

INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VULI"

TIMISOARA

FACULTATEA DE MECANICA

Ing. POCIOIANU FLAVIUS VIRGIL IOSIF

DEFINIREA, CALCULUL CARACTERISTICILOR SI CERCETAREA EXPERIMENTALA
A FENOMENULUI DE CAVITATIE IN LAGARELE HIDRODINAMICE CILINDRICE

TEZA PENTRU OBTINEREA TITLULUI DE DOCTOR INGINIER

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

CONDUCATOR ȘTIINȚIFIC

Acad. ANTON IOAN

- 1975 -

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
BIBLIOTECA CENTRALĂ	
Volumul Nr.	304-910
După	46 Lit. A

CUVINT ÎNAINTE

Dezvoltarea accelerată a industriei țării noastre a impus și va impune necesitatea cercetării științifice naționale ca un factor integrant al evoluției tehnicii, trăsătură accentuată în viitorul cincinal al revoluției tehnico-științifice.

Perspectiva dezvoltării atât a industriei energetice, respectiv construirea turboagregatelor de 650 MW^{*)}, cât și a industriei aérospatiale, implică utilizarea în viitor a lagărelor cu viteze periferice mari sau a celor care funcționează la presiuni scăzute, sub cea atmosferică. În condițiile de funcționare enumerate mai sus este posibilă apariția fenomenului de cavitație în lubrificația lagărelor, ceea ce a determinat inițierea cercetărilor prezentate în lucrarea de față.

Realizarea cercetărilor a fost posibilă numai ca urmare a condițiilor de studiu și cercetare create de statul nostru în cadrul Institutului Politehnic "Traian Vuia" din Timișoara, în particular la Catedra și Laboratorul de mașini hidraulice. În acest sens menționez ajutorul material primit în timpul stagiului de doctorantură cu scoatere din producție, efortul material pentru realizarea cercetărilor experimentale și posibilitățile acordate în utilizarea calculatoarelor de mare capacitate.

Experiența, tradiția în cercetare științifică de aproape 50 de ani, sfaturile prețioase și ajutorul efectiv primit la Catedra de mașini hidraulice din partea cadrelor didactice, tehnicienilor și muncitorilor au contribuit substanțial la realizarea obiectivelor propuse.

*) Congresul XI al PCR. Editura Politică 1975, pag. 305

In mod special, doresc să mulțumesc tov.Acad.Ioan Anton pentru deosebita atenție acordată în perioada formării mele ca cercetător în specialitatea de Mașini hidraulice, pentru conducerea lucrărilor și pentru remarcabilele sfaturi pe care mi le-a dat în timpul stagiului și la redactarea tezei de doctorat.

De asemenea, doresc să aduc mulțumiri tuturor celor care m-au ajutat la elaborarea tezei de doctorat.

Pe această cale doresc să menționez și recunoștința mea față de regretatul Acad. Stefan Hădășan, care mi-a îndrumat primii pași în cercetare.

C U P R I N S

	Pag.
Cap. I. INTRODUCERE	1
Cap. II. STUDIUL CURGERII LUBRIFIANTULUI IN LAGARE HIDRO-	
 DINIA ICE CILINDRICE	5
II.1 Cavitația în lagare.	5
II.2 Curgerea lubrifiantului în ipoteza filmului	
continuu	10
II.3 Curgerea lubrifiantului în prezența desprin-	
derii filmului	21
II.4 Fizica cavitației uleiurilor	25
II.5 Concluzii cu privire la direcțiile de cer-	
ostare.	38
Cap. III. CERCETARI TEORETICE ASUPRA FUNCTIONARII LAGARE-	
 LOR IN PREZENTA CAVITATIEI.	40
III.1 Determinarea condițiilor de incipiență a	
fenomenului de cavitație - curbe caracteris-	
tice de cavitație.	40
III.2 Stabilirea naturii fenomenului de cavitație	
a uleiurilor în lagărele hidrodinamice ci-	
lindrice	45
III.3 Desprindere sau cavitație	47
III.4 Concluzii	54
Cap. IV. METODA DE CALCUL A DISTRIBUTIILOR DE PRESIUNI	
 SI A PORTANTELOR.	56
IV.1 Condiții de tranziție de la curgerea lami-	
nară la cea turbulentă	56

	Pag.
IV.2 Calculul presiunilor și a portanței cu ajutorul soluției aproximative a ecuației Reynolds	59
IV.3 Calculul presiunilor și a portanței cu o metodă numerică de rezolvare a ecuației Reynolds	60
IV.4 Comparația rezultatelor obținute cu metoda numerică de calcul cu cele ale soluției aproximative	69
IV.5 Concluzii	74
Cap. V. CERCETARI EXPERIMENTALE ASUPRA FENOMENULUI DE CAVITATIE IN LAGARELE HIDRODINAMICE CILINDRICE.	76
V.1 Standul pentru studiul fenomenului de cavitație în lagăre	76
V.2 Metodici de măsurare a parametrilor cercetați	85
V.3 Rezultate experimentale. Distribuții de presiuni	88
V.4 Influența încărcării lagărului.	103
V.5 Influența vitezei periferice a fusului.	110
V.6 Influența presiunii de alimentare	114
V.7 Influența jocului radial relativ.	116
V.8 Visualizarea filmului de lubrifiant	118
V.9 Concluzii	124
Cap. VI. COMPARATIA REZULTATELOR EXPERIMENTALE CU CELE OBTINUTE TEORETIC PENTRU LUBRIFIANTUL INCOMPRESIBIL.	127
VI.1 Comparația rezultatelor experimentale cu cele teoretice.	127
VI.2 Analiza critică a modelului teoretic pentru lubrifiantul incompresibil	127

Cap. VII. MODELUL MATEMATIC AL CUNGERII LUBRIFIANTULUI BIFAZIC SI COMPARATIA REZULTATELOR TEORETICE CU CELE EXPERIMENTALE.	131
VII.1 Metodă de calcul a distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune pentru filmul de lubrifiant bifazic	131
VII.2 Compararea distribuțiilor teoretice ale coeficienților adimensionali de presiune cu cele experimentale	137
VII.3 Influența parametrilor funcționali ai lărgirii asupra curbelor caracteristice de cavitație.	140
VII.4 Compararea curbelor caracteristice de cavitație teoretice cu cele experimentale. . . .	145
VII.5 Concluzii	149
Cap.VIII. CONCLUZII GENERALE SI PRINCIPALELE CONTRIBUTII . .	152
BIBLIOGRAFIE.	155

CAPITOLUL I
INTRODUCERE

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
BIBLIOTECA CENTRALA

Dezvoltarea intensă a tehnicii lubrificației, ca urmare a creșterii continue a cerințelor referitoare la performanțele mașinilor, a impus orientarea cercetărilor și asupra următoarelor probleme : creșterea vitezelor periferice a fusului lagărului la valori de 10-40 m/s și folosirea lagărelor hidrodinamice în medii cu depresiuni apreciabile.

Această orientare a cercetărilor a fost determinată de dezvoltarea industriei mașinilor rotative, în special a turbinelor cu gaze sau abur /1, 2/, respectiv de industria aerospațială /16/ și cea de tehnică vidului.

Prezenta teză de doctorat abordează aspecte ale studiului fenomenului de cavitație în filmul de ulei din lagărele hidrodinamice cilindrice, fenomen care poate fi întâlnit în situațiile enumerate mai sus.

Studiul fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice cilindrice constituie o problemă complexă determinată de suprapunerea a două domenii ale mecanicii fluidelor, teoria fenomenului de cavitație și teoria lubrificației. În consecință, voi prezenta o scurtă evoluție a domeniilor acintite și congruența lor în problema cercetată.

Fenomenul de cavitație a fost prezis teoretic de către Lesclapart în 1754 și Reynolds în 1874 /3/. Noțiunea evoluției bulelor cavitaționale a fost detaliată de Lord Rayleigh în 1917 /71/. Studiul fenomenului de cavitație a fost aprofundat și diversificat într-un ritm accelerat, ca urmare a implicațiilor din ce în ce mai scurte în tehnică /37, 30/.

Principale cercetări experimentale, care semnalează prezența fenomenului de cavitație în lubrificație, sînt cele ale lui H. Hückler /52/, din 1952. Cercetările lui D. Dowson /24/ din 1957, G.I. Taylor /82/, G. Birkhoff /17 a, 17 b/, L. Floberg /29, 33/ și V.A. Agafonov /1, 2/, reiau studiul fenomenului de cavitație în lubrificație. Astfel, s-a ajuns la următorul stadiu al cercetărilor fenomenului de cavitație în lubrificație :

- s-a demonstrat teoretic și experimental posibilitatea existenței fenomenului de cavitație în lubrificația lagărelor hidrodinamice cilindrice /52, 82, 17 a, 17 b, 29, 33, 1, 53/
- s-a propus caracterizarea curgerii din punct de vedere cavitațional prin introducerea unui număr Thoma, corespunzător filmului de lubrifiant din lagăre ce rustogolire /17 a, 17 b/

Studiul fenomenului de cavitație implică cunoașterea distribuțiilor de presiuni și în special a presiunii minime din filmul de lubrifiant pe baza teoriei lubrificației.

Studiul sistematic experimental și teoretic al funcționării lagărelor reale lubrificate în regim hidrodinamic a fost abordat relativ tîrziu, față de necesitățile industriei moderne. Cu toate că ecuația diferențială a presiunilor din filmul de lubrifiant a fost formulată de Osborne Reynolds în 1886, de-abia după anii 1920 - 1925 și în special în jumătatea a doua a secolului nostru au apărut tratate științifice mai complete cu privire la lubrificația hidrodinamică a lagărelor /34, 46, 59, 85, 21, 87, 51, 90/.

Una din problemele critice ale teoriei lubrificației lagă-

relor hidrodinamice cilindrice a constituit-o și o constituie stabilirea condițiilor la limită pentru ecuația presiunilor. Dificultatea este determinată de insuficiențele cunoștințe referitoare la fenomenul de desprindere a filmului de lubrifiant sau de cavitația în zona nefecărcată a cuzinetului.

Condițiile la limită admise în teorie au evoluat de la cele de tip Sommerfeld, pentru filmul continuu de lubrifiant /84, 59, 40/, la condițiile semi-Sommerfeld sau Gunbol /59, 17/ apoi la cele de tip Swift-Stieber sau "gradient nul de presiune" /59, 17,24/ pentru filmul cu desprinderi. În prezent, cercetările teoretice și experimentale sînt orientate spre stabilirea unor condiții la limită care să descrie desprinderea filmului de lubrifiant ca cele la un strat limită (G.Birchoff /17/, H.Tipei /86/, Hauro Mori și colab. /40/ etc). De asemenea, sînt studiate efectele curgerii viscoase și a tensiunii superficiale a cuplului ulei-aer asupra desprinderii filmului (G.I.Taylor /81, 82/, P.G.Saffman /75/, J.S. Coyne și H.C. Alrod /23/, P.A.J.Scott /78/ etc.)

Menționez că în prezent nu există condiții la limită care să țină cont și de posibilitatea apariției fenomenului de cavitație.

Calculul cât mai exact a distribuțiilor de presiuni, a presiunii minime și a portanței lagîrului finit este o problemă dificilă și în cazul unui film continuu. În plus, apariția fenomenului de desprindere sau de cavitație ridică unele de întrebare asupra certitudinii rezultatelor de calcul, datorită condițiilor la limită necorespunzătoare fenomenelor reale.

În general soluțiile teoretice propuse de rezolvare a ecuației presiunilor conțin aproximații pentru simplificarea calcu-

lor, care totuși sînt caracterizate printr-un volum mare de muncă /84, 46/. Tendința recentă e constituie introducerea metodelor numerice de rezolvare a ecuației diferențiale a presiunilor /59/.

Pe baza cunoștințelor actuale, avînd avantajul de a dispune de cercetările întreprinse la "școala" de teoria fenomenului de cavitație din Institutul Politehnic Timișoara și la "școala" de teoria lubrificației de la Institutul de Mecanica Fluidelor București, prezenta lucrare aduce unele contribuții la fizica cavitației în lubrificație, la definirea unor curbe caracteristice de cavitație și la studiul influenței parametrilor lagarului asupra funcționării cavitaționale.

CAPITOLUL II

STUDIUL CURBERII LUBRIFICANTULUI ÎN LAGARE

HIPODINAMICS CILINDRICE

II.1 Cavitatea în lagăre

Soluția de tip Sommerfeld a ecuației diferențiale a presiunilor, stă în cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice de lungime infinită cât și la cele de lungime finită, indică existența unor depresii antisimetrice în zona divergentă a filmului de lubrifiant continuu incompresibil față de presiunile din zona convergentă, în raport cu un plan perpendicular pe fila în dreptul grosii minime (vezi paragraful II.2 fig.II.4 ; capitolul III; /59/ p.43 fig.3-4).

Deoarece presiunile maxime din lagărele cilindrice, folosite în construcția de mașini, depășesc cu mult valoarea de o atmosferă, ar rezulta că depresionile să devină tensiuni mari de întindere, care ar trebui să provoace apariția fenomenului de cavitație.

Evident, apariția fenomenului de cavitație micșorează puternic portanța lagărelor față de cea calculată cu soluții de tip Sommerfeld și astfel cercetarea acestui fenomen a devenit necesară pentru realizarea unei metode veridice de proiectare.

Primele cercetări asupra fenomenelor care apar în zona divergentă a interstițiului fus-cuzinet, menționate în literatura de specialitate, sînt cele ale lui Gumbel din 1917 /52/. Gumbel a descoperit fenomene de desprindere a filmului de lubrifiant în zona divergentă a interstițiului fus-cuzinet, însoțite de formarea unor cavități "degeț" ou depresii de valori neglijabil de mici. Aceste cercetări, împreună cu alte studii experimentale (expuse în paragraful II.3), au condus la concepția, că teoria lubrifice-

ției trebuie orientată spre găsirea unor condiții la limită co-responsabile numai desprinderilor filmului de lubrifiant în prezența unor presiuni apropiate de cea a mediului ambiant de funcționare a lagărului. Din păcate aceste desprinderi de forma unor degete au fost denumite "cavități", de unde o serie de lucrări, care au tratat fenomenul desprinderii filmului de lubrifiant, au fost denumite eronat studii de "cavitatie" a lubrifiantului din lagăre.

Din informațiile avute de autor, rezultă că prima cercetare care menționează prezența unor depresiuni apreciabile (aproape -1 da/cm^2) în zona divergentă a interstițiului fus-cuzinet în lagărele hidrodinamice cilindrice este cea a lui Stribeck din 1932 (/52/ vezi diagramele 17, 19, 21 și 23). Însă, Stribeck nu s-a ocupat de studiul fenomenului de cavitatie și a neglijat aceste depresiuni în calculul parametrilor globali ai lagărelor.

Dowson, în 1957, a ridicat din nou problema existenței regimurilor de funcționare a lagărelor în care filmul prezintă depresiuni apreciabile în zona divergentă a interstițiului fus-cuzinet /24/.

Abia în 1964, G.I.Taylor /82/ și G.Birkhoff /17 a și b/ clarifică posibilitatea existenței fie a fenomenului de desprindere, fie a celui de cavitatie, în funcție de regimul de funcționare a lagărului.

Taylor /82/ diferențiază "degetele" obținute în zona divergentă a interstițiului fus-cuzinet în funcție de fenomenul care le-a produs. Astfel, "degetele" cavitationale ocupă întreg interstițiul și separă coloane de ulei orientate în sensul curgerii, ce transportă majoritatea lubrifiantului. "Degetele" de des-

prindere nu ocupă decât o porțiune din grosimea interstițiului, restul fiind o folie de film de ulei care transportă majoritatea lubrifiantului. Separarea "degetelor" de desprindere între ele se face prin niște vîne subțiri de ulei. Forma "degetelor" la acunțe este turtită pentru cele de desprindere și pronunțat de ascuțită la cele cavitaționale.

Birkhoff /17 a/ definește pentru prima oară, în 1964, un parametru care caracterizează curgerea lubrifiantului din punct de vedere cavitațional, sub forma numărului Thoma.

Cercetările experimentale ale lui V.A. Agafonov /1, 2/, efectuate aproximativ în aceeași perioadă cu lucrările de sinteză a lui G.I. Taylor /32/ și G. Birkhoff /17 a și 17 b/, vin să confirme prezența fenomenului de cavitație în zona divergentă a interstițiului dintr-un lagăr hidrodinamic cilindric la anumite regimuri de funcționare.

Încercările efectuate de V.A. Agafonov au fost efectuate cu un lagăr de lungime relativă $\lambda = L/D = 0,735$ și cu un joc radial relativ $\psi = 0,0028$. S-au folosit două variante de cuzinet, unul din oțel în care s-au atins viteze periferice de 47 m/s și altul din plexiglas (transparent) pentru fotografierea filmului, în care s-au atins viteze maxime de 35 m/s. Diametrul unghi al fusului a fost de 150 mm.

În fig. II.1 sînt redate trei distribuții de presiuni măsurate în lagăr corepunătoare regiunilor indicate în figură. Analizînd aceste distribuții de presiuni se constată că pentru aceeași presiune medie de încărcare ($5,3 \text{ daN/cm}^2$) la viteză unghiulară $\omega = 52 \text{ rad/s}$ se obține o presiune minimă de aprox. 500 mm.c.m.g iar la $\omega = 465 \text{ rad/s}$ se măsoară o presiune de 30 mm.c.m.g /1/.

In cadrul cercetărilor /1/ s-a constatat că odată cu creșterea turației (respectiv a vitezei periferice) s-au reliefat următoarele fenomene în zona divergență a interstițiului fus-cuzinet (zona nefecărcată a lagărului) :

- La turații mai mari de 100 - 200 rot/min și la presiuni medii mai mari de $0,5 \text{ daN/cm}^2$ apare desprinderea filmului de lubrifiant sub formă de "dește". Presiunea în zona desprinsă este egală sau puțin mai joasă ca cea atmosferică.

- La turații mai mari de 1500 - 2000 rot/min, "deștele" își pierd stabilitatea și se fărâșează formând o emulsie de ulei cu aer. Depresiunea din zona sus menționată crește la 200-300 mm c.mg (vezi curba 1 fig. II.1).

- Pentru turații mai mari de 3500 - 4000 rot/min scurșarea uleiului devine cavitațională și este caracterizată prin creșterea intensă a depresiunii până la aproximativ 700 mm c.mg și transformarea filmului într-o masă neîntreruptă de spumă albă.

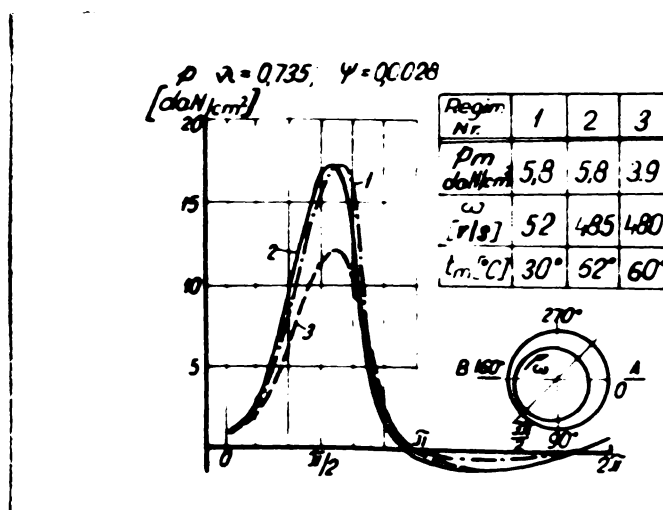


Fig. II.1

Spre deosebire de cercetările lui V.A. Agafonov /1, 2/, G.I. Taylor /82/ menționează că fenomenul de cavitație din filmul de ulei ar fi vizibil sub forma unor fișii continue de bule transportate de fus.

În privința diferenței destul de mari dintre presiunea critică de apariție a fenomenului de cavitație în lagăre (aprox. 36 mm.c.Hg) și presiunea de vaporizare a uleiurilor (vezi tab. nr.II.2) se poate arăta, că cercetările experimentale de cavitație efectuate asupra uleiurilor folosite în acționări hidraulice au prezentat un fenomen asemănător /16/. Concluzia cercetărilor arătate este că presiunea critică de apariție a cavitației este în general mai mare ca presiunea de vaporizare și variază în limite largi în funcție de calitatea uleiului, temperatură, conținut de aer și viteza de variație a presiunii /16/.

