teoretičnih dognanj. Vsekakor lahko pričakujemo znatne spremembe v pretočnem polju, kadar se pojavijo kavitacija in z njo povezani fenomeni.

2.2. Preizkusi

2.2.1. Modeli in aerodinamične veličine

V prvi fazi smo obravnavali pretočne in energijske razmere pri pretoku $Q = 0$. Preizkusi so bili izvedeni na zračni postaji, prirejani prav v ta namen. Konstrukcija črpalke je bila zato poenostavljena, tako da smo spiralni okrov nadomestili z valjastim okrovom, rotor pa je bil izveden v poenostavljeni obliki. Predpostavili smo, da bodo pretočne razmere v tako poenostavljeni črpalčki pri pretoku $Q = 0$ podobne razmeram, ki jih pričakujemo pri običajni izvedbi črpalke. Da bi lahko podrobneje opazovali hitrostne in pretočne razmere v sesalnem in tlačnem delu črpalke, so bile stene izdelane iz prozornega gradiva (pleksi), mreža nitk pa je bila vgrajena pri vstopu in izstopu iz rotorja. Pretočne razmere pri vstopu in izstopu iz rotorja smo merili z valjasto sondo, s katero smo določili celotni in statični tlak ter smer toka. Izbran je bil rotor 500 Ø, kjer smo spreminjali število lopatic $z = 4, 8, 16$, vstopni premer 180 Ø, 200 Ø, 300 Ø in premer valjastega okrova 600 Ø, 700 Ø, 900 Ø.

Pretok in hitrost smo imeli za pozitivna, kadar je bil tok usmerjen v črpalčko in za negativna, kadar je tok odtekal iz črpalke. Pretok smo določili in merili po enačbah:

sesalna stran:

$$Q_s = 2\pi \int c_m r dr = 2\pi A$$

$$A = \int c_m r dr$$

tlačna stran:

$$Q_d = 2\pi R \int c_m db = 2\pi R B$$

$$B = \int c_m db$$

c_m — meridionalna hitrost,

r — merni polmer hitrosti na sesalni strani,

R — merni polmer hitrosti na tlačni strani.

Povprečno specifično energijo v posameznih področjih smo dobili po enačbi:

— za sesalno stran

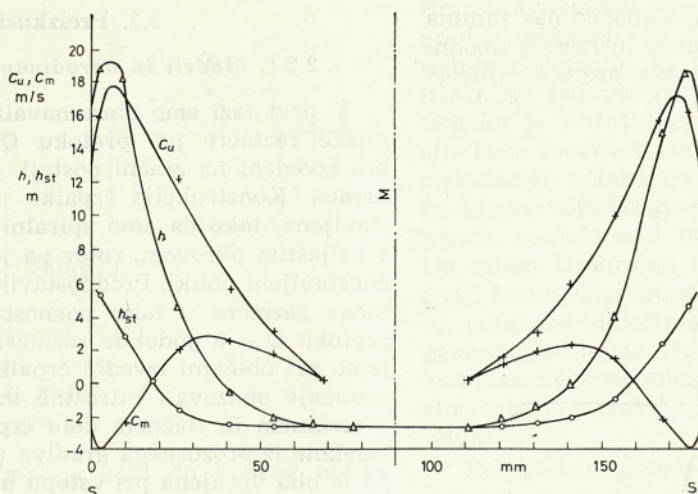
$$e_{ts} = \frac{2\pi \int e c_m r dr}{Q_s}$$

e — specifična energija v posamezni merni točki,

— za tlačno stran pa dobimo povprečno celotno tlačno višino z integracijo porazdelitve celotne tlačne višine v merski ravnini.

2.2.2. Rezultati

Preizkusi, kakor tudi mreža nitk, so pokazali pri opazovanju, da so pretočne in hitrostne razmere v sesalnem ustju zelo zapletene. Razporeditev hitrosti in celotne tlačne višine po sesalnem prerezu je simetrična glede na os cevi, in sicer za vse različice v geometriji rotorja. Na sliki 7 je



Sl. 7. Sesalna stran: porazdelitev hitrosti in tlaka

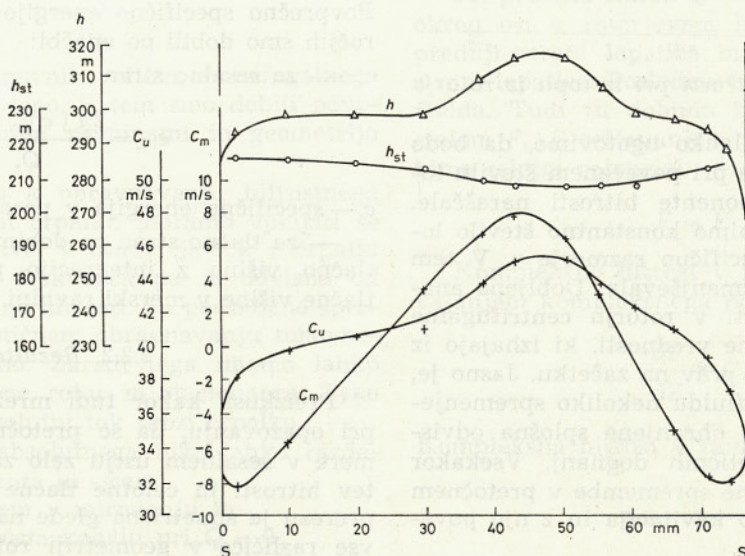
prikazan primer, ki je značilen za pretočne razmere v sesalni cevi pri pretoku $Q = 0$. Pretočno polje ima ne glede na izbrano geometrijo v osnovi naslednje značilnosti, ki jih lahko razdelimo v tri specifična območja:

- v območje jedra osi, kjer ni toka,
- v notranji obroč, kjer hitrostno polje rotira v smeri vrtenja rotorja in vstopa v črpalko,
- v zunanji obroč (ob steni cevi), kjer hitrostno polje rotira v smeri vrtenja rotorja, tok pa se oddaljuje od črpalke.