← * *la aspirație a pompei*
Astfel, valoarea presiunii *la aspirație* la care apar bule în uleiurile AMG-10, ulei de transformator și industrial 20 (uleiuri sovietice), la temperatura de 16°C, este egală cu 380, 280 respectiv 220 mm c.Hg. Creșterea temperaturii determină creșterea presiunii *la aspirație* critice. De exemplu, în cazul unui ulei industrial 20 la temperaturile de 18, 40, 60 și 100°C presiunea *la aspirație* critică este egală cu 220, 425, 520 respectiv 585 mm c.Hg. De asemenea, creșterea conținutului de aer dizolvat conduce la creșterea presiunii critice de apariție a bulelor în ulei. Astfel, în cazul uleiului industrial 20 la temperatura de 60° supus la un vid de 500 mm c.Hg, timp de o oră, pentru extragerea aerului, presiunea *la aspirație* critică este de 210 mm Hg, iar la un vid de 300 mm Hg presiunea *la aspirație* critică este de 320 mm Hg și la un ulei identic dar necesarul este de 500 mm Hg /16/. La variații bruște a presiunii, ca scurgerea cu viteze mari în distribuitoare și supape cu strângeri puternice de secțiune, presiunea critică de apariția cavitației este apropiată de presiunea de vaporizare /16/.

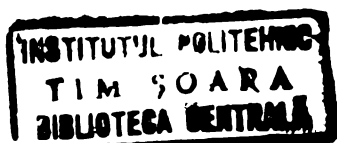
Toți factorii enumerați mai sus sînt dependenți de conți-

* Adăugând o corelație între presiunea la aspirație a unei pompe volumice, în momentul apariției cavității gazoase și presiunea critică la cavităție, studiul presiunii la aspirație pompei va reflecta influența parametrilor asupra presiunii critice de aspirație a cavității.

In privința diferenței destul de mari dintre presiunea critică de apariție a fenomenului de cavitație în lagăre (aprox. 36 mm.c.Hg) și presiunea de vaporizare a uleiurilor (vezi tab. nr.II.2) se poate arăta, că cercetările experimentale de cavitație efectuate asupra uleiurilor folosite în acționări hidraulice au prezentat un fenomen asemănător /16/. Concluzia cercetărilor arătate este că presiunea critică de apariție a cavitației este în general mai mare ca presiunea de vaporizare și variază în limite largi în funcție de calitatea uleiului, temperatură, conținut de aer și viteza de variație a presiunii /16/.

← * *la aspirație a pompei*
Astfel, valoarea presiunii la care apar bule în uleiurile AM-10, ulei de transformator și industrial 20 (uleiuri sovietice), la temperatura de 16°C, este egală cu 380, 280 respectiv 220 mm c.Hg. Creșterea temperaturii determină creșterea presiunii critice *la aspirație*. De exemplu, în cazul unui ulei industrial 20 la temperaturile de 18, 40, 60 și 100°C presiunea critică *la aspirație* este egală cu 220, 425, 520 respectiv 585 mm c.Hg. De asemenea, creșterea conținutului de aer dizolvat conduce la creșterea presiunii critice de apariție a bulelor în ulei. Astfel, în cazul uleiului industrial 20 la temperatura de 60° supus la un vid de 500 mm c.Hg, *la aspirație* timp de o oră, pentru extragerea aerului, presiunea critică *la aspirație* este de 210 mm Hg, iar la un vid de 300 mm Hg presiunea critică *la aspirație* este de 320 mm Hg și la un ulei identic dar nedezaerat este de 500 mm Hg /16/. La variații bruște a presiunii, ca scurgerea cu viteze mari în distribuitoare și supape cu strângeri puternice de secțiune, presiunea critică de apariția cavitației este apropiată de presiunea de vaporizare /16/.

Toți factorii enumerați mai sus sînt dependenți de conți-



nutul de gaze în ulei. Astfel, coeficientul de solubilitate dependent de calitatea uleiului influențează conținutul de aer dizolvat (vezi paragraful II.4), de unde rezultă că un coeficient de solubilitate mai mare determină o presiune critică mai mare. De asemenea, deoarece coeficientul de solubilitate crește liniar cu temperatura /16, p.36), mărirea temperaturii va conduce la mărirea presiunii critice. Viteza de variație a presiunii influențează presiunea critică de apariție a cavitației prin aceea că în cazul unor viteze mari nu se acordă timp suficient difuziunii aerului din ulei în bulă și astfel presiunea critică se apropie de presiunea de vaporizare a uleiului /58, 61/.

Din prezentarea stadiului actual al problematicei cercetărilor de cavitație în lagăre rezultă că se necesită : aprofundarea și particularizarea teoriei fenomenului de cavitație a lichidelor la curgerea și proprietățile fizice a uleiurilor, obținerea unei metode de calcul cât mai exacte a distribuțiilor de presiuni și a presiunii minime și studierea condițiilor de desprindere a filmului de lubrifiant.

În acest sens, în capitolul prezent se analizează rezultatele cercetărilor existente referitoare la domeniile sus menționate.

Menționăm că prezenta lucrare se ocupă numai de studiul cavitației în lagărele hidrodinamice cilindrice încărcate static, însă fenomenul de cavitație este semnalat și în cazul încărcării dinamice /41, 53/.

II.2 Curgerea lubrifiantului în ipoteza filmului continuu

Curgerea lubrifiantilor în lagărele hidrodinamice este de fapt curgerea unui fluid viscos între doi pereți solizi cu nișoo-

re relativă între ei (vezi figura 11.2).

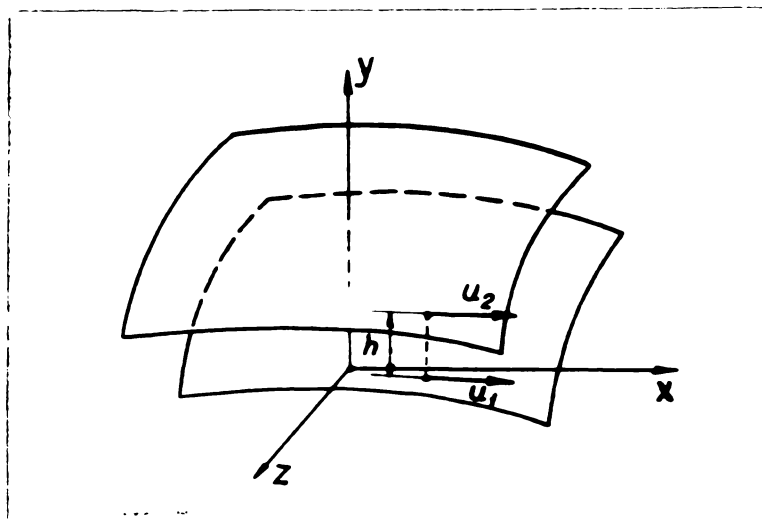


Fig. 11.2

Admitem că axele de coordonate x și z se află în planul tangent filmului, iar axa y este perpendiculară pe film.

Ecuațiile de mișcare a fluidelor [19, 24, 24, 29] pot fi simplificate în cazul curgerii lubrifianților în lagirele hidrodinamice pe baza următoarelor ipoteze [24 p.56-59 ; 20 p.45]:

1. Grosimea filmului de lubrifiant h este mult mai mică decât dimensiunile filmului în direcția axelor x și z ;
2. Variația de presiune după axa y este nulă ;
3. Curgera lubrifianțului este laminară ;
4. Forțele masice sînt neglijabile ;
5. Termenii inerțiali ai ecuațiilor mișcării sînt neglijabili ;
6. Nu există alunecare între fluid și suprafețele solide ;
7. Se neglijează toți termenii ecuațiilor mișcării care conțin derivate ale componentelor vitezei fluidului, cu excepția celor compuși din $\partial^2 v_x / \partial y^2$ și $\partial^2 v_z / \partial y^2$, ca urmare a faptului că vitezele v_x și v_z sînt mult mai mari ca v_y și a ipotezelor nr.1 și 2.

Valabilitatea acestor ipoteze a fost demonstrată prin studiul ordinului de mărime a fiecărui termen a ecuațiilor mișcării adimensionalizate /84 p.57-59, 20 p.46/.

Conform ipotezelor de mai sus, ecuațiile de mișcare se reduc la forma următoare :

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad (11.1)$$

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2}$$

Condițiile la limită pentru curgerea lubrifiantului între doi pereți solizi sînt următoarele :

$$\begin{aligned} \text{pentru } y = 0 \text{ avem } v_x &= U_1 ; v_z = 0 \text{ și } v_y = 0 \\ \text{pentru } y = h \text{ avem } v_x &= U_2 ; v_z = 0 \text{ și } v_y = 0 \end{aligned} \quad (11.2)$$

Ecuațiile de mișcare ale lubrifiantului (11.1) pot fi integrate folosind condițiile la limită (11.2) și se obțin următoarele expresii pentru vitezele v_x și v_z :

$$v_x = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y(y-h) + \frac{h-y}{h} U_1 + \frac{y}{h} U_2 \quad (11.3)$$

$$v_z = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} y(y-h)$$

Înlocuind expresiile vitezelor v_x și v_z în următoarea ecuație de continuitate :

$$\frac{\partial (\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (11.4)$$

și integrînd în raport cu y se obține în final o ecuație diferențială a presiunilor din filmul de lubrifiant, denumită uneori, în

literatură, ecuația Reynolds generalizată (Ecuația Reynolds este ecuația dedusă pentru lubrifianți incompresibili). Expresia acestei ecuații este următoarea :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6(U_1 - U_2) \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} + 6\rho h \frac{\partial}{\partial x} (U_1 + U_2) + 12 \rho v \quad (II.5)$$

În cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice încărcate static vitezele tangențiale U_1 și U_2 sînt constante iar viteza radială v este nulă. Se introduce notația :

$$U = U_1 - U_2$$

Ecuația presiunilor la lagărele hidrodinamice cilindrice are expresia următoare (pentru lubrifianți compresibili):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6 U \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} \quad (II.6)$$

În ipoteza unui film de lubrifianți continuu în întreg interstițiul unui lagăr hidrodinamic cilindric, condițiile la limită sînt de tip Sommerfeld /54 p.80 ; 59 p.43/, adică presiunea este o funcție periodică de unghiul de poziție θ (vezi notații în fig.II.3), iar la $\theta = 0$ și π presiunea este egală cu presiunea mediului ambiant.

Respectiv, admitem următoarele :

$$p(\theta) = p(\theta + 2\pi) \quad \text{și pentru } \theta = 0 \text{ avem } p(\theta) = p_a \quad (II.7)$$

Ecuația diferențială (II.6) a fost rezolvată exact în ipoteza unui lagăr infinit lung, folosind condițiile la limită (II.7).

S-a obținut soluția Sommerfeld a ecuației presiunilor, care are aspectul următor /59 p.43/ :

$$p = p_a + \frac{6\mu U R}{j^2} \frac{(2 + \varepsilon \cos \theta) \sin \theta}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} \quad (11.8)$$

unde : R - este raza ousinetului aproximativ egală cu raza fusu-
lui r

$$j = R - r - \text{este jocul radial} \quad (11.9)$$

$$\varepsilon = \frac{e}{j} = \frac{\text{excentricitate}}{\text{joc radial}} = \text{excentricitate relativă} \quad (11.10)$$

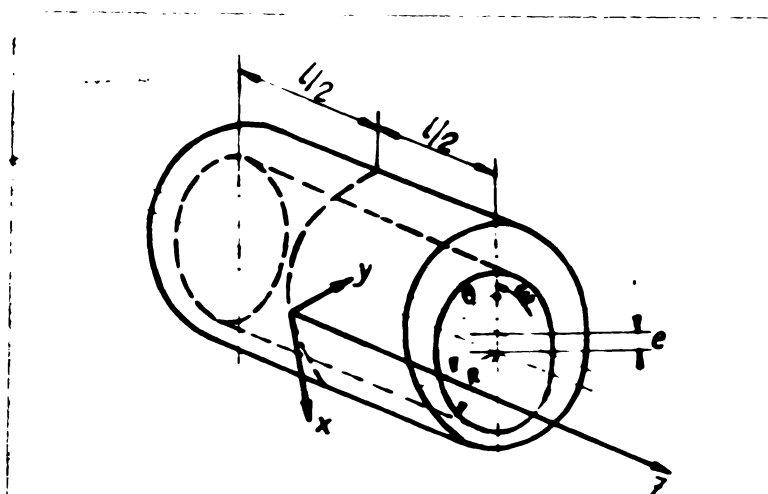


FIG. 11.3

În cazul lagărelor finite, ecuației diferențiale a presiunilor i se adaugă în plus următoarele condiții la limită, corespunzătoare condițiilor de la marginile laterale ale lagărului :

- pentru $z = \pm \frac{l}{2}$ avem :

$$p = p_a \quad (11.11)$$

În continuare este prezentată soluția aproximativă a ecuației Reynolds (ecuația diferențială a presiunilor).

Ecuația Reynolds (11.6) a fost rezolvată de N. Tipei, obținându-se o soluție aproximativă, pornindu-se de la următoarele observații /84, 59/ : membrul al doilea al ecuației (11.6) este funcție numai de coordonata x și ecuația diferențială este liniară. Soluția generală a fost construită cu ajutorul a două soluții

particulare. Una dintre soluțiile particulare corespunde lagărului infinit lung, adică este soluția p_∞ a ecuației diferențiale (II.6) fără al doilea termen din membrul stâng. Iar cealaltă soluție particulară p^* corespunde ecuației diferențiale (II.6) fără membrul drept. Astfel soluția generală se scrie sub forma următoare /34 p.193/ :

$$p = p_\infty - p^* \quad (\text{II.12})$$

Admițându-se o variație a viscozității uleiului în film, (caracterizată de o relație de forma /84 rel.3.1/) se obține prin integrare soluția particulară a lagărului infinit lung de forma următoare /85 rel.2.8/ :

$$p_\infty = 6 \nu \frac{\mu_1}{h^3} \int \frac{1}{h^{2-q}} \left(1 - \frac{h_0}{h}\right) dx + c_2 \quad (\text{II.13})$$

unde h_0 este grosimea filmului în dreptul proximii uscate ($\frac{dp}{dx} = 0$), c_2 este o constantă de integrare și q este un parametru care reprezintă variația viscozității din film de urmare a degajării de căldură prin frecare. S-a admis următoarea dependență a viscozității de grosimea filmului de lubrifiant și parametrul q :

$$\mu = \mu_1 \left(\frac{h}{h_1}\right)^q \quad (\text{II.13 a})$$

unde indicele 1 reprezintă secțiunea de intrare.

Deoarece această soluție este funcție de h respectiv x , ea poate fi dezvoltată în serie sub forma /85 rel.2.20/ :

$$p = p_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n x^n \quad (\text{II.14})$$

unde p_0 este presiunea mediului ambiant și a_n sînt coeficienții seriei.

Soluția particulară p^* poate fi pusă sub formă unei serii de produse a cîte două funcții $f_{\chi_m}(x)$ și $f_{\chi_m}(z)$. Dacă χ_m este un parametru arbitrar, se poate folosi următoarea formă de exprimare a funcțiilor amintite mai sus /35, rel.2.19/ :

$$p^* = \sum_{m=1}^{\infty} f_{\chi_m}(x) f_{\chi_m}(z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \text{ch}(\sqrt{\chi_m} \cdot z) \cdot a_{mn} x^n \quad (11.15)$$

Punind condițiile la limită următoare, care rezultă prin estinderea lagărului la infinit ($b \rightarrow \infty$) :

$$p = p_{\infty}$$

rezultă :

$$a_n = \sum_{m=1}^{\infty} a_{mn} \quad (11.16)$$

ceea ce permite determinarea coeficienților a_{mn} pentru fiecare m .

Soluția generală sub formă finală pentru lagăre hidrodinamice are aspectul următor /34, 35, rel.2.22/ :

$$p = p_0 + \sum_{m=1}^{\infty} \left[1 - \frac{\text{ch}(\sqrt{\chi_m} z)}{\text{ch}(\sqrt{\chi_m} \cdot \frac{b}{2})} \right] a_{mn} x^n \quad (11.17)$$

În cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice, în ipoteza filmului de lubrifiant continuu (relația 11.17), s-a dedus următoarea formulă pentru calculul presiunii într-un lagăr finit de lungime relativă λ pentru un parametru q care are /34, 35, rel. 2.30 și 2.31/ :

$$p = p_0 + \frac{6\mu_1 \cdot U \cdot R \cdot \varepsilon}{c^2 (1+\varepsilon)^2 (1-\varepsilon^2)^{1-q}} \cdot \frac{1 - \frac{1}{2} \varepsilon^2 (1-q) (2 - \frac{q}{2})}{1 + \frac{1}{2} \varepsilon^2 (1-q) (1 - \frac{q}{2})} \cdot \left. \begin{aligned} & \frac{1}{(1+\varepsilon \cos \theta)^2} \cdot \left(1 - \frac{\text{ch} \frac{\sqrt{\beta_{12}}}{R} z}{\text{ch} \lambda \sqrt{\beta_{1q}}} \right) \cdot \left\{ \sin \theta + \left[\frac{A_{12q}}{A_{11q}} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1 - \frac{1}{\text{ch} 2\lambda}}{1 - \frac{1}{\text{ch} 2\sqrt{\beta_{1q}}} } \left(\frac{A_{12q}}{A_{11q}} - \frac{1 - \frac{1}{2} (1-q) [1 + \varepsilon^2 (1 - \frac{q}{2})]}{1 - \frac{1}{2} (1-q) (2 - \frac{q}{2})} \cdot \frac{\varepsilon}{2} \right) \right] \sin 2\theta \right\} \end{aligned} \right\} \quad (11.18)$$

unde :

$$\beta_{1q} = 0,83292 + 0,09828 q + (0,7412 - 0,49992 q) \varepsilon \quad (11.19)$$

$$\frac{A_{12} q}{A_{11} q} = 0,05386 q - 0,03816 + (0,6524 - 0,0254 q) \varepsilon$$

Coefficientul adimensional de presiune este definit în modul următor :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\mu \omega / \psi^2} \quad (11.20)$$

Coefficientul adimensional de portanță a lagărului are expresia următoare :

$$C_{pm} = \frac{p_m}{\mu \omega / \psi^2} \quad (11.21)$$

unde p_m este presiunea medie de încărcare a lagărului, respectiv:

$$p_m = \frac{P}{2 R b} \quad (11.22)$$

În ipoteza condițiilor la limită "semi-Sommerfeld" (vezi paragraful 11.3) se obțin două componente a portanței lagărului, respectiv avem doi coeficienți de portanță unul corespunzător normalei pe linia centrelor lagăr-fus și altul corespunzător tangentei la această linie. Relațiile pentru calculul acestor coeficienți de portanță, $(C_{pm})_n$ și $(C_{pm})_t$ au fost deduse în tratatul /85/ și au aspectul următor :

$$(C_{pm})_{n_{0-\pi}} = \frac{1}{(1-\varepsilon^2)^{1-q}} \cdot \frac{1 - \frac{\varepsilon^2}{2} (1-q) (2 - \frac{q}{2})}{1 + \frac{\varepsilon^2}{2} (1-q) (1 - \frac{q}{2})} \cdot \left(1 - \frac{th \lambda \sqrt{\beta_{1q}}}{2 \sqrt{\beta_{1q}}} \right) \frac{\sqrt{\lambda}}{\varepsilon} \left[\frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1 + \frac{4\bar{a}}{\varepsilon} \left(1 - \frac{2-\varepsilon^2}{2\sqrt{1-\varepsilon^2}} \right) \right] \quad (11.23)$$

$$\begin{aligned}
 (C_{pm})_{t=0-\pi} &= \frac{1}{(1-\varepsilon^2)^{1-q}} \cdot \frac{1 - \frac{\varepsilon^2}{2}(1-q)(2 - \frac{q}{2})}{1 + \frac{\varepsilon^2}{2}(1-q)(1 - \frac{q}{2})} \cdot \\
 &\cdot \left(1 - \frac{\text{th } \lambda \sqrt{\beta_{1q}}}{\lambda \sqrt{\beta_{1q}}} \right) \left[\frac{2}{1-\varepsilon^2} - \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} - \right. \\
 &\left. - 4 \bar{a} \left(\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon^2} + \frac{2}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2} \ln \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \right] \quad (11.24)
 \end{aligned}$$

in care coeficientul \bar{a} este calculat cu relația următoare /85 rel. 3.5/ :

$$\bar{a} = \frac{A_{12q}}{A_{11q}} - \frac{1 - \frac{1}{\text{ch } 2\lambda}}{1 - \frac{1}{\text{ch } \lambda \sqrt{\beta_{1q}}}} \left(\frac{A_{12q}}{A_{11q}} - \frac{1 - \frac{1}{2}(1-q)[1 + \varepsilon^2(1 - \frac{q}{2})]}{1 - \frac{1}{2}\varepsilon^2(1-q)(2 - \frac{q}{2})} \cdot \frac{\varepsilon}{2} \right) \quad (11.25)$$

Alura distribuțiilor de presiuni într-un lagir cu film continuu de lubrifiant în întreg interstițiul este dată în fig. II.4. Condițiile la limită "semi-Sommerfeld" admit existența presiunilor în domeniul $\theta \in (0, \sqrt{\pi})$ și consideră că în domeniul $\theta \in (\pi, 2\sqrt{\pi})$ presiunea este egală cu presiunea ambiantă, deci se neglijează aria hașurată de sub axă din fig. II.4. Dacă vom căi trecem de la coeficienții de portanță calculați în ipoteza "semi-Sommerfeld" la cei existenți în ipoteza filmului continuu trebuie să folosim următoarele relații :

$$(C_{pm})_{n=0-\pi} = 2 (C_{pm})_{n=0-\sqrt{\pi}} \quad (11.26)$$

$$(C_{pm})_{t=0-\sqrt{\pi}} = 0$$

Coeficientul de portanță al lagirului este definit /85, rel. 3.7/ în funcție de $(C_{pm})_n$ și $(C_{pm})_t$ sub forma următoare :

$$C_{pm} = \frac{3 \sqrt{(C_{pm})_n^2 + (C_{pm})_t^2}}{(1+\varepsilon)^2} \quad (11.27)$$

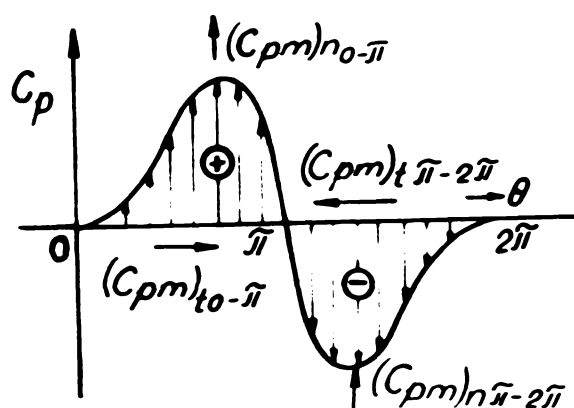


Fig. II.4

Decorece coeficienții a_n , a_{mn} și χ_m din relațiile (II.16), (II.17), (II.18) și (II.19), teoretic au infinit de multe valori, iar pentru deducerea relațiilor (II.18), (II.19), (II.23), (II.24) și (II.25) s-a luat un număr limitat (vezi /85 paragraful 4.5.6.1/), soluția propusă în lucrările /84/ și /85/, prezentată mai înainte, a fost denumită soluția aproximativă a ecuației Reynolds.

Există regimuri de funcționare a lagărelor hidrodinamice în care distribuția presiunilor din lagăr este identică cu cea indicată de teoria lubrificației folosind condițiile la limită (II.13). În aceste situații filmul de lubrifiant este continuu în întreg interstițiul fus-cusinet. Continuitatea filmului în întreg lagărul apare, în general, la excentricități relative mici, respectiv pentru încălcări mici și viteze mari.

În figurile II.5 și II.6 sînt redată distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune măsurați experimental de L. Floberg la un lagăr de lungime relativă $\lambda = L/2R = 1,333$, pentru o excentricitate relativă $\varepsilon = 0,18$, respectiv la un lagăr cu $\lambda = 1$ și $\varepsilon = 0,4$ /43/.

Coeficienții adimensionali de presiune au fost calculați cu relația următoare :

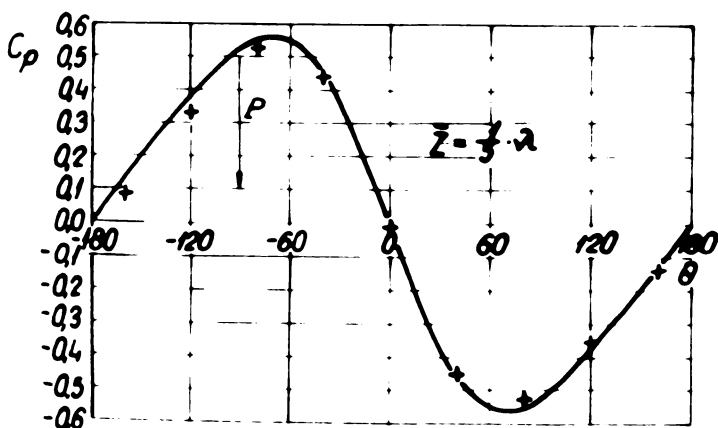
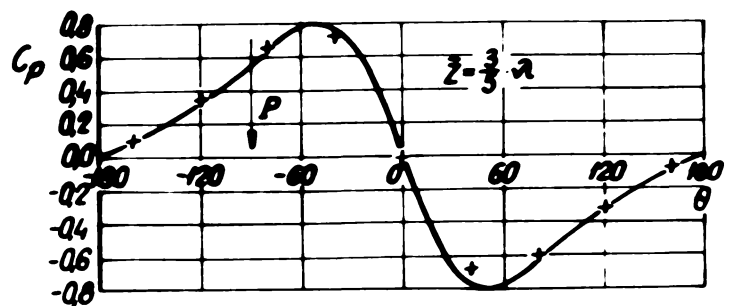
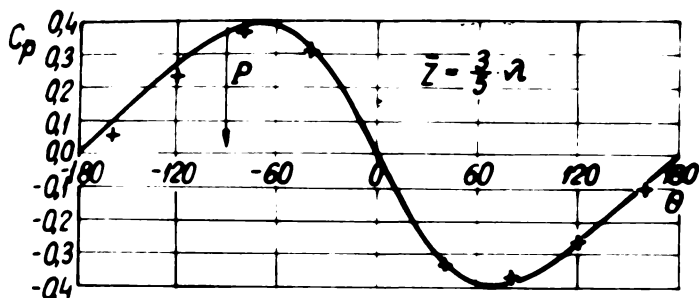
$$C_p = \frac{p \psi^2}{\mu \omega}$$

unde : - p este presiunea din film

- $\psi = c/R = \text{joc radial/roșă} = \text{joc radial relativ}$

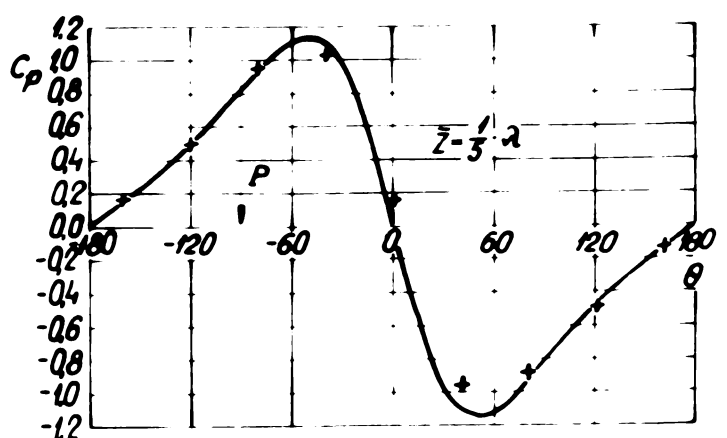
- μ este viscozitatea

- ω este viteza unghiulară a fusului



$\lambda = \frac{1}{3}; \epsilon = 0.18$

Fig. II.5



$\lambda = 1; \epsilon = 0.4$

Fig. II.6

În fiecare figură sînt redată două distribuții corespunzătoare la coordonata axială adimensionalizată $\bar{z} = (1/5) \lambda$ și $\bar{z} = (3/5) \lambda$. Coordonata axială adimensionalizată este calculată conform relației :

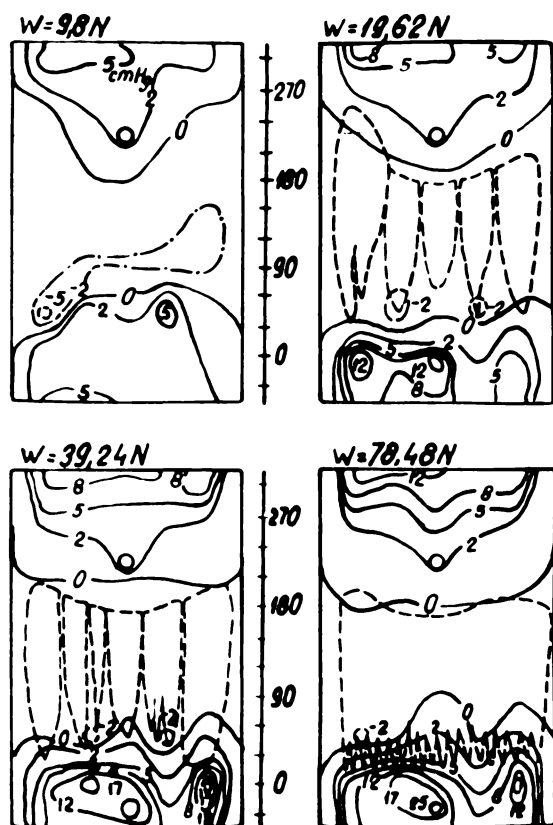
$$\bar{z} = z/R$$

unde z este coordonata axială (după generatoarea fusului).

11.3 Cum se formează și se desprinde filmul de lubrifiant în procesul de funcționare a lagărelor hidrodinamice cilindrice prin executarea de cusături transparente a cavității de forma unor "degete" în regiunea divergentă a interstițiului fus-cuzinet ($\pi < \theta < 2\pi$) /59, 81, 82, 43, 32, 29, 30, 27, 40, 30, 24/. Aceste cavități apar ca urmare a desprinderii filmului de lubrifiant de una din suprafețele solide, iar forma de "degete" este determinată de instabilitatea suprafeței de separație dintre lubrifiant și cea ca urmare a existenței tensiunii superficiale /75, 103, 104/.

Vizualizarea curentului de lubrifiant în lagărele hidrodinamice cilindrice prin executarea de cusături transparente a cavității de forma unor "degete" în regiunea divergentă a interstițiului fus-cuzinet ($\pi < \theta < 2\pi$) /59, 81, 82, 43, 32, 29, 30, 27, 40, 30, 24/. Aceste cavități apar ca urmare a desprinderii filmului de lubrifiant de una din suprafețele solide, iar forma de "degete" este determinată de instabilitatea suprafeței de separație dintre lubrifiant și cea ca urmare a existenței tensiunii superficiale /75, 103, 104/.

Distribuția de presiune măsurată experimental într-un lagăr hidrodinamic cilindric finit, în care apar desprinderi de forma unor "degete", sunt redate în figura 11.7 /40/ pentru patru încălziri ale lagărului.



$\alpha=1$; $2C=218 \mu m$; $n=1000 \frac{rot}{min}$

Fig. 11.7

Se constată că în dreptul desprinderilor, a "degetelor", apare un minim îngust al presiunii, iar apoi presiunea din film și cea din cavitățile devine egală cu presiunea ambiantă în care funcționează lagărul. De asemenea, se observă că odată cu creșterea încălzirii, respectiv cu micșorarea

rea grosimii minime a filmului și creșterea excentricității relative, numărul "degetelor" pe unitatea de lungime crește /40, 55/.

Desprinderea filmului sub formă de "degete" apare și în logirele de rostogolire sau alunecare de tip cilindru-cilindru, cilindru-placă etc. /59, 28, 31, 73, 33, 24/. Studiul acestui fenomen este important pentru industria depunerilor de emulsi pe diverse suporturi (fabricii de filme).

Condițiile la limită impuse filmului de lubrifiant pentru desprinderea sub formă de "degete", în teoria lubrificației, constituie o problemă mult discutată în literatură de specialitate. Astfel ipotezele referitoare la condițiile la limită sînt următoarele (expunerea este în ordinea cronologică a conținerii ipotezelor) :

a). Filmul de lubrifiant se desprinde în dreptul grosimii minime la presiunea $p = p_0$, iar în regiunea $\theta \in (\pi, 2\pi)$ presiunea este constantă și egală cu presiunea ambiantă (p_0). Această ipoteză a fost folosită în primele lucrări de teoria lubrificației /84/ și a condus la așa numita "soluție semi-Sommerfeld" a ecuației presiunilor și a fost denumită ipoteza Gumbel /59,17/.

Distribuțiile de presiuni teoretice prezintă următoarele neconcordanțe cu rezultatele experimentale :

- Incipiența cavităților "deget", deci a desprinderii în logirele reale este la unghiuri mari de $\theta = \pi$
- s-au măsurat depresiuni înaintea desprinderii (vezi fig. II.7 și lucrarea /30/)
- s-au măsurat, la unele regimuri de funcționare a logirelor, depresiuni în întregul sens al desprinderii /33, 52, 1/

b). Filmul de lubrifiant lichid se desprinde la presiunea $p = p_g$ și în ipoteza unui gradient nul de presiune $dp/d\theta = 0$. Această condiție la limită a fost formulată de Swift și Stieber /59, 17, 24/. Nici condițiile la limită Swift-Stieber nu conduc la distribuții de presiuni care să explice prezența depresiunilor. În plus, G. Birkhoff /17/ demonstrează că aceste condiții la limită nu conduc la soluții unice a ecuației presiunilor.

Totuși condițiile la limită Swift-Stieber au fost cel mai mult folosite pentru rezolvarea ecuației presiunilor la elaborarea metodelor de proiectare a lagirelor hidrodinamice cilindrice /46, 59, 87, 80/.

c). Filmul de lubrifiant lichid este asimilat cu un strat limită și astfel desprinderea apare când /77, 54, 74, 19, 14, 17/:

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0$$

și $p = p_g$, unde p_g este presiunea ambiantă ce există în cavitățile "deget" umplute cu aer.

Aceste condiții la limită au fost denumite "condiții Prandtl-Hopkins" și au fost utilizate în lucrarea /80/.

d). Prin integrarea ecuațiilor de mișcare Navier-Stokes în prezența unei suprafețe de separație lichid-gaz între doi pereți solizi cu mișcare relativă, J.J. Coyno și H.G. Elrod /23/ au obținut diagramele prezentate în Fig. II.3 și II.9 cu care se pot determina condițiile la limită la desprindere și poziția incipienței desprinderii.

Parametrii adimensionali utilizați în /23/ pentru caracterizarea curgerii sînt următorii :

$$K = \int \frac{U h_\infty}{\mu} ; J = \left(\frac{3\mu U}{T} \right)^{1/3} ; G = \frac{\rho g h_\infty^2}{3\mu U} \quad (II.23)$$

unde : $h_{\infty} = \frac{q}{U} = \frac{\text{debitul pe unitatea de lățime a lagărului}}{\text{viteza relativă între fus și cuzinet}}$

$T = \text{tensiunea superficială}$

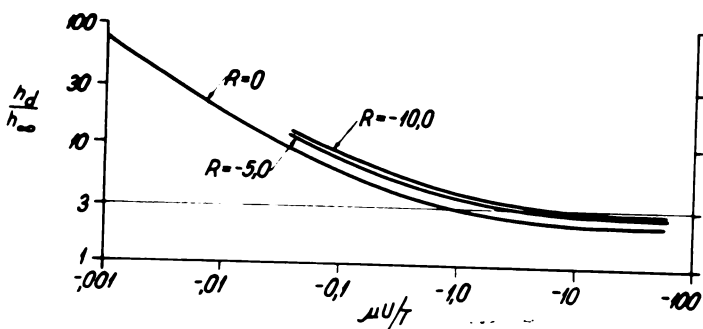


Fig. 11.8

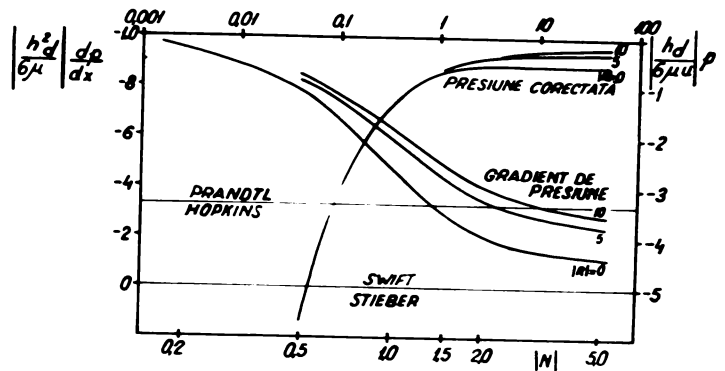


Fig. 11.9

Având cunocșuți parametrii adimensionali R , N și G (rel. 11.24) se pot determina, din diagramele din fig. 11.6 și 11.7, următoarele condiții de desprindere :

- presiunea
- gradientul de presiune
- raportul $h_d q/U$, respectiv grosimea interstițiului h_d unde apare desprinderea

Se observă că există combinații de parametri N și R care pot determina condiții la limită de tip Prandtl-Hopkins, însă nu există combinații care să provoace apariția unor condiții de tip Swift-Stieber.

Cu toate că rezultatele teoretice expuse în /23/ sînt în concordanță cu rezultatele experimentale obținute cu un model simplificat de lagăr /81, 82/, ele mai necesită o verificare cu rezultate obținute la lagărele reale, deoarece în calculele efectuate /23/ s-au făcut o serie de ipoteze simplificatorii dintre care

unele neverificate experimental (de ex. admiterea distribuției de viteze în film, lagăr de lungime infinită, suprafață de separație gaz-lichid cu o singură curbură etc.).

II.4 Fizica cavitației uleiurilor

Înainte de expunerea ecuațiilor evoluției bulilor cavitaționale din filmul de ulei al lagărelor hidrodinamice, vom analiza proprietățile fizice cele mai importante a uleiurilor în creșterea și evoluția bulilor cavitaționale.

Conținutul de gaze

Gazele, respectiv și aerul, se pot găsi în uleiurile minerale sub formă de gaz dizolvat sau în amestec mecanic de bule de gaz cu ulei.

Conținutul de gaze dizolvate în ulei este exprimat prin raportul următor /58 p.69/ :

$$\alpha = \frac{V_{G.at}}{V_L} \quad (II.29)$$

unde : $V_{G.at}$ - este volumul gazului dizolvat corespunzător presiunii atmosferice

V_L - este volumul lichidului

Conținutul de gaze dizolvate variază proporțional cu presiunea gazului la suprafața liberă a uleiului, conform relației următoare /58, p.69/ :

$$\alpha = \frac{p_G}{p_{at}} \alpha_{sat} \quad (II.30)$$

unde : α și α_{sat} sînt conținuturi de saturație cu gaz la presiunea p_G respectiv p_{at} .

Conținutul de gaze dizolvate α_{sat} are valori ce depinde

de natura lichidului dizolvat și de cea a gazului dizolvat. Conținutul de aer α_{sat} dizolvat în diverse uleiuri și apă este prezentat în tabelul nr. II.1 /16, 42/. După unii autori /16/, se numește coeficient de solubilitate.