Velikost jedra (območje brez toka) postopoma narašča z večanjem premera sesalne cevi. Vpliv števila lopat in velikosti okrova pa je majhen glede na spremembe v velikosti jedra. Sklepamo torej, da je velikost jedra pri konstantni vrtilni hitrosti odvisna izključno od velikosti premera sesalnega ustja. Tok v notranjem obroču narašča s premerom sesalne cevi, z velikostjo okrova in je malo odvisen od števila lopat. Prav podobno od-

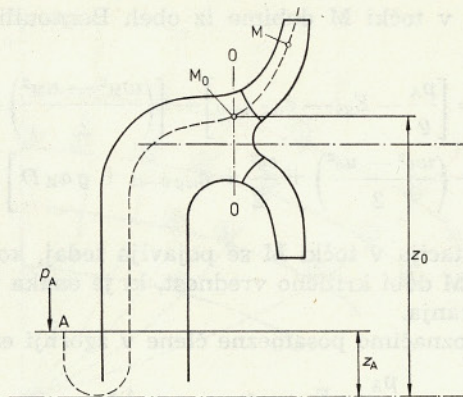
visnost lahko ugotovimo pri analizi dogajanj v zunanjem obroču. Glede na kompleksnost pretočnih razmer v sesalni cevi črpalke pa je zanimiva ugotovitev, da je enačbi kontinuitete zadoščeno, saj je velikost toka v obeh obročih enaka. Celotni in statični tlak se spreminjata po prerezu sesalne cevi zelo hitro. Od največje vrednosti ob steni sesalne cevi se hitro znižujeta proti sredini cevi. Točke, v katerih je statični tlak nič, oblikujejo koncentrično površino vzdolž sesalne cevi, kar pa je hkrati meja med notranjim in zunanjim obročem.

Na tlačni strani, to je tik pri izstopu iz rotorja, ni nobenega razloga, da bi se pretočne razmere spreminjale po obodu, saj je okrov valjast in ni odtoka. Tako je mogoče z meritvijo veličin samo v eni točki določiti pretočno polje pri izstopu iz rotorja. Čeprav je bil iztok iz okrova zaprt, se je pojavila živahna recirkulacija toka v okrovu in rotorju črpalke. Poleg opazovanja smo tudi z me-



Sl. 8. Tlačna stran: porazdelitev hitrosti in tlaka

ritvijo ugotovili, da obstaja močan tok v obeh smereh. Elementi tokovnega polja, to sta hitrost in celotna tlačna višina, so prikazani na sliki 8. Iz diagrama je razvidno, da je polovica površine, in sicer njena sredina, območje iztekajočega toka, stranska dela površine pa sta območje vtekajočega toka. Analiza pretoka na tlačni strani črpalke kaže, da velikost sesalne cevi skoraj ne vpliva na velikost recirkulacijskega toka pri izstopu. Pomembno spremembo pri vstopajočem in izstopajočem toku opazimo, če spremenimo velikost okrova ali število lopatic. Razporeditev statičnega tlaka po širini okrova je skoraj konstantna z neznatnim zmanjšanjem v območju iztekajočega toka. Celotni tlak pa je prav nasprotno v tem področju znatno povečan.



Slika 9

3. KAVITACIJSKE RAZMERE V ČRPALKI PRI DELNIH PRETOKIH

3.1. Osnove

Poleg splošnih pogojev pri razporeditvi hitrosti in toka v centrifugalni črpalci je poznanje kavitacijskih razmer pomembno, ker s tem dobimo širok vpogled v celovit potek fizikalnih pojavov v pretočnih kanalih hidravličnega stroja. Pojav kavitacije v hidravličnem stroju in pogoji, pri katerih se kavitacija pojavi, lahko vsekakor zelo pomembno vplivajo na delovanje hidravličnega stroja in na obratovalno točko črpalke. Osnovni vzrok za nastanek kavitacije je padec tlaka v določeni točki tokovnega polja. Na splošno se lahko tlak zmanjša zaradi znižanja atmosferskega tlaka (namestitve črpalke na velikih višinah), povečanja geodetske višine vsesavanja, povečanja padca tlaka v sesalnem delu črpalke (dušenja, porast odpora) in povišanja temperature. Posredni vplivi padca tlaka v tokovnem polju imajo svoj vzrok v povečanju hitrosti pretakajočega se fluida ali pa v odlepljanju tokovnic od trdne stene. Povečanje ali sprememba hitrosti se pojavita zaradi naraščanja vrtilne hitrosti in zaradi posebnih obratovalnih razmer. V našem primeru so zanimive predvsem razmere zunaj optimalne točke pri majhnih pretokih oziroma pri pretoku $Q = 0$. Te razmere smo v prejšnjem poglavju temeljito obdelali. Zaradi recirkulacijskega toka, in sicer predvsem na sesalni strani črpalke, se pojavljajo spremembe hitrosti in z njimi tudi spremembe tlaka. Recirkulacijski tok pa se v nekaterih primerih nagiba k nestacionarnemu toku, ki analizo in opazovanje razvoja kavitacije še bolj otežkočajo. Tudi raziskovalci zunaj Jugoslavije poudarjajo tesno povezavo med recirkulacijskim tokom in nastankom kavitacije s poudarkom nestacionarnosti fluidnega toka.