Tabelul nr.II.1

Lichidul	Indus- trial GOST 1707-51	Ulei de transfer- mater GOST 1707-51	Ulei M-10	Uleiuri mi- nerale	Apă t _{at} 4°C	
α_{sat}	0,0759	0,0828	0,1038	0,06-0,12	0,0217	0,02
Biblio- grafie	/16/	/16/	/16/	/42/	/50/	/42/

Apra deosebire de procesul de dizolvare până la atingerea saturației cu gaze în lichide, care este lent, degajarea gazelor din uleiuri este un fenomen de durată mult mai scurtă. Starea de mișcare a lichidului influențează puternic durata degajării gazelor dizolvate până la restabilirea echilibrului. Astfel, în cazul unei agitari intense a lichidului, starea de echilibru se realizează în câteva secunde, iar în cazul unui lichid staționar procesul poate dura câteva ore. De exemplu, la o variație a presiunii uleiului de la presiunea atmosferică la depresiunea de 300-400 mm col.ig, prin aspirația uleiului dintr-un rezervor în conducta de aspirație a unei pompe, apare o schimbare bruscă a culorii uleiului provocată de degajarea bulelor de aer. Dacă depresiunea din conducta de aspirație atinge 400 - 500 mm col.ig degajarea este atât de puternică că determină formarea spumei în conducta de aspirație /16, p.30/.

Prin urmare reducerea presiunii uleiului poate conduce la

degajarea aerului dizolvat și formarea unui amestec mecanic de bule de aer cu ulei.

O altă modalitate de creare a amestecului mecanic, o constituie antrenarea aerului în contact cu suprafețe libere în mișcare a uleiului (jeturi, vârtejuri, caverne etc).

Concentrația volumică de gaz nedizolvat sub formă de bule se exprimă prin :

$$\varphi = V_{GB} / (V_L + V_{GB}) \quad (11.31)$$

unde V_{GB} este volumul gazului sub formă de bule ;

V_L este volumul lichidului.

Concentrația volumică de aer nedizolvat poate să atingă valori apreciabile în uleiurile supuse la variații de presiune, chiar dacă nu avem bule obținute prin antrenare mecanică. Astfel, la o scădere a presiunii absolute de la $p_{at} \approx 1,0$ la $p_c = 0,1$ /da $11/cm^2$ / într-un ulei de tip ABE-10 va apărea o degajare de aer $\alpha = 0,09$, ceea ce la presiunea $p_c = 0,1$ înseamnă o concentrație volumică $\varphi = 0,47$.

Diametrul bulilor stabile de aer în uleiuri variază de la 0,4 la 0,8 μm /16/, ceea ce corespunde calitativ cu teoria difuziunii. Astfel, dacă la apă diametrul probabil, determinat experimental și teoretic, este de 1 până la 3 μm /3, 4/ la ulei, care are tensiunea superficială de două ori mai mică și coeficientul de solubilitate de cinci ori mai mare ca la apă, trebuie să avem un diametru a bulilor stabile mai mic /16/.

Determinarea la uleiuri a concentrației volumice de aer sub formă de bule se poate executa prin următoarele procedee /42/:

- Determinarea forței hidrostactice ce acționează asupra unei sfere ($\sim \phi$ 100 mm) scufundate în lichidul cu bule.

- Măsurarea cu tuburi etalonate a diferenței dintre volumul lichidului cu bule și volumul aceleiași cantități de lichid după ridicarea sau dizolvarea bulilor de aer.

- Măsurarea diferenței dintre volumul lichidului cu bule și volumul aceleiași cantități de lichid după comprimarea amestecului într-un cilindru cu piston, pentru accelerarea dizolvării aerului.

Din cauză că prima metodă necesită un volum de lichid relativ mare și etalonarea aparatului de măsurare a forței, iar cea de a treia necesită un aparat special, s-a recurs la folosirea tuburilor etalonate pentru determinarea concentrației volumice de aer în ulei.

Concentrația medie măsurată la ulei T₄-2004 a fost de $\varphi \approx 4,5 \%$. Nu s-au constatat abateri preferențiale în funcție de regimul de funcționare a standului pentru studiul cavitației în lubrificație.

Se consideră că procedeele de măsurare a concentrației volumice de aer sub formă de bule, în special la concentrații mici și a diametrului bulilor, încă nu au ajuns la nivelul cerut de cercetările teoretice. Cea mai mare problemă rămâne realizarea de măsurători de precizie în regia continuă /3/.

Viscozitatea

Viscozitatea uleiurilor minerale este în general puternic dependentă de temperatură și într-o măsură mai mică de presiune.

Dependența viscozității de temperatură poate fi exprimată prin relații empirice, în general, de formă exponențială /84 pag. 36-37/. Deoarece aceste relații conțin constante dependente de tipul uleiului (amestecul de uleiuri), de obicei se preferă determi-

uarea experimentală a viscozității funcție de temperatură.

În fig.II.10 este redată variația viscozității cinematice în funcție de temperatură pentru uleiurile românești : uleiuri grupa 400, lubrifiantul viscos V 1004, lubrifiantii fluizi T65003, F5003 și ulei 312 /85/ și pentru uleiul Tq 2004 folosit în cadrul acestor cercetări experimentale. Se observă că uleiul Tq 2004 (ulei grafitat) are o curbă viscozitate-temperatură care se încadrează aproximativ la mijlocul familiei de curbe viscozitate-temperatură a uleiurilor uzuale în construcția de mașini.

În cercetările prezente s-a neglijat variația viscozității cu presiunea /16 p.22 și 84 p.41 - 42/.

Gazele dizolvate în uleiuri nu au un efect sesizabil asupra viscozității, în schimb gazele sub formă de bule (amestec mecanic gaze-lubrifiant) determină creșterea viscozității amestecului.

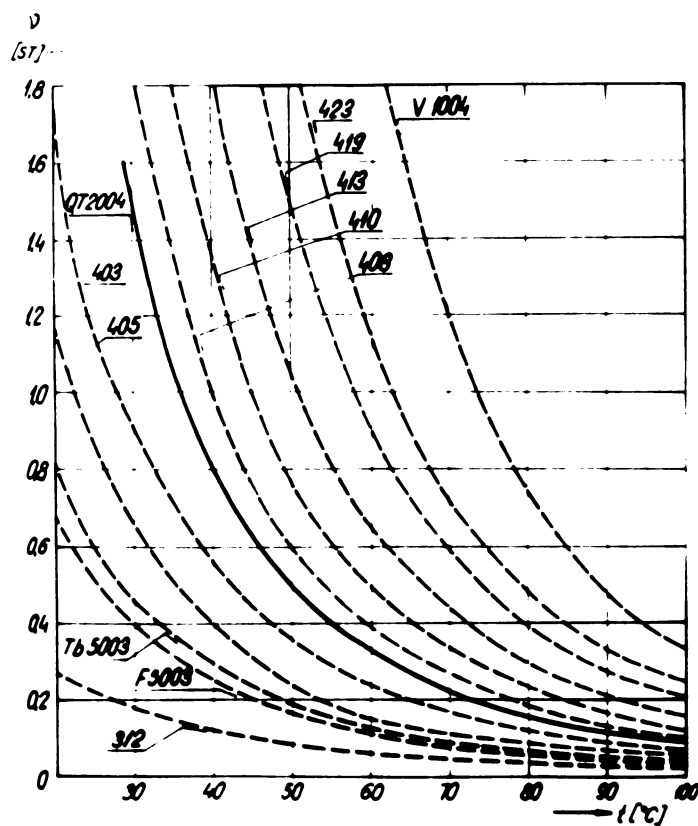


Fig. II.10

Pe baza măsurătorilor experimentale de viscozitate a amestecurilor bule-ulei s-a elaborat următoarea relație pentru calculul viscozității amestecului mecanic bule de aer și ulei /42, 16, 91/ :

$$\mu = \mu_L (1 + 1,5 \varphi) \quad (II.31)$$

unde : μ_L este viscozitatea uleiului

φ este concentrația volumică de aer sub formă de bule

Această relație a fost stabilită pentru concentrații volumice de aer mai mici de 0,25 /42/.

Presiunea de vaporizare

Uleiurile sînt amestecuri din diferite produse petroliere, dintre care unele sînt mai mult sau mai puțin volatile. Acest fapt modifică evoluția procesului de vaporizare la uleiuri față de lichidele omogene. Dacă la lichidele omogene vaporizarea apare la o presiune certă, presiunea de vaporizare, pentru o anumită temperatură, la uleiuri presiunea de vaporizare depinde în afară de temperatură și de volumul aerului în contact cu suprafața liberă. Acest fenomen poate fi explicat prin evaporarea mai întîi a componentelor volatile, funcție de volumul spațiului în contact cu amestecul lichid, ceea ce conduce la sărăcirea cu componente volatile a fazei lichide, respectiv determină scăderea tensiunii vaporilor saturanți /16/.

În concluzie, cu cît este mai mare volumul spațiului în contact cu suprafața liberă a amestecului lichid cu atît mai mult va scădea presiunea de vaporizare. De exemplu presiunea de vaporizare a benzinei (un amestec) la 5°C este de 53 ; 48 și 42 mm col.Hg pentru raportul dintre volumul spațiului în contact supra volumul lichidului de 1/3 ; 10/1 respectiv 100/1 /16/.

In tabelul nr. II.2 sînt prezentate tensiunile vaporilor saturați pentru diferite uleiuri sau lichide asemănătoare lor la temperatura de 100^o. In fig.II.11 este reproducă dependența presiunii de vaporizare pentru uleiurile AMG-10, industrial-20, industrial-50 /16/ și ulei mineral /91/.

Tabelul nr.II.2

Lichid	Tensiunea vaporilor saturați (mm col.ii)	Sursa documentară
AMG 10	13,0	/16 tab.1.14
Industrial 20	3,0	p.44/
Industrial 50	1,0	
Ulei mineral	0,08	/91 p.5/
Șiței din Veis, Tintea, Ioreni, etc.	sub 1,0 extras prin extrapolare	/72 p. 64/ /75 p. 96/

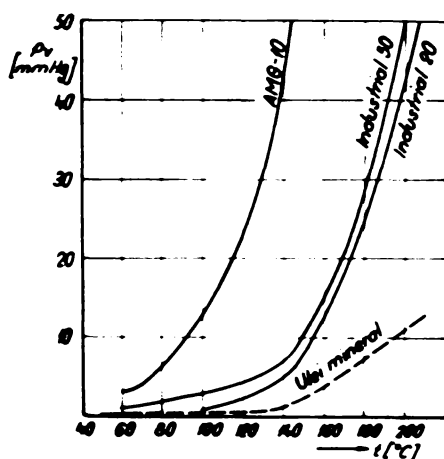


Fig. II.11

In literatură nu se menționează

condițiile în care s-au determinat presiunile de vaporizare a uleiurilor, referitoare la volumul aerului în contact cu suprafața liberă a uleiului. De aceea rezultatele pot fi analizate comparativ numai la cele obținute din aceeași sursă documentară. In acest sens, se remarcă că uleiul AMG 10 (ulei grafitat) are o presiune de vaporizare

creșcută față de celelalte uleiuri datorită componentelor ușor volatile ale acestui ulei /16 p.44/ și probauil ca urmare a prezenței particulelor solide de grafit.

Tensiunea superficială

Tensiunea superficială este o proprietate fizică dependentă de compoziția uleiului și de gazul în contact. Deoarece uleiurile sînt clasificate în diverse sorturi în special după viscozitate și variația ei în funcție de temperatură, rezultă că tensiunea superficială a unui anumit ulei poate difera de la țară la țară funcție de amestecul utilizat.

Din acest motiv, s-a impus determinarea experimentală a tensiunii superficiale pentru uleiul utilizat în cercetările din acest studiu.

Măsurarea tensiunii superficiale a uleiului în contact cu aerul a fost efectuată cu metoda picăturilor pentru temperatura ambiantă și cu metoda inelului pentru temperaturi diferite de cea ambiantă.

Metoda picăturilor, care este un procedeu recomandat /26, 39/, a fost utilizată pentru etalonarea corecției necesare interpretării rezultatelor obținute cu metoda inelului.

Rezultatele măsurătorilor tensiunii superficiale funcție de temperatură a uleiului Tq 2004 în contact cu aerul sînt trecute în tabelul nr. II.3.^{*)}

Tabelul nr. II.3

Temperatură (°C)	25°	40°	60°
Tensiune superficială (10^3 N/m)	34,5	32,7	31,8

*) Măsurătorile au fost efectuate la Laboratorul de fizică a Institutului Politehnic "Traian Vuia" Timișoara.

Ecuațiile evoluției bulei cavitaționale

Fizica fenomenului de cavitație, care cuprinde și studiul evoluției bulei cavitaționale, nucleația și stabilitatea bulelor, a constituit și constituie un câmp fertil de cercetare pentru stabilirea bazelor teoretice de studiu a fenomenelor de cavitație în mașini.

Lucrările lui Lord Rayleigh /71/, A.D.Pernik /53/, S.M. Plesset /61, 62, 63/, Jr.V...Johnson /44/, P.Cornault /102/, P. Lisenberg /25/, A.Lannapp /45/, cât și cele ale cercetătorilor de la Institutul Politehnic Timișoara, I.Anton /11, 13, 5/, M.Popoviciu /11, 66, 67/, V.Barbu /15/, V.Incușă /3, 4, 5/ și L.Véris /13/ au constituit baza de plecare în analiza fizicii fenomenului de cavitație în uleiuri.

Prezența aerului respectiv a gazelor libere, indicată în literatura de specialitate referitoare la nucleația și stabilitatea bulelor în apă /102, 29, 45, 13, 15, 63, 3, 5, 4, 37/ cât și în ulei /16, 91, 3/, este un factor de care trebuie să se țină seama la definirea ecuațiilor bulei cavitaționale.

Având în vedere că viscozitatea uleiului este mult mai mare ca la apă rezultă că poate fi un factor care influențează evoluția fenomenului de cavitație.

Presiunea de vaporizare la unele uleiuri este destul de mare (13 mm col.ug), astfel ea trebuie cuprinsă în expresia ecuațiilor.

Densitatea superficială a uleiului luat în considerare (și 2004) este aproximativ jumătate din cea a apei, deci probabil este un factor de importanță mai mică.

Astfel, studiul evoluției bulei cavitaționale din filmul de ulei a lagărelor hidrodinamice este dificil nu numai datorită

calculului complicate de hidrodinamica curgerii lubrifiantului cit și datorită influenței a mai multor factori determinați de proprietățile fizice amintite mai sus.

Pentru simplificarea studiului fenomenului de cavitație în filmul de ulei, în continuare se vor admite o serie de ipoteze.

Astfel, se admite că bule cavitaționale se află într-un lichid extins la infinit în toate direcțiile, care prezintă o simetrie sferică atât a câmpului de presiuni cât și a formei bulei /71, 53, 61, 62, 44/. Această ipoteză este parțial incorectă în cazul filmului de lubrifiant deoarece grosimea filmului este de obicei de $50 \mu\text{m}$, iar bulele au diametrul de $0,4 - 0,8 \mu\text{m}$, adică raportul grosimii filmului supra diametru este de aproximativ 100, ceea ce este totuși o valoare acceptabilă. Distribuția asimetrică a vitezelor în film poate conduce la deformarea formei sferice a bulei, dar deoarece dimensiunea bulei este relativ mică, tensiunea superficială menține această formă sferică (în anumite limite).

Uleiul supus la depresiune ridicată va prezenta fenomenul de cavitație gazoasă datorită faptului că ponderea aerului din bule depășește cu mult ponderea vaporilor /61/.

Determinarea naturii termodinamice a procesului de destindere-compresiune a bulei în cavitația gazoasă a fost analizată detaliat de Plesset /51/, care a indicat tipul comportării termodinamice în funcție de următoarele mărimi fizice : "lungimea de difuzie" a căldurii în lichid (Λ_L) și în gaz (Λ_G) ; lungimea de undă a oscilațiilor în bulă (λ_G) ; căldura specifică pe unitatea de volum a lichidului (C_L) și a gazului (C_G) și raza bulei R .

In tabelul nr.II.4 sînt prezentate criteriile de stabilire a comportării termodinamice a bulei elaborate de Plesset /61/.

Tabelul nr.II.4

Frecvența	Comparația lungimilor	Materialul	Comportarea termodinamică
parte înaltă	$\lambda_G \ll \Lambda_G \ll R_{b_0}$	$\frac{\Lambda_G}{\lambda_G} \gg 1$	izotermică
înaltă	$\Lambda_G < \lambda_G < R_{b_0}$	$\frac{\Lambda_G}{\lambda_G} < 1$	adiabatică
olărat de înaltă	$\Lambda_G < R_{b_0} < \lambda_G$	$\frac{\Lambda_G}{R_{b_0}} < 1$	adiabatică
joasă	$R_{b_0} < \Lambda_G < \lambda_G$	$\frac{C_L \Lambda_L}{C_G R_{b_0}} \gg 1$	izotermică

Relațiile de calcul a marilor indicate în tabelul nr. II.4 sînt următoarele /61/ :

$$\lambda_G = v_{SG} \cdot \omega$$

$$\Lambda_G = \sqrt{\frac{k_G}{C_G \omega}} ; \Lambda_L = \sqrt{\frac{k_L}{C_L \omega}} \quad (II.32)$$

$$C_G = \rho_G r_G \quad ; \quad C_L = \rho_L r_L$$

In continuare vom neglija forțele gravitaționale deoarece dimensiunile bulei cavitaționale sînt mici.

Rayleigh /71/ a dedus pentru prima oară ecuația evoluției unei bule fără substanță dintr-un lichid extins la infinit, care parcurge un proces de implozie, de anulare a ei. Ecuația poate fi scrisă sub forma următoare /53 p.22/ :

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 = - \frac{p_0}{\rho_L} \quad (II.33)$$

unde : R_b este raza bulei

\dot{R}_b și \ddot{R}_b sînt derivatele de ordinul întâi respectiv doi a razei bulei în raport cu timpul, deci viteza și accelerația peretelui bulei

p_0 este presiunea constantă a lichidului la infinit

ρ_L este densitatea lichidului

Uterior modelul fizic luat în considerare pentru deducerea ecuației evoluției unei bule într-un lichid extins la infinit a cuprins în plus următoarele caracteristici :

a) Existența în interiorul bulei a vaporilor la presiunea de vaporizare p_v , conduce la o ecuație de forma /53 p.20, 3 p.92/ :

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 = - \frac{p_0 - p_v}{\rho_L} \quad (II.34)$$

b) Prezența gazului în interiorul bulei determină o ecuație următoare /53 p.26/ :

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 = \frac{p_{G_0}}{\rho_L} \left(\frac{R_{b_0}}{R_b} \right)^3 - \frac{p_0}{\rho_L} \quad (II.35)$$

unde : p_{G_0} este presiunea gazului la timpul t_0

R_{b_0} și R_b este raza bulei la timpul t_0 respectiv t

Ecuația (II.35) a fost scrisă pentru o transformare izotermă a gazului în bulă.

c) Presiunea vaporilor și tensiunea superficială (σ) care acționează în peretele bulei /53 p.35/ determină următoarea formă a ecuației evoluției bulei :

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 = - \frac{1}{\rho_L} \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_b} \right) \quad (II.36)$$

d) Influența simultană a presiunii gazului, a presiunii vaporilor și a tensiunii superficiale în cazul unor bule dispuse într-un lichid supus la presiuni variabile în timp conduce la formularea următoare /53 p.35/ :

$$\begin{aligned} R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 + \frac{2\sigma}{\rho_L R_b} &= \frac{1}{\rho_L} \left(p_0 - p_v + \frac{2\sigma}{R_{b_0}} \right) \left(\frac{R_{b_0}}{R_b} \right)^3 = \\ &= - \frac{1}{\rho_L} [p(t) - p_v] \end{aligned} \quad (II.37)$$

e) Viscositatea lichidului (μ_L) în cazul unor bule care conțin vapori determină o ecuație de forma următoare /58 p.43/ :

$$R_b \ddot{R}_b + \frac{3}{2} \dot{R}_b^2 + \frac{4\mu_L \dot{R}_b}{\rho_L R_b} = - \frac{p_0 - p_v}{\rho_L} \quad (II.38)$$

Integrarea ecuațiilor bulei (II.35)...(II.38) este în general dificilă. Ecuațiile (II.35)...(II.38) au fost integrate și s-au obținut valorile presiunilor în lichid, viteza și accelerația pereților bulei de aer în cazuri particulare.

Nu s-a reușit încă integrarea ecuației generale a evoluției bulei, care să conțină toți parametri fizici enumerați mai sus.