Za proučevanje stanja na sesalni strani črpalke analizirajmo energijsko bilanco, ki jo dobimo s postavitvijo Bernoullijeve enačbe za dve točki vzdolž iste tokovnice (sl. 9).

$$\frac{p_A}{\rho} + \frac{c_A^2}{2} + g z_A = \frac{p_0}{\rho} + \frac{c_0^2}{2} + g z_0 + e_{izg A-0}$$

p_A, p_0 — atmosferski tlak in tlak v ravnini 0—0

c_A, c_0 — hitrosti v točki A in v ravnini 0—0

z_A, z_0 — geodetski višini v točkah A in 0

$e_{izg A-0}$ — izgube od točke A do 0

V zgornji izraz vpeljemo še geodetsko sesalno specifično energijo

$$E_{gs} = (z_0 - z_A) g$$

ter zanemarimo hitrostni člen $c_A^2/2g$, ki je zelo majhen, potem dobimo

$$E_{gs} = \frac{p_A - p_0}{\rho} - \frac{c_0^2}{2} - e_{izg A-0}$$

Če doseže tlak v točki 0 vrednost, ki ustreza tlaku izhlapevanja tekočine p_p , dobimo izraz za največjo geodetsko sesalno specifično energijo

$$E_{gs \max} = \frac{p_A - p_p}{\rho} - \frac{c_0^2}{2} - e_{izg A-0}$$

Za rotor, ki se vrti, postavimo Bernoullijevo enačbo, in sicer za točki 0 in M (sl. 9).

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{\rho} + g z_0 + \frac{w_0^2 - u_0^2}{2} &= \\ &= \frac{p_M}{\rho} + g z_M + \frac{w_M^2 - u_M^2}{2} + e_{izg 0-M} \end{aligned}$$

w_0, w_M — relativni hitrosti v točkah 0 in M

u_0, u_M — obodni hitrosti v točkah 0 in M

Razliko $(z_M - z_A)$ izrazimo s členom

$$z_M - z_A = \frac{E_{gs}}{g} + a_M D$$

a_M — brezdimenzijski člen

D — premer rotorja na izstopu

Tlak v točki M dobimo iz obeh Bernoullijevih enačb

$$\frac{p_M}{\rho} = \left[\frac{p_A}{\rho} - E_{gs} - e_{izg A-0} \right] - \left[\left(\frac{w_M^2 - u_M^2}{2} \right) - \left(\frac{w_0^2 - u_0^2}{2} \right) + \frac{c_0^2}{2} + e_{izg 0-M} + g a_M D \right]$$

Kavitacija v točki M se pojavlja tedaj, ko tlak v točki M dobi kritično vrednost, ki je enaka tlaku izhlapevanja.

Naj označimo posamezne člene v zgornji enačbi

$$\begin{aligned} \frac{p_A}{\rho} - E_{gs} - e_{izg A-0} &= \Delta e_e \\ \left(\frac{w_M^2 - u_M^2}{2} \right) - \left(\frac{w_0^2 - u_0^2}{2} \right) + \frac{c_0^2}{2} + \\ &+ e_{izg 0-M} + g a_M D = \Delta e_i \end{aligned}$$

Oba člena Δe_e in Δe_i pomenita rezervo statičnega tlaka v točki M. Kavitacija se bo pojavila pri pogoju

$$\Delta e_e = \Delta e_i$$

to je takrat, ko je

$$p_M = p_{Mkr}$$

oziroma

$$p_{Mkr} - p_0 = 0$$

S podrobnejšo analizo izrazov Δe_e in Δe_i vidimo, da je Δe_e odvisen od instalacije na sesalni strani črpalke, medtem ko je Δe_i odvisen od geometrije rotorja in razmer pri obratovanju. Da se izognemo pojavi kavitacije, mora biti za izbrano črpalko izpolnjen pogoj

$$\Delta e_e > \Delta e_i$$

Večkrat opazimo v literaturi še naslednji definiciji in označbe

$$\Delta e_e = g \text{NPSH}_D \quad (\text{za izbrani sistem})$$

$$\Delta e_i = g \text{NPSH}_R \quad (\text{za izbrano geometrijo črpalke})$$

ter vpeljavo Thomovega koeficienta

$$\sigma_D = \frac{g \text{NPSH}_D}{E}$$

$$\sigma_R = \frac{g \text{NPSH}_R}{E}$$

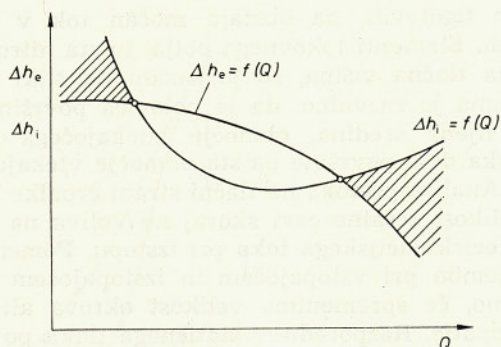
NPSH (*net positive suction head*) — relativna pozitivna sesalna višina

E — celotna specifična energija črpalke

Torej velja

$$\sigma_D > \sigma_R$$

Mejo tlaka za izbrani sistem črpalke lahko izračunamo iz danih podatkov, medtem ko Δe_i dobimo lahko samo s preizkusom. S podrobno analizo obeh



Slika 10

členov Δe_e in Δe_i lahko za dano instalacijo in dano črpalko ugotovimo področje, kjer se bo v črpalki pojavila kavitacija oziroma, kjer se kavitacija ne bo pojavila (sl. 10). V črtkanem področju je

$$\Delta e_i > \Delta e_e$$

torej se tu pojavlja kavitacija, v drugih področjih pa ne. S spreminjanjem geodetske višine oziroma odpora pa dobimo cel niz krivulj, ki določajo območje kavitacije in omogočajo izbiranje pravih instalacijskih razmer.