Studiul limitei superioare și inferioare a diametrului bulei stabile în lichide supuse la presiuni oscilante a fost elaborat de Plesset în lucrarea /61/. Concluziile lucrării lui Plesset sînt următoarele :

- Raza maximă critică a bulelor se determină cu relația următoare, care ține cont de efectul difuziei gazului din lichid în bulă la oscilații de presiune și de influența tensiunii superficiale :

$$(R_{b0})_{cr} \approx \sqrt{\frac{24 \sigma}{5 \rho_L \delta \omega^2}} \quad (II.39)$$

unde : σ (N/m) - tensiunea superficială a uleiului

ρ_L (kg/m³) - masa specifică a uleiului

ω (rad/s) - frecvența unghiulară a oscilațiilor de presiune

δ - amplitudinea adimensională a oscilațiilor razei bulei (aproximativ egală cu puterea treis a amplitudinii oscilațiilor de presiune)

Astfel se observă posibilitatea creșterii apreciabile a diametrului bulei ca urmare a difuziei gazului într-un lichid sub la variații oscilatorii de presiune față de diametrul stabil al bulei la o presiune staționară a lichidului.

- Masa minimă critică a bulei cavitaționale este determinată de instabilitatea de tip Taylor a suprafeței de separație gaz-lichid, care devine importantă când raza devine $1/10$ din valoarea sa inițială $/01/$. Menționăm că acest fenomen apare când există o diferență pozitivă între presiunea lichidului și cea a gazului din interiorul bulei (cavitație vaporoză) și nu apare la comprimarea unor bule de gaz prin creșterea presiunii din lichid.

II.5 Concluzii cu privire la direcțiile de cercetare

Considerând stadiul actual al cercetărilor asupra fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice, elaborarea unor metode de proiectare mai exacte și mai apropiate de realitatea fizică necesită studiarea următoarelor probleme :

- Continuarea cercetărilor de hidrodinamica curgerii pentru o determinare cât mai exactă a distribuțiilor de presiuni, a presiunii minime și a portanței lagărului finit pentru lubrifiții lichide, incluzând în a doua etapă și efectul bulelor de gaz (aer) din uleiuri.

- Definirea unor curbe caracteristice de cavitație a lagărelor hidrodinamice cilindrice, care să delimitese domeniul de funcționare cu sau fără cavitație.

- Studiul condițiilor de desprindere a filmului de lubrifiant.

- Studiul influenței profunzimei de vaporizare, temperaturii

superficiale, viscozității, temperaturii, conținutului de aer dizolvat și liber sub formă de bule și a vitezei periferice a fuzului asupra presiunii critice de apariție a cavitației în lagăre.

- Cercetarea teoretică și experimentală a funcționării lagărelor în regiune supercavitatională.

Prezenta teză de doctorat își propune să aducă contribuții la rezolvarea următoarelor aspecte ale problemelor enunțate mai sus:

1. Definirea curbelor caracteristice de cavitație ale lagărelor hidrodinamice cilindrice.

2. Stabilirea caracterului fenomenului de cavitație din lagărele hidrodinamice cilindrice din punctul de vedere a influenței conținutului de gaz liber.

3. Elaborarea unei metode numerice de calcul, programată pentru un calculator electronic, a distribuțiilor de presiuni, a presiunii minime și a portanței în ipoteza unui film de lubrifiant continuu, fără desprinderi și fără cavitație.

4. Evidențierea experimentală a existenței cavitației în filmul de lubrifiant.

5. Cercetarea experimentală a distribuțiilor de presiuni din filmul de ulei în lagărele hidrodinamice cilindrice în regiuni de funcționare supercavitazionale.

CAPITOLUL III

**CERCETARI TEORETICE ASUPRA FUNCȚIONARII LAGUERREAN
ÎN PRINȚIPUL CAVITĂȚII**

III.1 Determinarea condițiilor de incipiență a fenomenului de cavitație - curbe caracteristice de cavitație

Creșterea încărcării lagărelor hidrodinamice cilindrice, în ipoteza unui film de ulei continuu, fără desprinderi, conduce la creșterea presiunii maxime și la descreșterea presiunii minime din film. Pentru o anumită încărcare presiunea minimă devine egală cu presiunea critică de apariție a cavitației, respectiv avem regiuni de funcționare a lagărelor care corespund condițiilor de incipiență a fenomenului de cavitație.

Determinarea condițiilor de incipiență a cavitației în lagăre hidrodinamice constituie o problemă importantă pentru elaborarea metodelor de proiectare a lagărelor, deoarece din momentul incipienței cavitației ecuația presiunilor (ecuația Reynolds), deșusă în ipoteza mediului continuu, devine neutilizabilă sub forma ei originală.

Cercetările teoretice și experimentale pentru definirea curbilor caracteristice de cavitație ale turbinelor și pompelor au condus la rezultate remarcabile asupra studiului funcționării lor și datorită acestui fapt au constituit modelul de abordare a studiului funcționării cavitaționale a lagărelor hidrodinamice.

La cercetarea funcționării cavitaționale a mașinilor hidraulice, o contribuție importantă a fost adusă de cercetătorii de la Catedra de mașini hidraulice din Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timișoara. Astfel, menționăm rezultatele cercetărilor obținute de I. Anton /6, 7, 8, 9, 10, 12/, I. Preda /68, 69/, F. Gyulai /36, 37/ și O. Popa /10/ în studiul fenomenului de cavitație din

maginile hidraulice. Amintesc că aceste cercetări sînt strîns legate de studiul fizicii fenomenului de cavitație, la care a contribuit densmeni colectivul de cercetători de la IPT prin lucrările enunțate în paragraful II.4.

Cercetările pentru definirea caracteristicilor de cavitație a lagărelor sînt practic inexistente. Se poate doar menționa, că G.Birkhoff /17/ a definit coeficientul de cavitație de forma numărului Thom pentru cazul particular al filmului de ulei dintre două role în rostogolire.

Definirea coeficienților de cavitație

Presiunea din filmul de lubrifiant a lagărelor hidrodinamice cilindrice finite poate fi exprimată sub forma următoare :

$$p = p_a + \frac{\mu R U}{c^2} C_p(\epsilon, \lambda, \theta, z) \quad (\text{III.1})$$

unde : p_a - este presiunea mediului ambiant în care se găsește lagărul

μ - este viscozitatea lubrifiantului, pe care o admitem constantă

R - este raza lagărului

U - este viteza periferică a fusului

c - jocul radial

C_p - reprezintă coeficientul adimensional de presiune

ϵ - reprezintă excentricitatea relativă a fusului față de cuzinet (vezi relația de definiție II.10)

λ - este lungimea relativă a lagărului ($b/2R$)

θ și z - sînt coordonatele punctului din film în care determinăm presiunea cu relația (III.1); respectiv θ este coordonata unghiulară față de interstițiul maxim fus-cuzinet în sensul de rotație și z este coordonata după genere-

toare față de mijlocul lagărului (vezi fig.II.3)

Se introduce notația :

$$C_L = \mu R / c^2 \quad (\text{III.2})$$

Presiunea minimă poate fi exprimată sub forma următoare, ținând cont de relațiile (III.1) și (III.2) :

$$P_{\min} = P_a + C_L \cdot U \cdot C_{p_{\min}}(\varepsilon, \lambda, \theta_{p_{\min}}) \quad (\text{III.3})$$

unde $C_{p_{\min}}$ este coeficientul adimensional de presiune minimă, care evident se va găsi la mijlocul lagărului finit ($z = 0$), ceea ce se observă și din relația (II.13).

De asemenea, presiunea medie poate fi exprimată sub forma:

$$P = P_a + C_L \cdot U \cdot C_{p_m}(\varepsilon, \lambda) \quad (\text{III.4})$$

unde C_{p_m} este coeficientul de portanță al lagărului care este funcție de excentricitatea relativă și lungimea relativă.

Condiția de existență a fenomenului de cavitație în film este următoarea :

$$P_{\min} \leq P_{\text{cr.cav.}} \quad (\text{III.5})$$

unde $P_{\text{cr.cav.}}$ este presiunea critică de apariție a cavitației.

Condiția de incipiență a fenomenului de cavitație în film este cazul particular al condiției (III.5) dat de egalitatea presiunii minime cu presiunea critică de apariție a cavitației.

Coeficientul de cavitație al lagărului se definește sub forma următoare :

$$\sqrt{L_c} = \frac{P_{\min} - P_{\text{cr.cav.}}}{C_L U} = \left[\frac{P_a - P_{\text{cr.cav.}}}{C_L U} \right] - \left[- C_{p_{\min}}(\varepsilon, \lambda) \theta_{p_{\min}} \right] \quad (\text{III.6})$$

Se observă că este posibilă exprimarea coeficientului de cavitație a lagărului $\sqrt{L_c}$ prin diferența a doi termeni independenți (puși în paranteze), care vor fi notați în modul următor :

$$\sqrt{v}_{ext} = \frac{p_a - p_{cr.cav.}}{c_L U} = \frac{(p_a - p_{cr.cav.}) c^2}{\mu R U} \quad (III.7)$$

$$\sqrt{v}_{int} = -C_{pmin}(\varepsilon, \lambda) \quad (III.8)$$

\sqrt{v}_{ext} este coeficientul de cavitație exterior sau al instalației, deoarece este funcție de mărimi constructive sau funcționale impuse inițial unui lagăr. Astfel, p_a este presiunea mediului ambiant în care funcționează lagărul, $p_{cr.cav.}$ - presiunea critică de apariție a cavitației și μ - vâscozitatea, sînt caracteristici fizice specifice uleiului folosit ca lubrifiant; C - jocul radial și R - raza fusului sînt caracteristici constructive a lagărului iar U - viteza periferică a fusului este impusă de turația de antrenare a fusului,

\sqrt{v}_{int} este coeficientul de cavitație interior, deoarece depinde de câmpul hidrodinamic al curgerii uleiului în film, care este determinat de mărimile adimensionale ε (excentricitatea relativă) și λ (lungimea relativă). Se observă că \sqrt{v}_{int} este independent de \sqrt{v}_{ext} .

Ideea de definire a unui coeficient de cavitație exterior și a unuia interior pentru lagărele hidrodinamice a fost preluată și adaptată teoriei lubrificației, din lucrările prof.dr.doc.ing. Ioan Anton m.c.al Acad.R.S.R. /6, 7, 8, 9/.

Curbe caracteristice de cavitație

Conform relațiilor (III.7) și (III.8) și a rezultatelor obținute în capitolul IV, cu privire la variația coeficientului adimensional de presiune minimă cu excentricitatea relativă, putem trasa calitativ variația lui \sqrt{v}_{ext} și \sqrt{v}_{int} în funcție de ε ca în figura III.1.

Analizând figura III.1 putem face următoarea discuție cu privire la funcționarea lagărelor hidrodinamice :

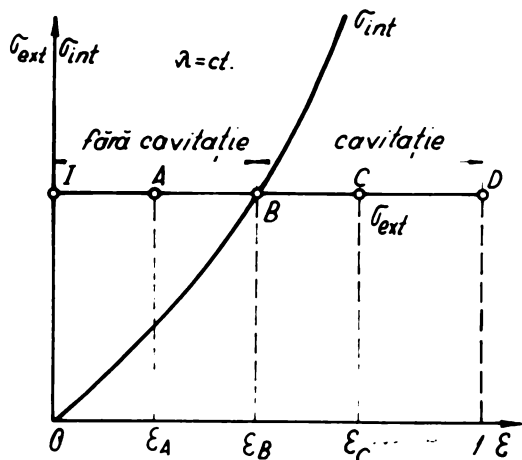


FIG. III.1

a) pentru funcționare cu excentricități relative cuprinse în domeniul $\epsilon \in (0, \epsilon_B)$ nu are cavitație ($\sqrt{v_{ext}} > \sqrt{v_{int}}$),

b) la excentricitatea relativă sînt condiții de incipiență a cavitației ($\sqrt{v_{ext}} = \sqrt{v_{int}}$),

c) pentru funcționare cu excentricități relative cuprinse în domeniul

$\epsilon \in (\epsilon_B, 1)$ există supercavitație ($\sqrt{v_{ext}} < \sqrt{v_{int}}$).

Examînd relațiile (III.7) și (III.8) se observă că pentru întreaga varietate de lagăre hidrodinamice cilindrice se poate trasa o familie de curbe $\sqrt{v_{int}}$, avînd ca parametru lungimea relativă λ și o familie de orizontale $\sqrt{v_{ext}}$ corespunzătoare condițiilor exterioare de funcționare a lagărelor.

Calculul curbelor caracteristice exterioare de cavitație $\sqrt{v_{ext}}$, care sînt de fapt niște orizontale, se efectuează cu relația (IV.7). Calculul curbelor caracteristice interioare de cavitație $\sqrt{v_{int}}$ constă de fapt în determinarea coeficientului adimensional de presiune minimă C_{pmin} în funcție de excentricitatea relativă ϵ .

Curbele caracteristice interioare de cavitație pot fi determinate folosind soluția aproximativă a ecuației Reynolds expusă în paragraful II.2. Astfel au fost calculate, în lucrarea /65/, curbele caracteristice de cavitație ale lagărelor hidrodinamice cilindrice finite pentru diferite lungimi relative, în ipoteza

unei variații a viscosității uleiului în lagăr corespunzătoare unui parametru $q = 1$ (vezi relația II.13 A). Aceste rezultate sînt prezentate în figura III.2.

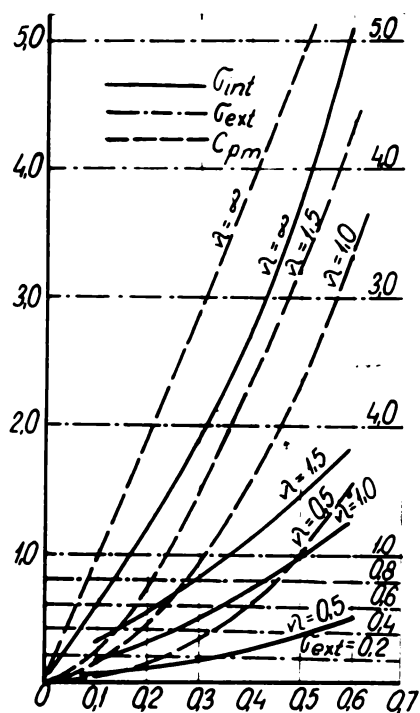


Fig. III.2

metode numerice de calcul pentru calculatoare electronice, care va fi prezentată în capitolul următor.

Fenomenul de cavitație a uleiurilor în lagăre se manifestă în special la excentricități mici, unde nu apare desprinderea filmului. În aceste condiții (ϵ mic), influența variației viscosității asupra funcționării lagărului este redusă și se admite considerarea unei viscosități constante în întreg lagărul, respectiv $q = 0,85$ pag. 80/.

Pentru creșterea preciziei și reducerea timpului de calcul a lui C_{pmin} s-a impus necesitatea elaborării unei

III.2 Stabilirea naturii fenomenului de cavitație a uleiurilor în lagărele hidrodinamice cilindrice

Conținutul volumic ridicat de aer, respectiv de gaze, sub formă de bule în uleiuri (vezi II.4) ne determină să afirmăm că fenomenul de cavitație este de tipul cavitației gazoase /56, 61/.

Existența zonelor de depresiune accentuate în lagăre crează posibilitatea degajării și difuziei aerului dizolvat în ulei, ceea ce contribuie la creșterea conținutului volumic de aer liber sub formă de bule. Astfel, cercetările teoretice /61/, expuse în paragraful II.4 ne permit să calculăm raza critică maximă a bulelor ca urmare a difuziei aerului dizolvat.

Admitem următoarele valori medii la uleiuri pentru mărimi-
le fizice ce intervin în calculele cu relația (II.39) :

- tensiunea superficială a uleiului $\sigma = 3 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}$;
- masa specifică $\rho = 900 \text{ kg/m}^3$;
- frecvența unghiulară a oscilațiilor de presiune
 $\omega = 1000 \text{ rad/s}$;
- amplitudinea oscilațiilor de presiune $\sqrt[3]{\delta} = 8$.

Conform relației (II.39) rezultă că raza critică maximă
poate atinge valoarea de $0,095 \text{ mm}$. Evident că bule de asemenea mă-
rime nu vor exista în lagărele reale unde grosimea filmului este
mai mică ca diametrul bulei de rază maximă. Această contradicție
poate fi explicată prin faptul că relația (II.39) a fost dedusă
pentru o bulă amplasată într-un lichid extins la infinit în toate
direcțiile, ceea ce nu corespunde cu limitările date de pereții
solizi ai filmului de lubrifiant. Probabil, în timpul creșterii
bulelor prin difuzie, la un anumit moment dat, când influența pe-
reților solizi devine aprecieabilă, apare un proces de divizare a
bucilor mari în mai multe bule mici. În final, concluzia rămâne
aceeași, că difuzia aerului în bule, sub acțiunea variației de
presiune din lagăr în timpul surgerii lubrifiantului, conduce la
creșterea conținutului volumic de aer liber.

În această situație se pune problema determinării naturii
termodinamice a fenomenelor care apar în cavitatea gazoasă din la-
gărele hidrodinamice. În acest scop s-a folosit criteriul propus
de Plesset /61/, care necesită calcularea "lungimii de difuzie" a
căldurii în lichid (Λ_L) și în gaz (Λ_G) și a lungimii de undă
a oscilațiilor în bulă λ_G conform relațiilor expuse în paragra-
ful II.4 (relațiile II.32).

S-au admis următoarele constante fizice :

- $V_{SG} = 340 \text{ m/s}$ - viteza sunetului în aer,
- $\omega = 1000 \text{ rad/s}$ - frecvența unghiulară a variațiilor de presiune,
- $K_G = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ kcal/ms}^\circ\text{C}$ - conductivitatea termică la aer, pentru $t = 30^\circ\text{C}$ /39, p.184/
- $K_L = 6 \cdot 10^{-2} \text{ kcal/ms}^\circ\text{C}$ - conductivitatea termică la ulei, pentru $t = 30^\circ\text{C}$ /16, p.25/
- $\rho_G \approx 1,0 \text{ kg/m}^3$ - masă specifică a aerului
- $\rho_L \approx 900 \text{ kg/m}^3$ - masă specifică a uleiului
- $C_G = 0,171 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$ - căldura specifică la volum constant pe unitatea de masă de aer /33 p.35/
- $C_L = 0,45 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$ - căldura specifică pe unitatea de masă la ulei /16, p.26/
- $R_{b_0} \approx 0,5 \mu\text{m}$ - mază bulei (vezi paragraful II.1.1)

Calculând mărimile Λ_L , Λ_G și λ_G cu relațiile (II.32)

rezultă următoarele :

$$\frac{C_L \Lambda_L}{C_G R_{b_0}} = 2,17 \cdot 10^5 \gg 1$$

și :

$$R_{b_0} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m} < \Lambda_G = 1,73 \cdot 10^{-2} \text{ m} < \lambda_G = 1,02 \cdot 10^5 \text{ m}$$

Deci, fenomenul de cavitație gazoasă în lagărele hidrodinamice cilindrice este izotermic, conform criteriului lui Plesset (tab. nr. II.4).

Prin urmare ecuația diferențială a evoluției bulei gazoase este de forma relațiilor (II.35) și (II.37) în funcție de ipotezele de calcul cu privire la ceilalți factori.

III.3 Desprinderea sau cavitația

Prezența fenomenului de desprindere a filmului sub forță

de "degete" exclude existența cavității extinse pe întreaga zonă divergentă a interstițiului fus-cușinet, ca urmare a modificării distribuției presiunilor, în sensul anulării tensiunilor de întindere.

Astfel, studiul condițiilor de existență a fenomenului de desprindere este foarte important pentru delimitarea domeniului de funcționare cavitațional.

Condițiile de curgere a lubrifiantului, corespunzătoare apariției desprinderii filmului de lubrifiant, nu au fost încă determinate precis. Totuși, în cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice funcționând la turații obișnuite sau ridicate se poate afirma că desprinderea filmului de lubrifiant are caracterul desprinderii stratului limită, deoarece efectul tensiunii superficiale este neglijabil (vezi paragraful 11.3 și /81, 82, 23/).