V hidravličnih strojih uporabljamo večkrat Thomov koeficient za definicijo razvoja kavitacije

$$\sigma = \frac{E_A - E_{gs} - E_N - e_{izg}}{E}$$

E_A — specifična energija atmosferskega tlaka

E_{gs} — geodetska sesalna specifična energija

E_N — specifična energija tlaka pare

e_{izg} — izguba v sesalnem vodu

E — totalna specifična energija hidravličnega stroja

Znane so še druge definicije, ki označujejo razvoj kavitacije, npr.

$$\Psi_A = \frac{\text{NPSH}}{u_1^2/2g} = \frac{\text{NPSH}}{K_\Psi n^2 D^2}$$

u_1 — obodna hitrost na sesalnem ustju

n — vrtilna hitrost

D — premer rotorja črpalke

S povezavo koeficientov σ , Ψ in Ψ_A lahko izrazimo Ψ_A v odvisnosti od geometrije črpalke, Thomovega koeficienta in koeficienta celotne višine

$$\Psi_A = \left(\frac{D_2}{D_1} \right)^2 \Psi \sigma$$

pri čemer je

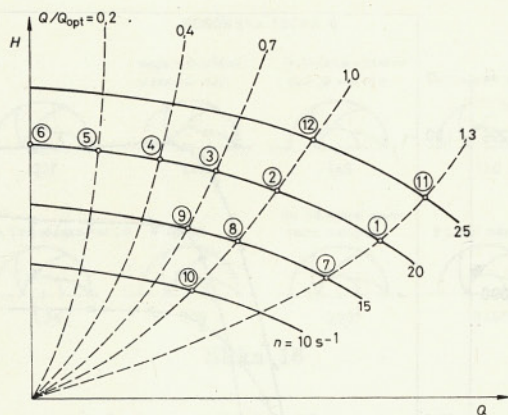
$$\Psi = \frac{E}{u_2^2/2}$$

u_2 — obodna hitrost na izstopu iz rotorja

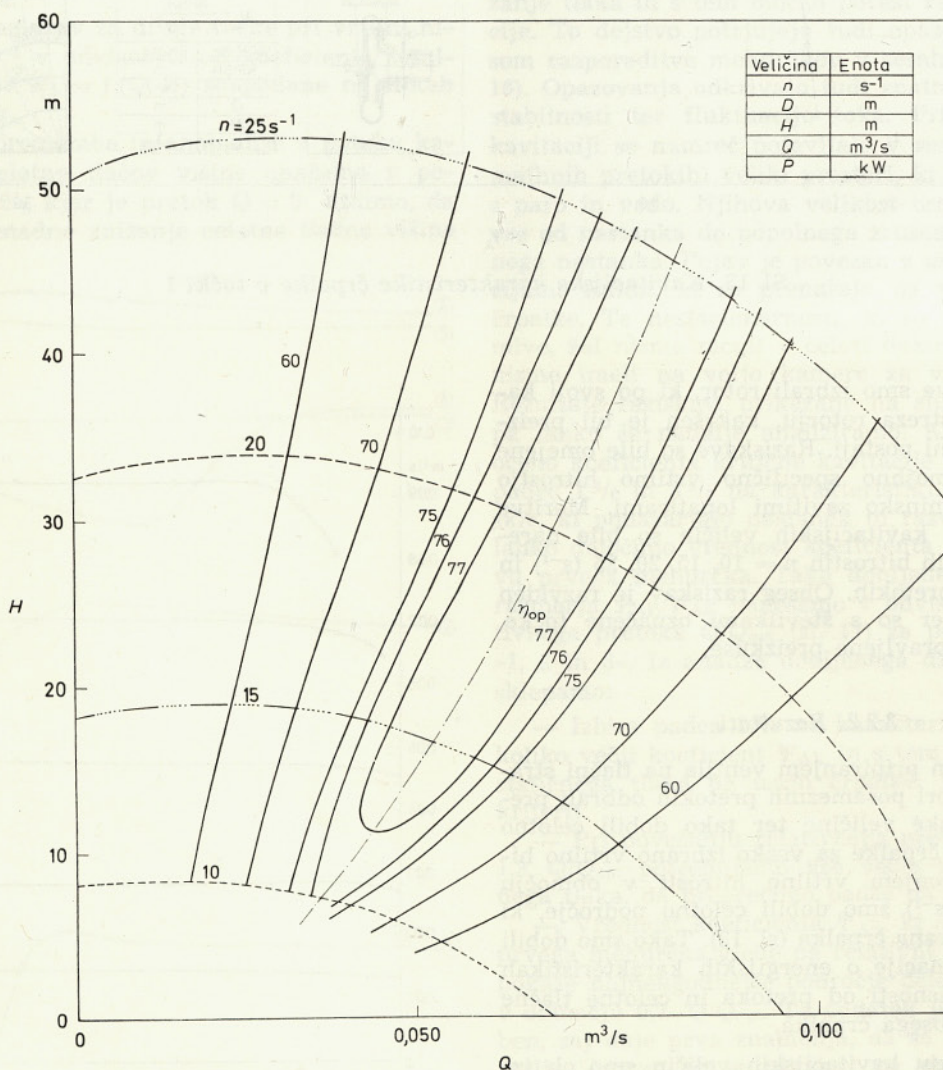
3.2. PREIZKUSI

3.2.1. Modeli in meritve

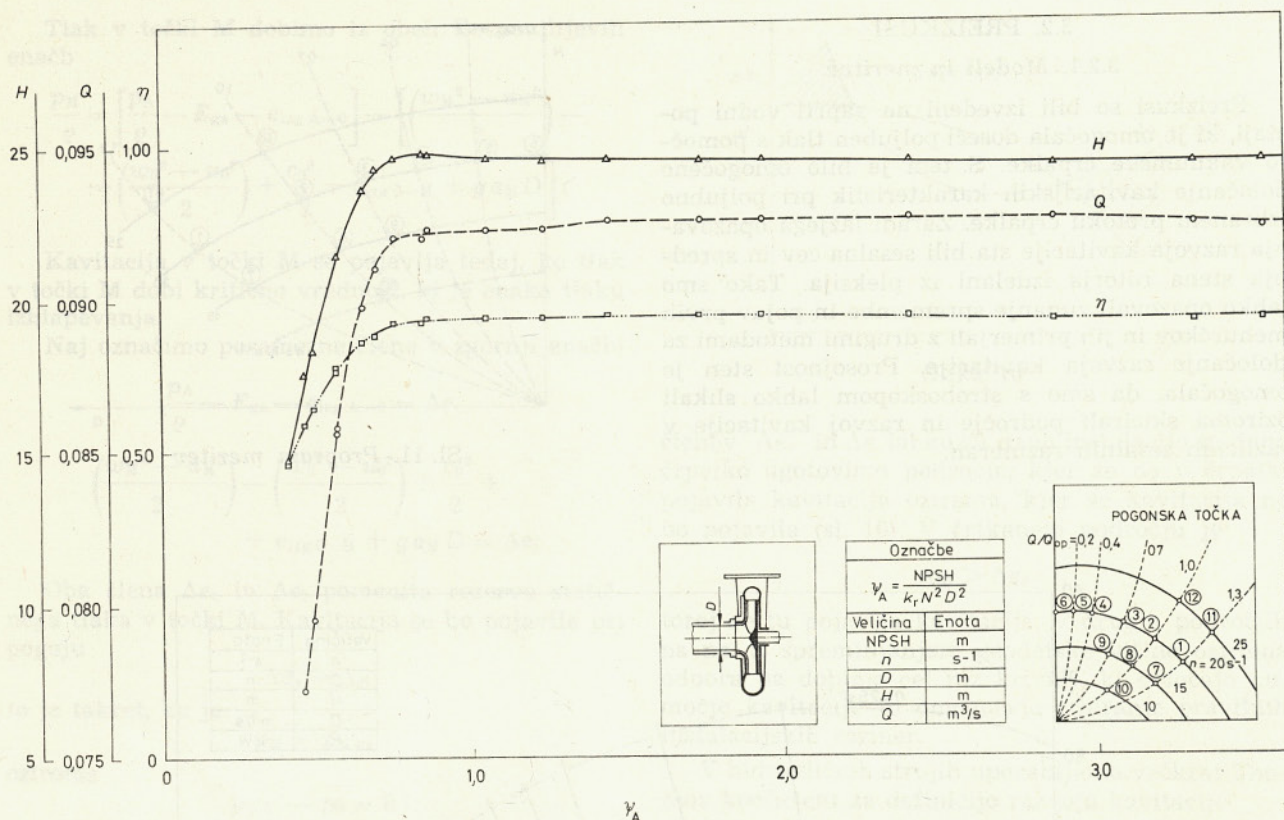
Preizkusi so bili izvedeni na zaprti vodni postaji, ki je omogočala doseči poljuben tlak s pomočjo vakuumske črpalke. S tem je bilo omogočeno določanje kavitacijskih karakteristik pri poljubno izbranem pretoku črpalke. Zaradi lažjega opazovanja razvoja kavitacije sta bili sesalna cev in sprednja stena rotorja izdelani iz pleksija. Tako smo lahko opazovali zunanje spremembe in pojav prvih mehurčkov in jih primerjali z drugimi metodami za določanje razvoja kavitacije. Prosojnost sten je omogočala, da smo s stroboskopom lahko slikali oziroma skicirali področje in razvoj kavitacije v različnih sesalnih razmerah.



Sl. 11. Program meritev



Sl. 12. Karakteristika črpalke pri različnih vrtilnih hitrostih



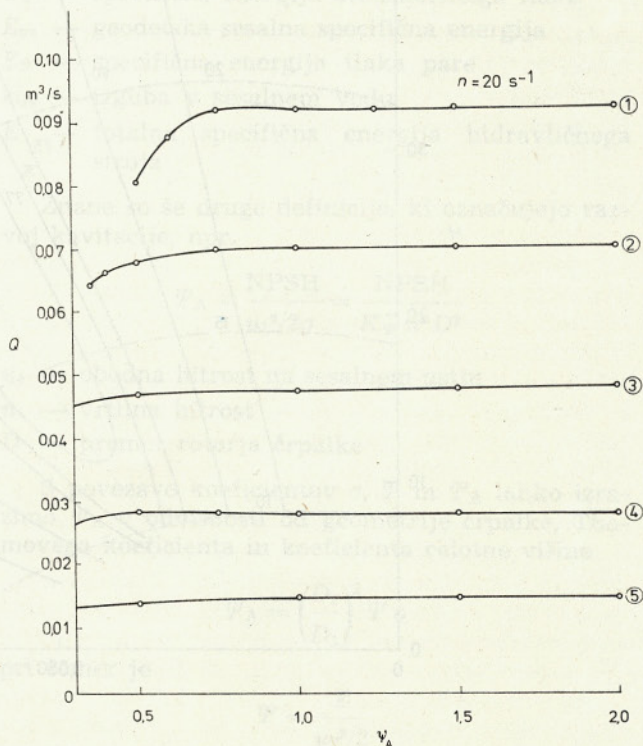
Sl. 13. Kavitacijske karakteristike črpalke v točki 1

Za raziskave smo izbrali rotor, ki po svoji karakteristiki ustreza rotorju, kakršen je bil preizkušen na zračni postaji. Raziskave so bile omejene na rotor z majhno specifično vrtilno hitrostjo $n_q = 23$ z ravninsko zavrtimi lopaticami. Meritve energijskih in kavitacijskih veličin so bile narejene pri vrtilnih hitrostih $n = 10, 15, 20, 25$ (s^{-1}) in pri različnih pretokih. Obseg raziskav je razviden s slike 11, kjer so s številkami označene točke, ki pomenijo opravljene preizkuse.

3.2.2. Rezultati

S postopnim pripiranjem ventila na tlačni strani smo lahko pri posameznih pretokih odbrali preostale energijske veličine ter tako dobili celotno karakteristiko črpalke za vsako izbrano vrtilno hitrost. Z merjenjem vrtilne hitrosti v območju $n = 10 \dots 25$ (s^{-1}) smo dobili celotno področje, ki ga pokriva izbrana črpalka (sl. 12). Tako smo dobili osnovne informacije o energijskih karakteristikah črpalke v odvisnosti od pretoka in celotne tlačne višine, ki jo dosega črpalka.