Până în prezent condițiile de desprindere a filmului de lubrifiant au fost adoptate din teoria stratului limită bidimensional /40, 81, 82, 86/.

Deoarece curgerea lubrifiantului în lagărele hidrodinamice cilindrice finite, în momentul desprinderii, are un caracter tridimensional, am preluat și aplicat teoria stratului limită tridimensional pentru determinarea condițiilor de desprindere.

Aplicația cauzelor desprinderilor în stratul limită tridimensional a fost dată de A.J. Lighthill prin introducerea vitezurilor la perete (ω_p) formate de scurgerea viscoasă /74, 92, 93/. Astfel, studiindu-se curgerea într-un tub de curent de lățime h , care este atașat peretelui solid și este delimitat de o suprafață virtuală la distanța Y , s-au determinat următoarele :

- viteza fluidului paralelă cu suprafața :

$$V_x = \omega_p y \quad (III.9)$$

- viteza fluidului normală la suprafață :

$$V_y = - \frac{1}{2} \frac{\partial \omega_p}{\partial x} y^2 \quad (\text{III.10})$$

- debitul tubului de curent :

$$q = \frac{1}{2} \omega_p y^2 h \quad (\text{III.11})$$

Anularea debitului tubului de curent, caracterizează desprinderea stratului limită de perete /74/. Această anulare a debitului se poate realiza în două cazuri :

A. Virtej la perete nul ($\omega_p = 0$), ceea ce înseamnă de fapt tensiune tangențială nulă la perete :

$$\omega_p = 0 \Rightarrow \tau_p = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0$$

Aceasta este condiția de desprindere a lui Prandtl dedusă și pentru stratul limită bidimensional /77, 54/.

B. Îngustarea, pînă la anulare, a tubului de curent ($h=0$). Acest tip de desprindere nu poate apărea decît în scurgerea tridimensională și poate fi evidențiat prin studiul spectrului liniilor de "curent limită". Liniiile de "curent limită" sînt linii pe peretele solid, tangente la tensiunile de alunecare. Convergența liniilor de "curent limită" caracterizează o desprindere de tip B și nu implică neapărat anularea tensiunii tangențiale la perete.

Calculul spectrului liniilor de "curent limită" în lagărele hidrodinamice cilindrice s-a efectuat prin rezolvarea ecuației diferențiale următoare :

$$\frac{\tau_{yz}}{\tau_{yx}} = \frac{dz}{dx} \quad (\text{III.12})$$

unde τ_{yz} este componenta tensiunii de alunecare pe perete în direcția z (generatoarea lagărului) și τ_{yx} este componenta după

direcția x (vezi fig. II.4). τ_{yx} și τ_{yz} se calculează cu relațiile :

$$\tau_{yx} = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad \text{și} \quad \tau_{yz} = \mu \frac{\partial v_z}{\partial y} \quad (\text{III.13})$$

unde componentele vitezei v_x și v_z se calculează cu relațiile (II.3). Calculul componentelor vitezei v_x și v_z , cu relațiile (II.3), necesită folosirea unei soluții a ecuației diferențiale a presiunilor (II.6).

Vom admite, în calculul componentelor vitezei v_x și v_z , soluția ecuației diferențiale a presiunilor dată de A. Tipoi /84, 85/, care nu prezintă abateri mari față de soluția numerică (vezi paragraful IV.3) și are avantajul unei expresii analitice.

Effectuând înlocuirile presiunii în relațiile (II.3) cu expresia din (II.13) și înlocuirile componentelor vitezei calculate cu (II.3) în relațiile (III.13), iar apoi în (III.12) obținem ecuația diferențială a liniilor de curent limită sub o formă explicită.

Deci, utilizăm transformările mărimilor conform relațiilor (IV.9) obținem următoarea ecuație adimensională a liniilor de curent "limită" în lagărele hidrodinamice cilindrice /95/ :

$$\frac{d\bar{z}}{d\theta} = \frac{\sin \bar{z} \cdot \cos \theta (1 + a \cos \theta)}{(\cos \bar{z} - \cos \lambda) \frac{M_x}{1 + \varepsilon \cos \theta} + \frac{1 + \varepsilon}{3\varepsilon}} \quad (\text{III.14})$$

unde :

$$M_x = (2a - \varepsilon) \cos^2 \theta + (1 + \varepsilon a) \cos \theta + 2\varepsilon - a$$

a se calculează cu relația (II.25).

Soluția exactă a ecuației diferențiale a "liniilor de curent limită" nu este posibilă și astfel, a fost necesară alegerea unei alte metode de rezolvare.

S-a integrat numeric ecuația diferențială a liniilor de "curent limită", folosind metoda Runge-Kutta /96/.

Calculul numeric a fost efectuat cu un calculator numeric de generația III-a de tip IRI8-50. Programul a fost scris în limbaj FORTRAN și este descris în lucrarea /95/.

Programul proiectat asigură calcularea spectrului liniilor de "curent limită" pentru patru variante de lagăr ($\lambda \text{ ml/D} = 0,5 ; 1,0 ; 1,5 \text{ și } 2,0$) și șase regimuri de funcționare ($\varepsilon = 0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5 \text{ și } 0,6$).

În fig. III.3 sânt redată liniile de "curent limită" ale lagărului de lungime unitară, calculate pentru o variație a unghiului ϑ de la 0° la 360° , care au coordonatele inițiale $\vartheta_0 = 0$ și $\bar{s}_0 = 0,0185$ respectiv $\bar{s}_0 = 0,125$.

Din analiza acestei diagrame rezultă că unele linii de "curent limită" ies din lagăr în partea convergentă a interstițiului ($0^\circ < \vartheta < 180^\circ$) și intră în zona divergentă ($180^\circ < \vartheta < 360^\circ$) prin marginile lagărului. Datorită acestui fenomen, mediul exterior lagărului poate să influențese modul de curgere în zona divergentă a interstițiului ($\sqrt{1} < \vartheta < 2\sqrt{1}$). De altfel și cercetările experimentale au demonstrat că mediul exterior lagărului poate influența modul de curgere, respectiv desprinderile, în zona divergentă a interstițiului. Astfel, în cazul unui lagăr care a funcționat la excentricitatea $\varepsilon = 0,475$, scufundat într-o baie de ulei, filmul nu s-a desprins, pe când în cazul existenței atmosferei la marginile lagărului, la aproape aceeași excentricitate ($\varepsilon = 0,49$), s-a obținut o desprindere a filmului de lubrifiant /40/.

În etapa a doua a calculului s-a urmărit localizarea des-

perforațiilor filmului în ipoteza absenței perturbațiilor provocate de mediul exterior. s-au calculat liniile de "curent limită" corespunzătoare unghiurilor coordonate inițiale $\theta = 130^\circ$ și $\bar{z}_0 = \lambda : 3\lambda/6 : 4\lambda/6 : 3\lambda/6 : 2\lambda/6$ și $\lambda/6$. Liniile de "curent limită" cele mai reprezentative sînt reduse în fig.III.4, III.5, III.6 și III.7.

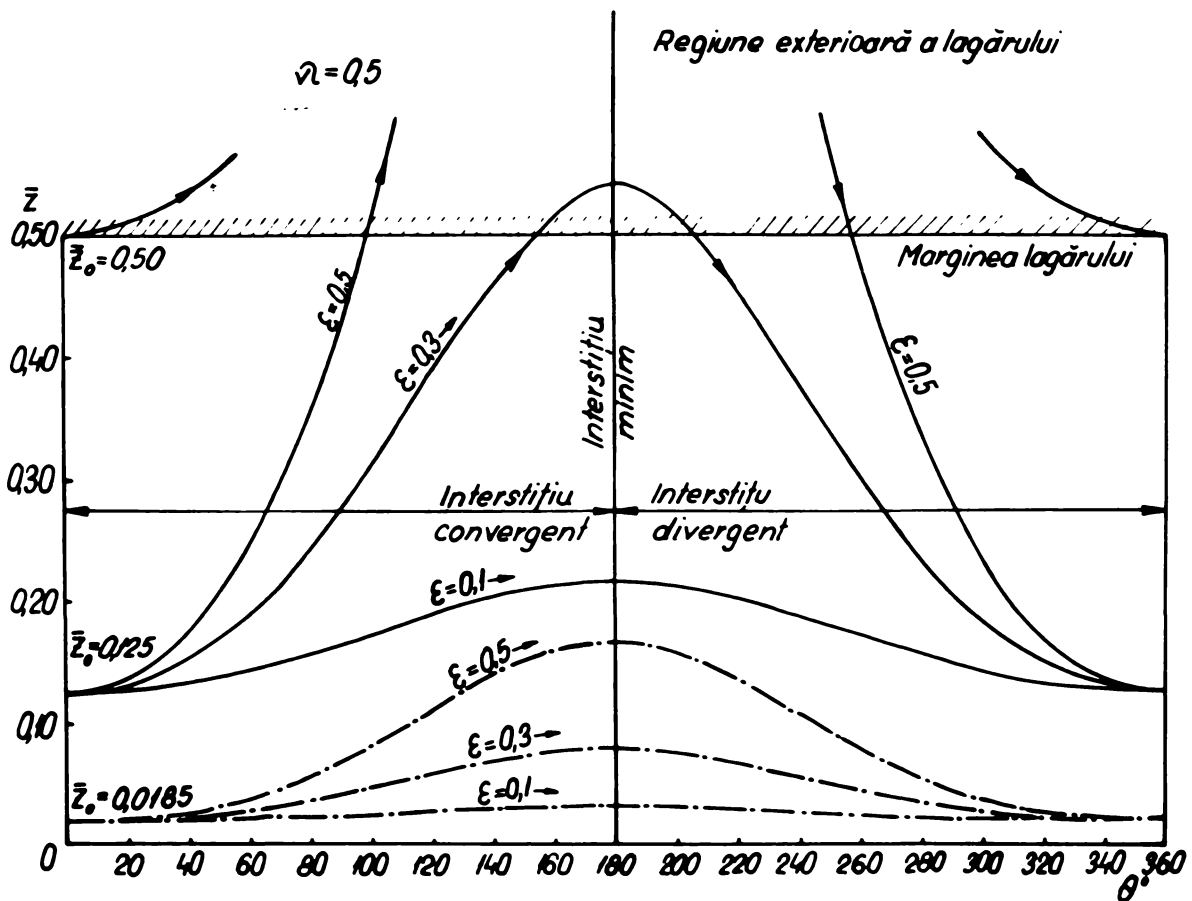


Fig. III.3

Se observă din fig.III.4 și III.5 că lagărele de lungime relativă, $\lambda = 0,5$ și $1,0$ nu vor prezenta acoperiri ale filmului pentru $\epsilon < 0,6$. Deci, în aceste regiuni de funcționare deosebit de joasă poate fi provocată sursele de influență mediului exterior.

În lagărele de lungime relativă $\lambda = 1,5$ și $2,0$, funcționând la excentricitate $\epsilon < 0,6$, spectrul "liniilor de curent limită" inițial prezintă un număr de convergență a liniilor,

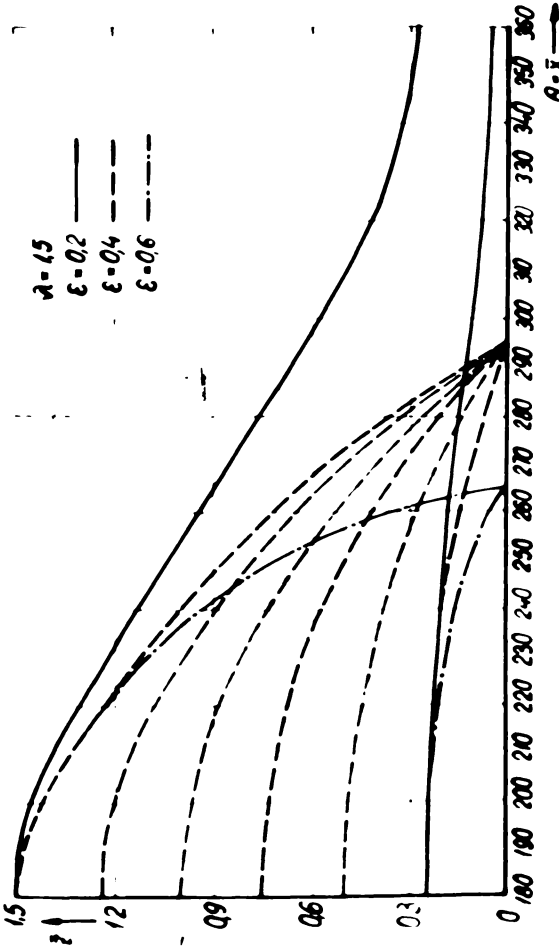
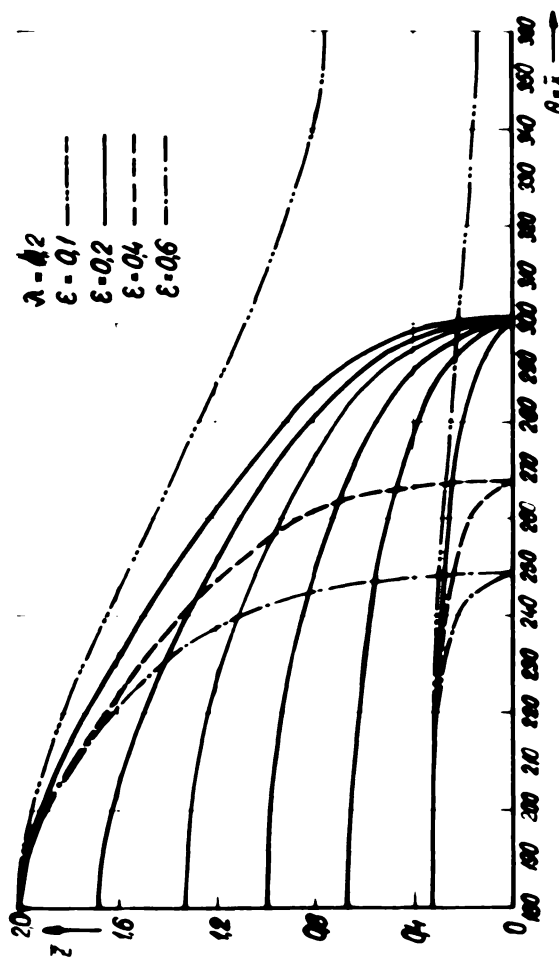
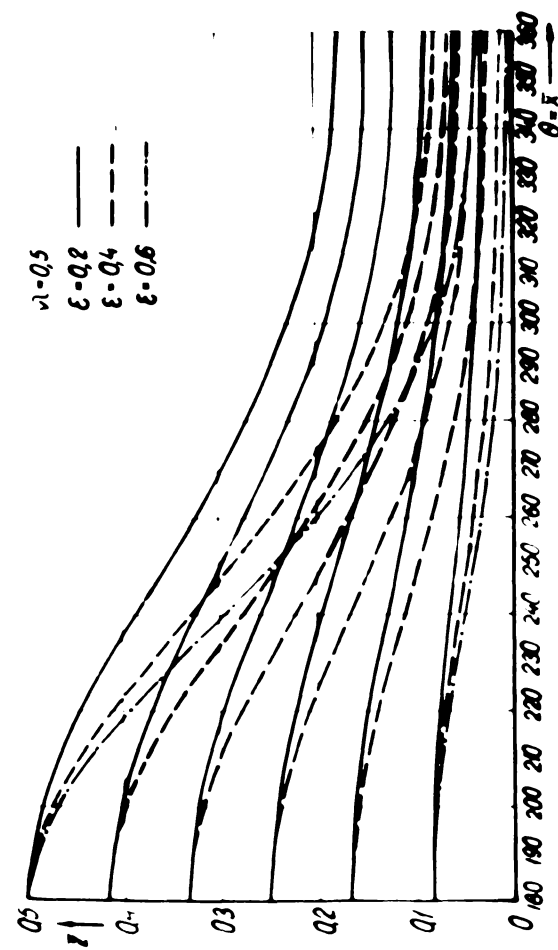
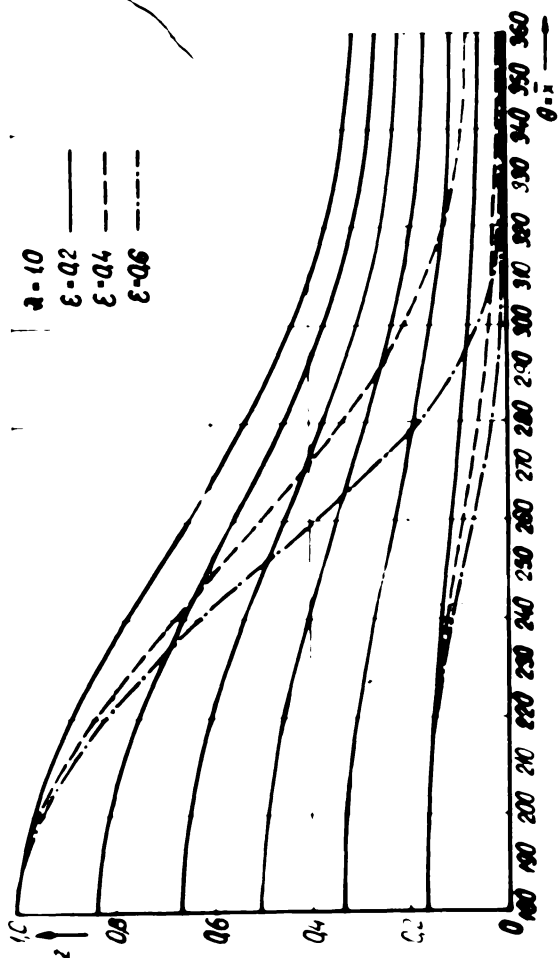


FIG. III.5

FIG. III.7

FIG. III.4

FIG. III.6

ceea ce reprezintă existența desprinderilor filmului de lubrifianț. Se observă că existența și poziția punctului de desprindere este puternic influențată de lungimea relativă a lagărului pentru aceeași excentricitate. Astfel pentru o excentricitate relativă $\varepsilon = 0,6$, la lagărele cu lungime relativă $\lambda = 0,5$ și $1,0$, punctul de desprindere este inexistent (pentru $\varepsilon > 0,6$ desigur va apare), la lagărul cu $\lambda = 1,5$ are coordonatele $\bar{s} = 0$ și $\theta = 266^\circ$ iar la lagărul cu $\lambda = 2,0$ are coordonatele $\bar{s} = 0$ și $\theta = 249^\circ$. Creșterea excentricității de funcționare determină deplasarea punctului de desprindere către unghiuri θ mai mici.

Menționez că în punctul de desprindere odată cu convergența liniilor de "curent limită" s-a obținut și tensiune de forfecare nulă la perete, deci absența frecărilor.

Obținerea condițiilor de frecare nulă la perete în condițiile curgerii lubrifianțului în lagărele hidrodinamice cilindrice se pot obține numai în prezența unui gradient pozitiv de presiune.

Deci, punctul de presiune minimă C_{pmin} este întotdeauna a-monte față de punctul de desprindere a filmului.

III.4 Concluzii

1. Prin definiție, pentru prima dată, a coeficientului de cavitație exterior, a coeficientului de cavitație interior și a curbelor caracteristice de cavitație pentru lagărele hidrodinamice cilindrice s-a obținut un criteriu teoretic principal de delimitare a domeniului de funcționare cavitațional.

2. Fenomenul de cavitație din filmul de ulei din lagărele hidrodinamice cilindrice este de tip gases izoterm.

3. Fenomenul de desprindere a filmului de lubrifiant sub formă de "degete", care poate conduce la anularea fenomenului de cavitație, poate fi evitat de perturbații ale curgerii lubrifiantului prin introducerea de bule de aer din exteriorul lagărului prin marginile laterale.

4. Creșterea lungimii relative a lagărului și a excentricității relative de funcționare conduce la deplasarea punctului de desprindere a filmului de lubrifiant în sens contrar curgerii.

5. Punctul de presiune minimă C_{pmin} este amonte față de punctul de desprindere a filmului.

CAPITOLUL IV

METODA NUMERICĂ DE CALCUL A DISTRIBUȚIILOR DE PRESIUNI

SI A PARAMETRI

IV.1 Condiții de tranziție de la curgerea laminară la cea turbulentă

Studiul condițiilor de tranziție de la curgerea laminară la cea turbulentă în lagărele hidrodinamice este prezentat detaliat de V.M. Constantinescu în tratatul său de specialitate cu privire la lubrifiția în regia turbulent /21/. În cadrul acestui paragraf se vor expune doar rezultatele calculului referitoare la condițiile de tranziție de la curgerea laminară la cea turbulentă pentru lagărul hidrodinamic cilindric studiat.

Numărul Reynolds critic, care caracterizează condițiile de tranziție a curgerii într-un lagăr cilindric nefincărcat infinit de lung, poate fi calculat cu formula următoare, dedusă de G.I. Taylor /21, p.30 și 59 p.371/ :

$$Re_0 = \frac{41,1}{\sqrt{\psi}} \quad (IV.1)$$

unde $\psi = C/R$ este jocul radial relativ.

Numărul Reynolds pentru lagăre a fost definit sub forma următoare /21 p.17/ :

$$Re = \frac{\rho_L U h}{\mu_L} \quad (IV.2)$$

unde ρ_L este densitatea uleiului, μ_L - viscozitatea uleiului, U - viteza relativă între pereți solizi ai filmului de lubrifiant și h - grosimea filmului de lubrifiant.

În cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice nefincărcate, deci cu grosime constantă a filmului, există următoarea formulă pentru calculul vitezei critice de tranziție /21 p.34/ :

$$n_c = 392,7 \frac{\psi}{R^2 \psi^{3/2}} \quad (IV.3)$$

unde ν este vîscozitatea cinematică și k este raza lagărului.

În figura IV.1 este reprezentat numărul Reynolds critic în funcție de jocul radial relativ pentru lagărul cilindric infinit lung și neîncărcat.

Turația critică în funcție de vîscozitatea cinematică a uleiului și jocul radial relativ pentru lagărul hidrodinamic cilindric infinit lung cu raza fusului $R = 20$ mm este reprezentată în fig. IV.2.

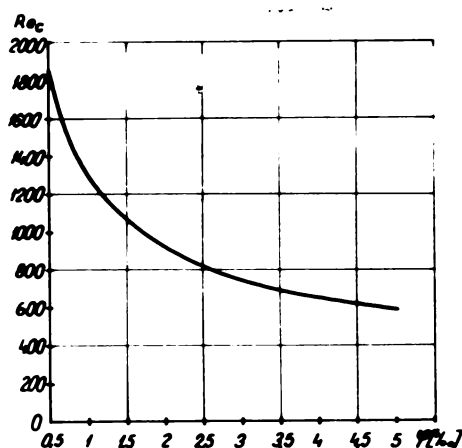


FIG. IV.1

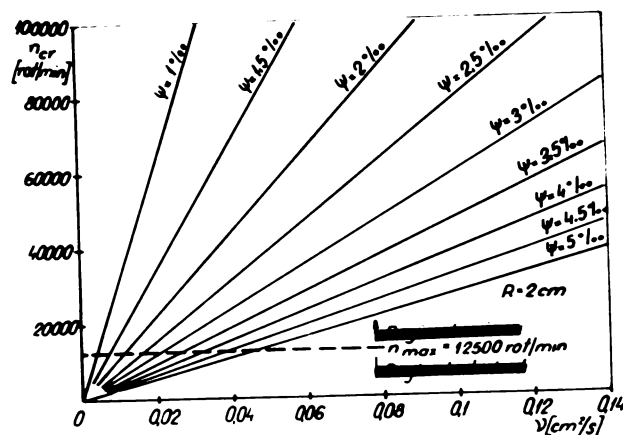


FIG. IV.2

În cazul lagărelor încărcate, rezultatele expuse mai sus sînt valabile numai într-o primă aproximație, deoarece grosimea h a filmului de lubrifiant nu mai este constantă, deci numărul Reynolds devine variabil. Astfel este necesară definirea unui număr Reynolds local /21 p.37; 22a și 22b/:

$$Re_l = \frac{2\rho_L U_m h}{\mu_L} \quad (IV.4)$$

unde U_m este viteza medie a lubrifiantului și h grosimea filmului în secțiunea respectivă.

Se admite o variație a vîscozității în filmul de lubrifiant, ca urmare a variației de temperatură provocată de căldura degajată prin frecare, de forma următoare /34/ :

$$\mu_L = \mu_{L1} \left(\frac{h}{h_1} \right)^q \quad (IV.5)$$

unde indicele l reprezintă secțiunea de intrare a lubrifiantului ($\theta = 0$) și q este un coeficient funcție de regimul termic de transmitere a căldurii prin lagăr.

În lagărele cilindrice infinite numărul Reynolds local se calculează cu formula /21/ :

$$Re = \frac{h_0}{C} \left(\frac{1+E}{1+E \cos \theta} \right)^q \frac{\rho_L U C}{\mu_L} = \frac{h_0}{C} \left(\frac{1+E}{1+E \cos \theta} \right)^q Re \quad (IV.6)$$

unde h_0 este grosimea filmului pentru secțiunea lagărului unde gradientul de presiune este nul.

h_0 poate fi calculat cu următoarele relații /21 p.38,40/ :

- pentru $q = 0$ avem relația :

$$h_0 = 2 C \frac{1-E^2}{2+E^2} \quad (IV.7)$$

- pentru $q = 1$ avem relația :

$$h_0 = C (1 - E^2) \quad (IV.8)$$

În fig.IV.3 este reprezentată variația raportului numărului Reynolds local maxim ($\theta = \pi$) pentru lagărele încărcate supra numărul Reynolds al lagăreilor neîncărcate pentru două regimuri termice caracterizate prin $q = 0$ și $q = 1$.

Având în vedere, că în cadrul cercetărilor experimentale pentru studiul cavitației în lagărele hidrodinamice cilindrice

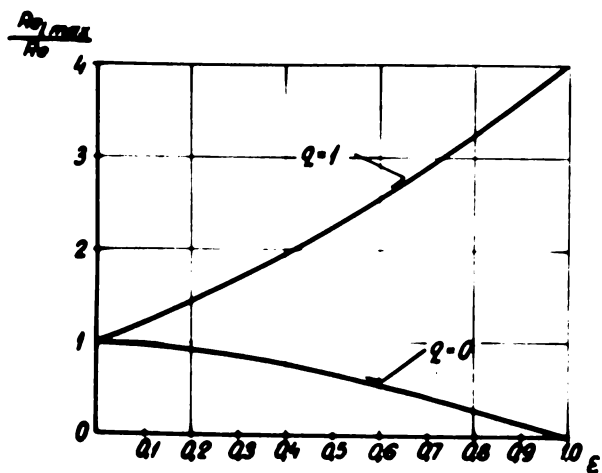


Fig.IV.3

a fost folosit uleiul Tq 2004 care are o vâscozitate minimă de 0,133 MP la temperatură maximă de funcționare de 85° și cu raza fucului este de 20 mm, iar jocul radial relativ maxim este de 0,0034 la un tip de lagăr sau de 0,005 în celălalt tip de lagăr,

reies următoarele concluzii :

- în cazul lagărelor neînclămate ($\varepsilon = 0,0$) turația critică de apariție a turbulenței este de aprox. 65000 rot/min pentru jocul relativ de 0,0034 și de 36000 rot/min pentru jocul radial relativ de 0,005

- în cazul unei încălcări a lagărului care să conducă la determinarea unei excentricități radiale de funcționare de $\varepsilon = 0,6$ turațiile critice calculate în ipoteza valorii unitare pentru coeficientul q scad la 26000 rot/min respectiv la 14500 rot/min pentru jocul radial relativ de 0,0034 respectiv 0,005.

Astfel, în cadrul cercetărilor întreprinse la turații până la 10250 rot/min, la excentricități mai mici de 0,6, vom avea întotdeauna o curgere laminară a lubrifiantului.

IV.2 Calculul presiunilor și a portanței cu ajutorul soluției aproximative a ecuației Reynolds

Determinarea distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune și a coeficientului adimensional de portanță pentru mai multe valori ale excentricității relative, care să cuprindă majoritatea domeniului de funcționare a lagărelor hidrodinamice cilindrice, cu ajutorul soluției aproximative a ecuației Reynolds în ipoteza filmului continuu, necesită un volum mare de calcule laborioase.

Din acest motiv, calculele pentru obținerea distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune și a coeficientului adimensional de portanță au fost automatizate prin programarea executării lor în limbaj FORTRAN, la un calculator electronic de generația 3-a de tip IRL-50.

Relațiile utilizate au fost expuse în paragraful II.1,

din care amintim relațiile finale (II.18), (II.19), (II.20), (II.23), (II.24), (II.25) și (II.26).

Rezultatele calculului, distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune, coeficientul adimensional de portanță și coeficientul adimensional de presiune minimă, sînt reprezentate sub formă de linii punctate în figurile IV.11, IV.12, IV.13, IV.14 respectiv IV.15 și IV.16.

IV.3 Calculul presiunilor și a portanței cu o metodă numerică de rezolvare a ecuației Reynolds

Pentru obținerea unor distribuții de presiuni și portanțe a lagărelor hidrodinamice cilindrice mai exacte ca rezultatele obținute cu ajutorul soluției aproximative a ecuației Reynolds (paragraful IV.2), s-a studiat posibilitatea de rezolvare numerică cu ajutorul calculatoarelor electronice a ecuației Reynolds.

În literatura de specialitate /59/ este indicată posibilitatea de rezolvare a ecuației Reynolds prin calcul numeric cu ajutorul metodei diferențelor finite, dar rezultatele obținute au fost calculate pentru condiția la limită Swift-Stieber, care nu conduce la rezultate corespunzătoare realității din punct de vedere a distribuțiilor de presiuni (vezi paragraful II.3).

Pentru determinarea distribuțiilor de presiune și în special a coeficientului adimensional de presiune minimă în cazul unui film continuu de lubrifiant este necesar să folosim condițiile la limită de tip Sommerfeld (rel. II.7). Soluțiile numerice ale ecuației Reynolds, obținute cu ajutorul metodei diferențelor finite, au fost calculate folosind aceste condiții la limită (rel. II.7).

Pentru generalizarea rezultatelor calculate la mai multe regimuri s-a folosit o ecuație Reynolds adimensionalizată. Adimensionalizarea ecuației a fost obținută prin folosirea următoarelor transformări :

$$\bar{x} = \frac{x}{R} = \theta, \quad \bar{z} = \frac{2z}{b}, \quad \bar{h} = \frac{h}{c} = 1 + \varepsilon \cos \theta \quad (\text{IV.9})$$

$$C_p = \frac{p \psi^2}{\mu \omega}$$

se admite o viscozitate constantă în întreg filmul :

$$\bar{\mu}_L = \frac{\mu_L}{\mu_{L \text{ med}}} = 1 \quad (\text{IV.10})$$

Făcând înlocuirile corespunzătoare relațiilor (IV.9) în ecuația Reynolds (II.6) se obține ecuația Reynolds adimensionalizată :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \theta}) + \left(\frac{2R}{b}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \bar{z}} \right) = 6 \frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \quad (\text{IV.11})$$

Pentru rezolvarea ecuației (IV.11) cu metoda diferențelor finite construim o rețea în planul filmului în a cărei noduri avem coeficienții adimensionali de presiune C_p , iar la mijlocul distanței între noduri avem grosimea filmului h (vezi Fig. IV.4).

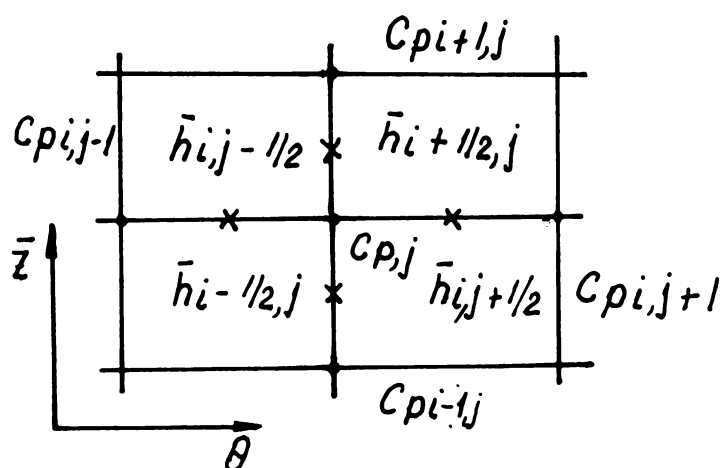


FIG. IV.4

Fiecare termen al ecuației (IV.11) poate fi exprimat în diferențe finite cu relațiile următoare /59 și 84/, folosind notațiile din figura IV.4 :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{h}^{-3} \frac{\partial C_p}{\partial \theta}) \approx \frac{\bar{h}_{i,j+1/2}^{-3} \frac{C_{p,i,j+1} - C_{p,i,j}}{\Delta \theta} - \bar{h}_{i,j-1/2}^{-3} \frac{C_{p,i,j} - C_{p,i,j-1}}{\Delta \theta}}{\Delta \theta}$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} (\bar{h}^{-3} \frac{\partial C_p}{\partial \bar{z}}) \approx \frac{\bar{h}_{i+1/2,j}^{-3} \frac{C_{p,i+1,j} - C_{p,i,j}}{\Delta \bar{z}} - \bar{h}_{i-1/2,j}^{-3} \frac{C_{p,i,j} - C_{p,i-1,j}}{\Delta \bar{z}}}{\Delta \bar{z}} \quad (IV.12)$$

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \approx \frac{\bar{h}_{i,j+1/2} - \bar{h}_{i,j-1/2}}{\Delta \theta}$$

Înlocuind termenii ecuației (IV.11) cu expresiile lor din (IV.12) obținem o ecuație liniară în proxiuni :

$$C_{p,i,j} = a_0 + a_1 C_{p,i+1,j} + a_2 C_{p,i-1,j} + a_3 C_{p,i,j+1} + a_4 C_{p,i,j-1} \quad (IV.13)$$

unde :

$$a_0 = \frac{6}{\Delta \theta} (\bar{h}_{i,j-1/2} - \bar{h}_{i,j+1/2}) \frac{1}{NUM}$$

$$a_1 = \lambda^2 \bar{h}_{i+1/2,j}^{-3} \cdot \frac{C_{p,i+1,j}}{\Delta \bar{z}^2} \frac{1}{NUM}$$

$$a_2 = \lambda^2 \bar{h}_{i-1/2,j}^{-3} \cdot \frac{C_{p,i-1,j}}{\Delta \bar{z}^2} \frac{1}{NUM} \quad (IV.14)$$

$$a_3 = \bar{h}_{i,j+1/2}^{-3} \frac{C_{p,i,j+1}}{\Delta \theta^2} \frac{1}{NUM}$$

$$a_4 = \bar{h}_{i,j-1/2}^{-3} \frac{C_{p,i,j-1}}{\Delta \theta^2} \frac{1}{NUM}$$

$$NUM = \lambda^2 \frac{\bar{h}_{i+1/2,j}^3 + \bar{h}_{i-1/2,j}^3}{\Delta \bar{z}^2} + \frac{\bar{h}_{i,j+1/2}^3 + \bar{h}_{i,j-1/2}^3}{\Delta \theta^2} \quad (IV.14)$$

$$\lambda = \frac{2H}{b}$$

Pașul ales al rețelei în direcția x este de $\Delta \theta = \pi/18$ (adică 10°), iar în direcția z este de $\Delta \bar{z} = 1/12$.

Se știe că soluția ecuației Reynolds este simetrică față de mijlocul lagărului dacă condițiile la marginile lui sînt identice. Astfel s-au efectuat calculele numai pentru o jumătate de lagăr (adică de la mijloc spre o margine).

Avînd în vedere că pentru fiecare nod al rețelei avem o ecuație de tipul ecuației (IV.13) și ținînd cont de pașii aleși ai rețelei rezultă că trebuie rezolvat un sistem de $12 \times 36 = 432$ ecuații cu tot atîtea necunoscute. Deoarece rezolvarea acestui sistem cu o metodă exactă [18 p.74 ; 76 p.45 ; 60 p.166 ; 35, 47] necesită un calculator cu o memorie mai mare decît cea existentă la calculatorul IRIS-50, s-a recurs la o metodă de rezolvare iterativă care a fost destul de repede convergentă.

Pentru micșorarea numărului de iterații, valorile inițiale de la care s-au pornit ciclurile de iterații, au fost coeficienții de presiune calculați cu ajutorul soluției aproximative (paragraful IV.2).

Au fost folosite următoarele condiții la limită :

1. Pentru marginea lagărului, $s = \frac{b}{2}$, respectiv $\bar{s} = 1$, avem :

$$C_{p_{max+1,j}} = 0 \quad (IV.15)$$

2. Pentru linia mediană a lagărului, $s = 0$, respectiv $\bar{s} = 0$, pe baza simetriei distribuțiilor de presiuni rezultă :

$$C_{p_{min-1,j}} = C_{p_{min+1,j}} \quad (IV.16)$$

3. Pentru generatoarele lagărului, respectiv limitele co-

menului la $\theta = 0$ și $\theta = 350^\circ$, pe baza condiției de periodicitate a funcției C_p rezultă :

$$\text{la } \theta = 0 \quad C_{p_{i,jmin-1}} = C_{p_{i,jmax}} \quad (IV.17)$$

$$\text{la } \theta = 350^\circ \quad C_{p_{i,jmax+1}} = C_{p_{i,jmin}}$$

Calculul presiunilor (C_p) din nodurile rețelei a fost început pentru fiecare θ de la marginea lagărului spre mijloc.

După ce s-au calculat toți coeficienții de presiune din nodurile rețelei, s-a efectuat o verificare în fiecare nod după fiecare ciclu, dacă noua valoare calculată are sau nu o abatere mai mare de 1 %. Dacă toate valorile din nodurile rețelei au avut o abatere mai mică de 1 %, procesul iterativ a fost întrerupt automat și s-a considerat că valorile rezultate sînt suficient de precise.