Pri določanju kavitacijskih veličin smo ob izbranem pretoku, ki ustreza želenim pogonskim pogojem, znižali tlak v sistemu. Tako smo lahko spremljali in zapisovali spremembe energijskih ve-



Slika 14

ličin pri določanju kavitacijskih karakteristik. Kavitacijske karakteristike so podane v odvisnosti

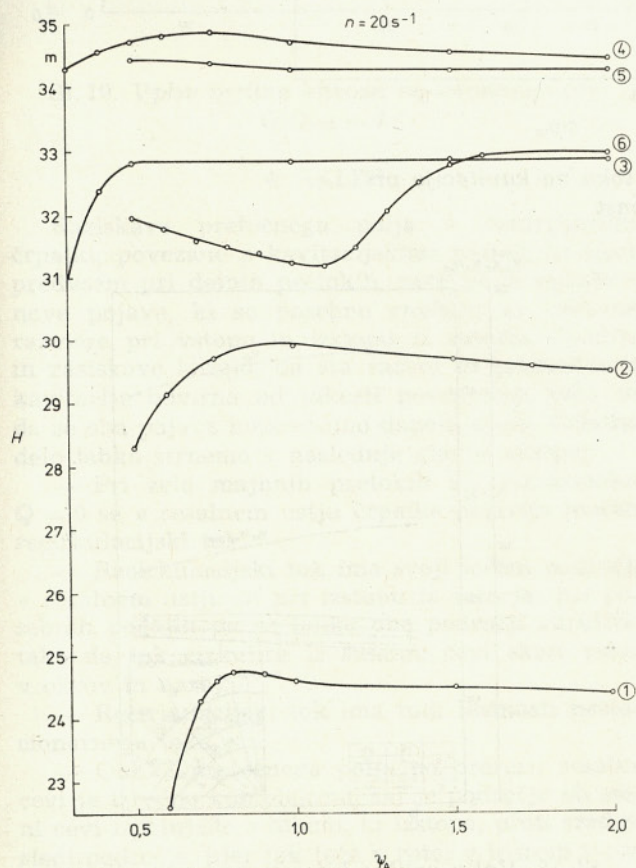
$$Q, H, \eta = (\Psi_A)$$

za izbrano vrtilno hitrost in za posamezno pogonsko točko (sl. 13).

Diagram na sliki 13 prikazuje spremembo sesalne zmogljivosti črpalke pri povišanju podtlaka v sesalni cevi, in sicer za pogonsko točko »1« (sl. 11). Pojav kavitacije opazimo na karakteristiki črpalke, ko se začne pretok Q nenadoma zmanjševati. To nenadno zmanjšanje pretoka je zelo značilno za centrifugalne črpalke majhnih specifičnih vrtilnih hitrosti. Kavitacija, ki se pojavlja na vstopu rotorjevega kanala, se hitro razširi po razmeroma ozkem kanalu rotorja, kar ima za posledico zmanjšanje in zadušitev pretoka. Na istem diagramu so podane tudi spremembe celotne višine H in izkoristka η v odvisnosti od koeficienta sesalne zmogljivosti.

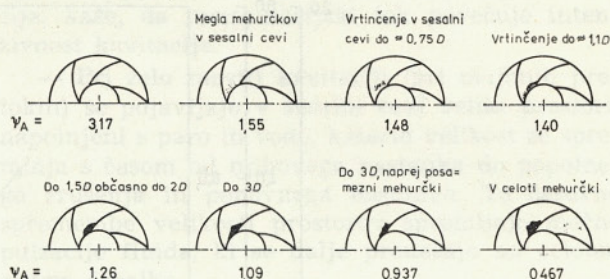
Rezultati raziskav za druge točke pri vrtilni hitrosti $n = 20 \text{ s}^{-1}$ v odvisnosti od koeficienta sesalne zmogljivosti $\Psi_A = f(Q, H)$ so podane na slikah 14 in 15.

Največje spremembe in anomalije v poteku karakteristike celotne tlačne višine opazamo v pogonski točki »6«, kjer je pretok $Q = 0$. Vidimo, da se pojavlja nenadno znižanje celotne tlačne višine



Slika 15

POGONSKA TOČKA 6



Slika 16

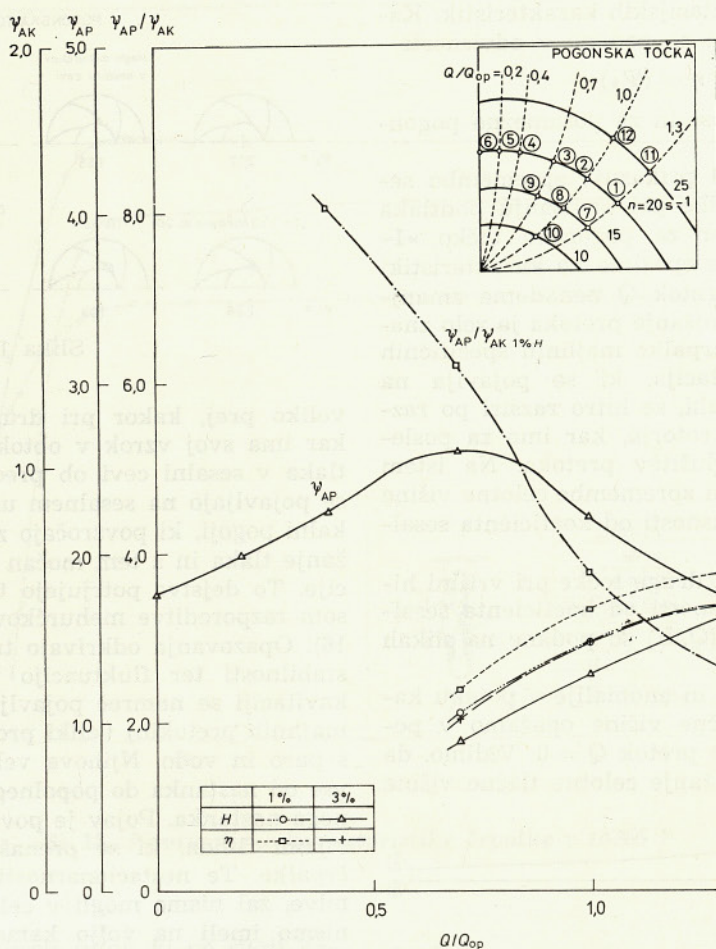
veliko prej, kakor pri drugih pogonskih točkah, kar ima svoj vzrok v obtoku fluida. Pri znižanju tlaka v sesalni cevi ob predpostavki recirkulacije se pojavljajo na sesalnem ustju črpalke takšni lokalni pogoji, ki povzročajo znatno in nenadno znižanje tlaka in s tem močan porast razvoja kavitacije. To dejstvo potrjujejo tudi opazovanja z opisom razporeditve mehurčkov v sesalnem ustju (sl. 16). Opazovanja odkrivajo tudi znatno stopnjo nestabilnosti ter fluktuacijo toka. Pri zelo razviti kavitaciji se namreč pojavljajo v sesalni cevi (pri majhnih pretokih) veliki prostori, ki so napolnjeni s paro in vodo. Njihova velikost oscilira s časom vse od nastanka do popolnega zrušenja ter ponovnega nastanka. Pojav je povezan z močnimi pulzacijami fluida, ki se prenašajo na celotni sistem črpalke. Te nestacionarnosti, ki so posebno zanimive, žal nismo mogli v celoti dokumentirati, ker nismo imeli na voljo kamere za velike hitrosti. Rezultate raziskav, prikazane na slikah 14 in 15, pa lahko še nadalje analiziramo. Kot kriterij za oceno koeficienta kritične kavitacije Ψ_{AK} vzemimo padec 1 % in 3 % na karakteristiki. Prav tako iz skic, ki ponazarjajo nastanek in razvoj kavitacije, lahko določimo vrednost koeficienta Ψ_{AP} pri pojavu prvega mehurčka. Tako dobljene vrednosti in razmerja Ψ_{AP}/Ψ_{AK} nanesemo v odvisnosti od relativnega pretoka Q/Q_{opt} (sl. 17) za pogonske točke »1, 2 in 3«. Iz analize dobljenega diagrama lahko sklepamo:

— Izbira padca 1 % na karakteristiki daje nekoliko večji koeficient Ψ_{AK} in s tem večjo rezervo statičnega tlaka na ustju črpalke, kakor pa 3 % kriterij.

— Pri povečanju relativnega pretoka od 0,7 do 1,3 Q/Q_{opt} potrebujemo vse večjo rezervo statičnega tlaka, da preprečimo padec na karakteristiki.

— Vrednost koeficienta Ψ_{AP} , ki označuje pojav prvega mehurčka glede na relativni pretok Q/Q_{opt} , pokaže najneugodnejše področje delovanja črpalke v območju 0,7 Q/Q_{opt} . Ta podatek je zelo pomemben, saj daje prva znamenja, da se pojavlja kavitacija, čeprav to še nikakor ne vpliva na samo karakteristiko stroja.

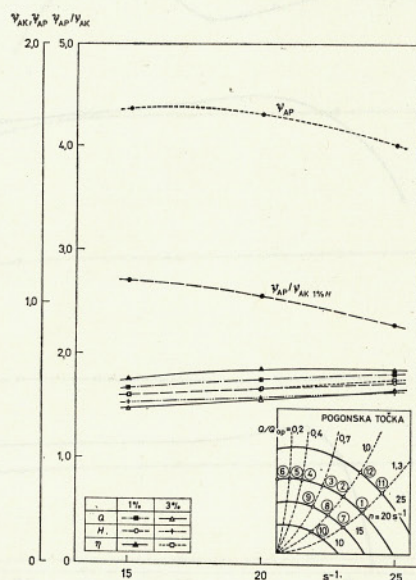
— Pojave velikih lokalnih padcev tlaka opiše razmerje koeficientov Ψ_{AP}/Ψ_{AK} , ki z zmanjšanjem



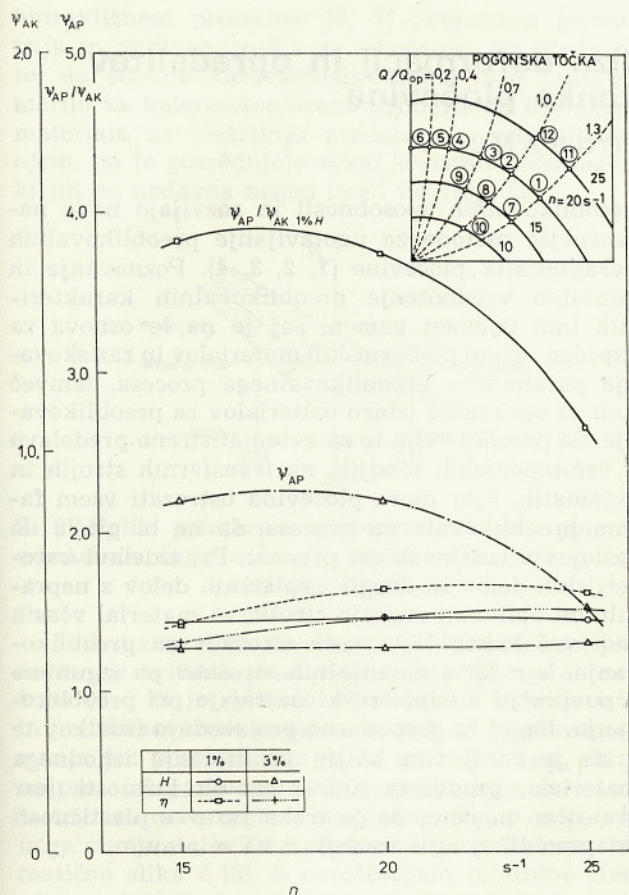
Sl. 17. Vpliv relativnega toka na kavitacijo pri $n = \text{const}$

relativnega pretoka zelo raste. V optimalni točki pretoka je vrednost razmerja $\psi_{AP}/\psi_{AK} = 3,7$, kar pomeni, da je rezerva statičnega tlaka NPSH v začetni dobi kavitacije 3,7-krat večja kakor v primeru, ko imamo 1 % padec tlaka na karakteristiki.

Da bi proučili vpliv vrtilne hitrosti na razvoj kavitacije, podajamo še rezultate raziskav za točke »1, 7, 11« za $Q/Q_{opt} = 1,3$ in za točke »12, 2, 8« za $Q/Q_{opt} = 1,0$ (sl. 18 in 19). Koeficient kritične kavitacije je zelo malo odvisen od vrtilne hitrosti ne glede na to, kako smo izbrali kriterij za kritično vrednost. Ta neodvisnost koeficienta kritične kavitacije je posebno značilna pri relativnem pretoku $Q/Q_{opt} = 1$. Pomemben podatek je, da je v točki optimalnih pogonskih razmer, ko je tok v črpalki najugodnejši brez sekundarnih tokov, vpliv vrtilne hitrosti na koeficient kritične kavitacije ψ_{AK} neznan. V primeru, ko obratujemo zunaj optimalnih pretočnih pogojev, je vpliv vrtilne hitrosti tem večji, čim bolj se oddaljujemo od optima. Do podobnih sklepov so prišli tudi drugi raziskovalci, ki so dobljene rezultate razširili celo na širše področje.



Sl. 18. Vpliv vrtilne hitrosti na kavitacijo pri $Q/Q_{opt} = 1,3$



Sl. 19. Vpliv vrtilne hitrosti na kavitacijo pri $Q/Q_{opt} = 1$

4. SKLEP

Raziskave pretočnega polja v centrifugalni črpalki, povezane s kavitacijskimi pojavi, in sicer predvsem pri delnih pretokih, razkrivajo nekatere nove pojave, ki so posebno značilni za tokovne razmere pri vstopu in izstopu iz rotorja. Študije in raziskave kažejo, da sta razvoj in intenzivnost kavitacije odvisna od jakosti povratnega toka in da se oba pojava medsebojno dopolnjujeta. Celotno delo lahko strnemo v naslednje glavne sklepe:

— Pri zelo majhnih pretokih ali pri pretoku $Q = 0$ se v sesalnem ustju črpalke pojavlja močan recirkulacijski tok.

— Recirkulacijski tok ima svoji ločeni področji v sesalnem ustju in pri izstopu iz rotorja; pri posebnih pogojih pa se lahko obe področji združita, tako da tok cirkulira iz sesalne cevi skozi rotor v okrov in nazaj.

— Recirkulacijski tok ima tudi lastnosti nestacionarnega toka.

— Oblika pretočnega polja po prerezu sesalne cevi je izredno kompleksna, saj je področje ob steni cevi izpolnjeno s tokom, ki izstopa, proti sredini sledi področje, kjer tok teče v rotor z jedrom v osi, ki pomeni nevtralno cono.

— Razporeditev celotnega tlaka pri $Q = 0$, potrjena z opazovanjem nastanka in razvoja kavitacije, kaže, da recirkulacijski tok povečuje intenzivnost kavitacije.

— Pri zelo razviti kavitaciji (pri majhnih pretokih) se pojavljajo v sesalni cevi veliki prostori, napolnjeni s paro in vodo, katerih velikost se spreminja s časom od njihovega nastanka do popolnega zrušenja in ponovnega nastanka. Te časovne spremembe velikosti prostorov spremljajo močne pulzacije fluida, ki se dalje prenašajo na celoten sistem črpalke.

— Z nastankom prvega mehurčka v območju relativnega pretoka $0,7 Q_{opt}$ dobimo prva znamenja, da se pojavlja kavitacija, ki pa še nima nikakršnega vpliva na karakteristiko stroja.

— Razmerje koeficientov Ψ_{AP}/Ψ_{AK} določa velikost padca tlaka, ki z zmanjšanjem relativnega pretoka zelo narašča.

— V optimalni pogonski točki je vpliv vrtilne hitrosti na koeficient kritične kavitacije Ψ_{AK} neznatni in ga imamo lahko za konstantnega.

Nekatera vprašanja, ki se nanašajo na razmere pri majhnih pretokih, so osvetljena tako z vidika pretočnih kakor tudi kavitacijskih razmer. Podano je nekaj sklepov, ki so pomembni in značilni za samo optimalno točko črpalke. Vendar pa ostane še veliko nerazjasnenih pojavov, predvsem tistih, ki se nanašajo na nestacionarnost fluidnega toka. Ti problemi, povezani z razvojem kavitacije, so še posebej pomembni, saj pomenijo pri nekaterih črpalkah osnovni pogoj za pravilno uporabo. Dodatno se pojavljajo tu še vprašanja, ki so povezana z nestabilnostjo karakteristike črpalke, in to predvsem pri majhnih pretokih, kar ima svoj vzrok v razmerah v sesalnem ustju črpalke.

LITERATURA

- [1] F. Schweiger: Flow in Centrifugal Pumps Working at Part Capacity. NEL Report No. 245.
- [2] V. Kercan: Uroci nastanka, kriteriji i analiza kavitacije centrifugalnih pumpi I i II dio. — Magistrsko delo.
- [3] I. S. Pearsall, J. Forsyth: Cavitation Speed Scale Effects in Pumps. Symposium IAHR, Rome 1972.
- [4] W. Spannhaake: Eine Strömungstechnische Aufgabe der Kreiselforschung und ein Satz zu ihrer Lösung. Mitt. d. Inst. f. Strömungsmaschinen Karlsruhe, 1930.
- [5] I. Anton: »Curbe caracteristique de cavitatie la masinile hidraulice (turbine si pompe)«, Simpoziu Temisoara, Sep. 1964.
- [6] Lj. Pilić: »Utjecaj geometrije rotora na kavitacijo poluaksijalne pumpe«, Tehnika, br. 7, 1972.
- [7] P. Guiton: »Cavitation dans les pompes«, La Houille Blanche, No 6, 1962.

Naslov avtorjev: prof. dr. Franc Schweiger, dipl. ing.,
Fakulteta za strojništvo, Ljubljana
mag. Vladimir Kercan, dipl. ing.,
Turboinštitut, Ljubljana