Coeficientul de portanță a lagărului a fost determinat prin integrarea componentelor după "verticală" a coeficienților de presiune de pe întreaga suprafață a lagărului. Componenta după "verticală" a coeficientului de presiune este definită prin relația următoare :

$$C_{ps_{ij}} = C_{p_{ij}} \cdot \sin[\Delta\theta(j-1)] \quad (IV.18)$$

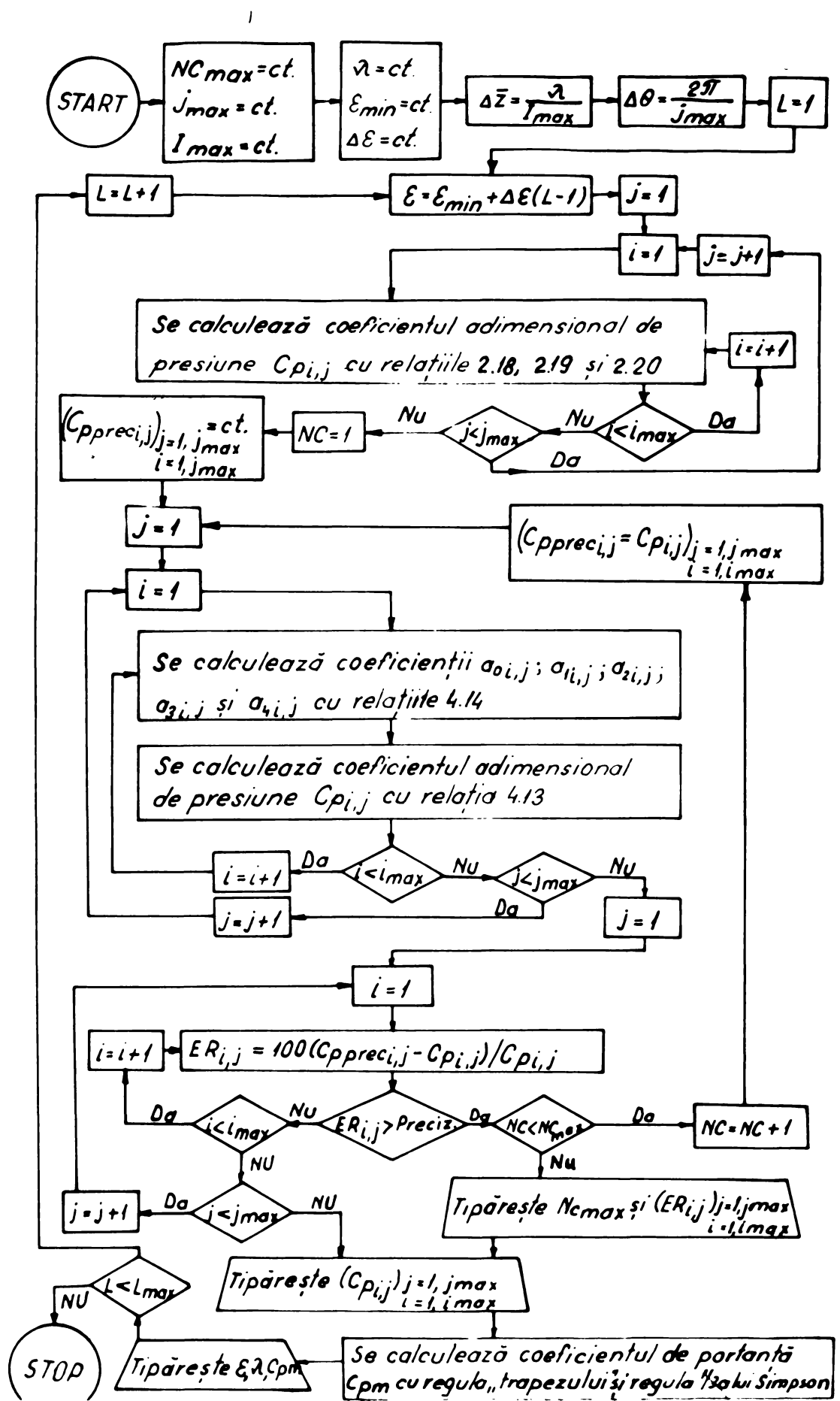
Coeficientul de portanță are expresia :

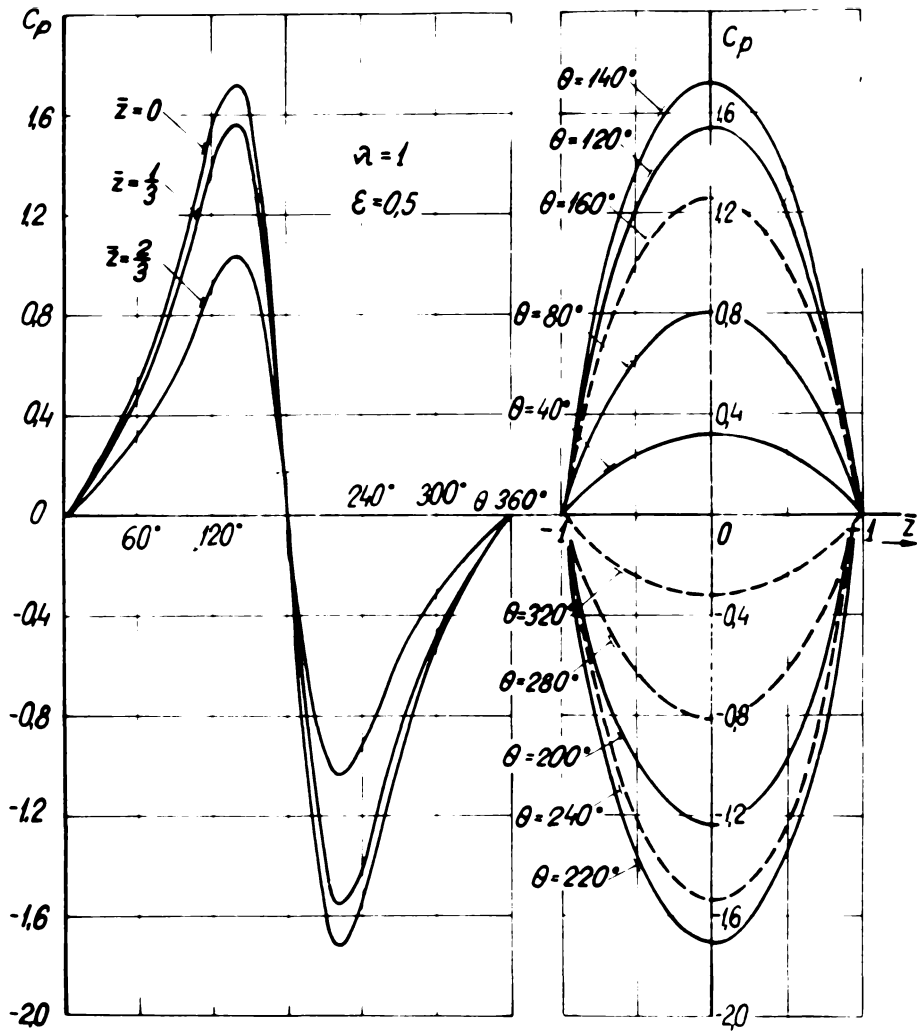
$$C_{pm} = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} C_{ps_{ij}} \cdot d\theta \cdot d\bar{z} \right) \quad (IV.19)$$

Integrarea a fost efectuată numeric cu ajutorul a două metode denumite "regula trapezului" și "regula de 1/3 a lui Simpson" [18, 35, 47, 96].

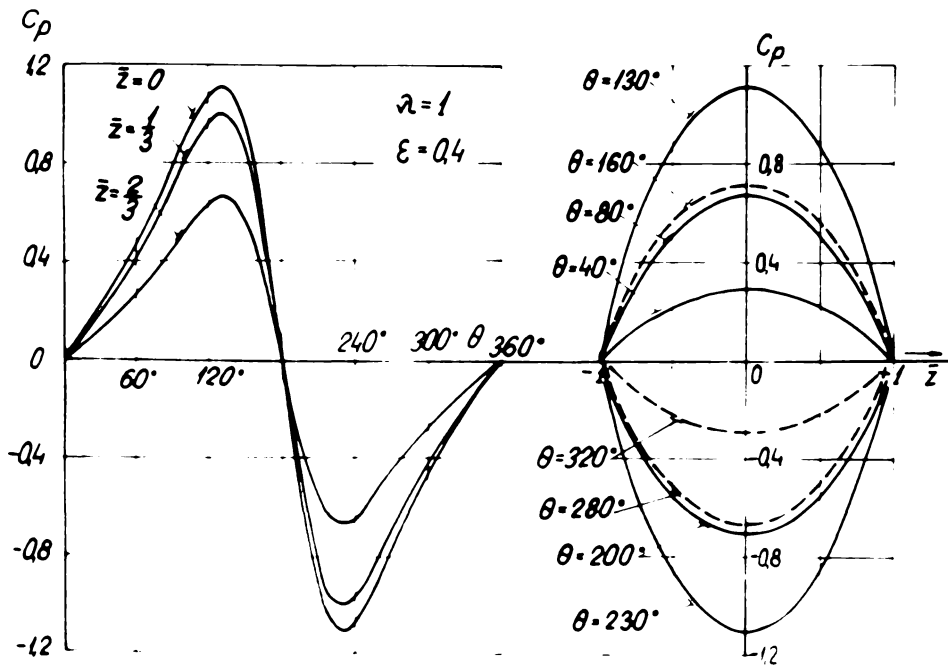
Ordineașau programului pentru calculul coeficienților a-dimensionali de presiune și a coeficientului de portanță este expusă în figura IV.5 (Programul de calcul este prezentat și în lu-

anexa 194/)





20.27.6



20.27.7

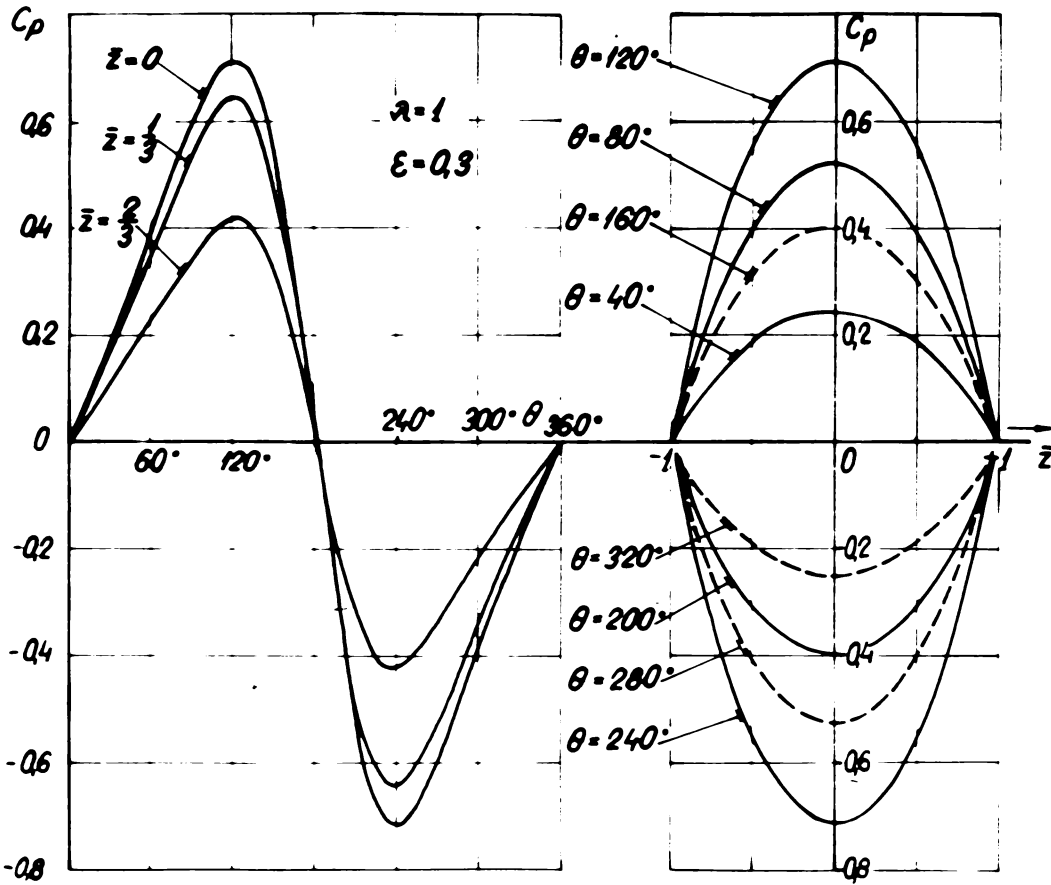


Fig. IV.8

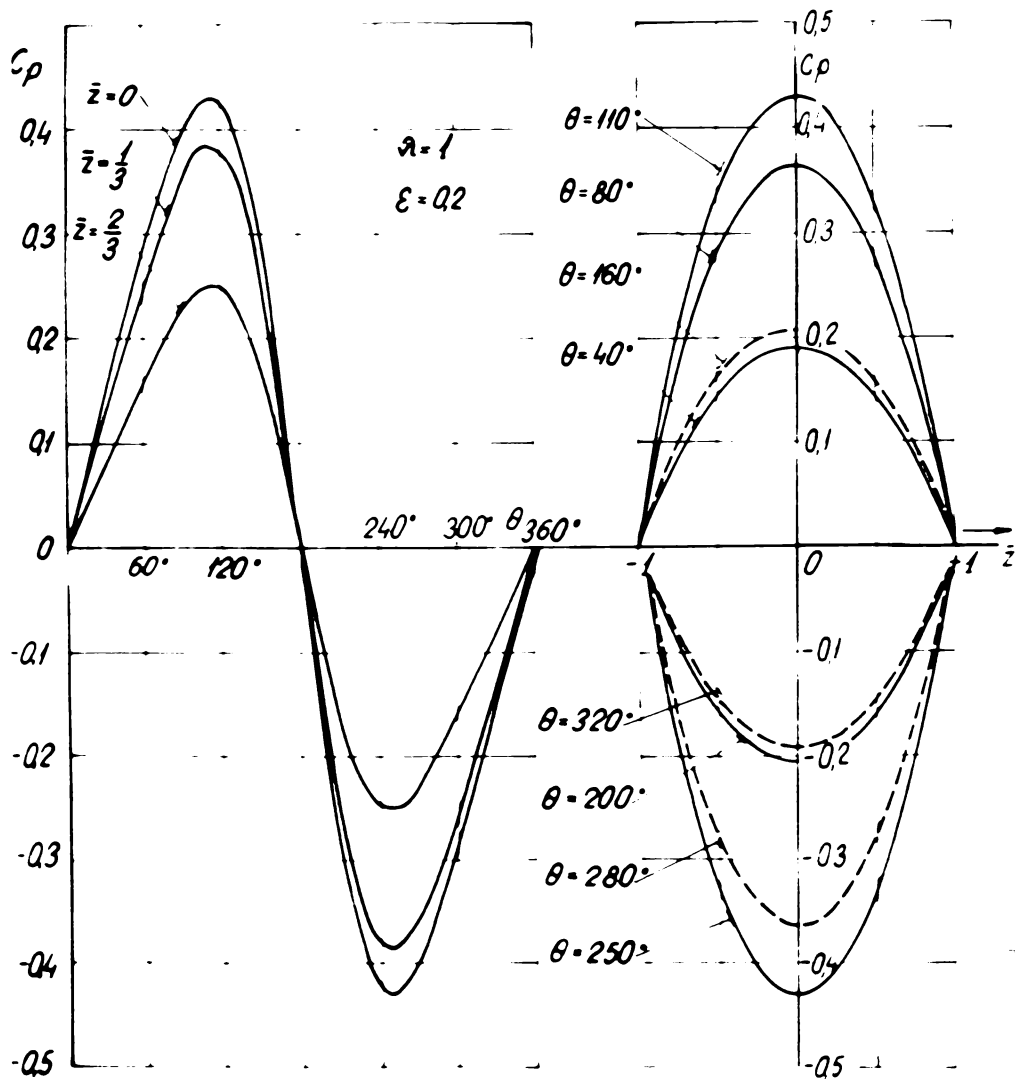


Fig. IV.9

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
BIBLIOTECA CENTRALA

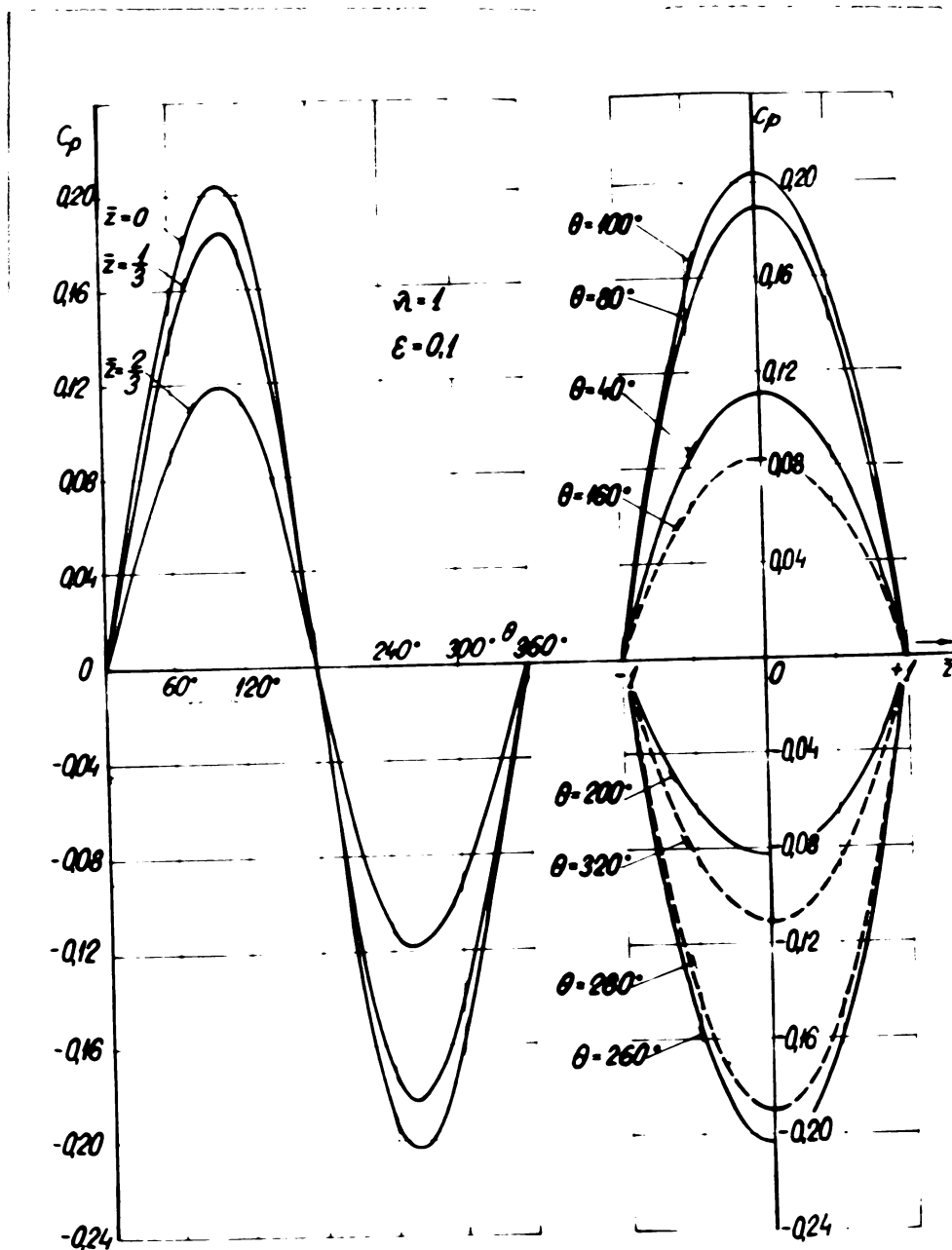


Fig. IV.10

Coeficienții adimensionali de presiune calculați cu ajutorul metodei diferențelor finite, respectiv distribuția lor în lagăr, sînt reprezentați în figurile IV.6 , IV.7 , IV.8 , IV.9 și IV.10 pentru excentricitatea relativă de $\epsilon = 0,5 ; 0,4 ; 0,3 ; 0,2$ respectiv $0,1$. Se observă că rezultatele calculului sînt dispuse într-un astfel de mod că permit trasearea unor curbe continue pentru distribuția coeficienților de presiune în lagăr. De acc-

menes, se observă că alura distribuțiilor de presiune calculate corespunde cu alura distribuțiilor de presiune măsurate experimental pentru lagăre cu film continuu (vezi paragraful II.2). Absența discontinuităților din distribuțiile de presiuni este și alura corespunzătoare a lor ne indică că rezultatele calculate sînt în bună concordanță cu cercetările teoretice și experimentale din lubrificarea lagărelor.

Coeficientul de portanță C_{pm} și coeficientul adimensional de presiune minimă C_{pmin} sînt reprezentați în funcție de excentricitatea relativă ε prin linii continue în diagrame din figura IV.15 respectiv IV.16.

IV.4 Compararea rezultatelor obținute cu metoda numerică de calcul cu cele ale soluției aproximative

În figurile IV.12 și IV.13 sînt comparate distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune obținute cu ajutorul soluției aproximative (linie punctată) cu cele calculate cu metoda numerică (linie plină). La ambele metode de calcul s-a admis ipoteza unui film izoterm ($q = 0$).

Se remarcă, că pentru excentricități relative ε mai mari de 0,1 coeficienții adimensionali de presiune C_p , în valoare absolută, calculați cu metoda numerică sînt mai mari ca cei obținuți cu ajutorul soluției aproximative, iar sub 0,1 situația se inversează, în special pentru $|C_{pmax}|$ și $|C_{pmin}|$. Prin urmare concordanța cea mai bună între cele două metode de calcul se obține pentru excentricități relative de 0,1...0,2, pentru lagăre de lungime relativă $\lambda = 1$. Abaterea maximă a rezultatelor soluției aproximative față de cele obținute cu metoda numerică este de 7,75 %

la $\varepsilon = 0,5$ (Menționez că nu s-au efectuat calcule numerice pentru excentricități relative mai mari de 0,5, unde probabil abaterea va crește).

Reprezentarea distribuției coeficienților adimensionali de presiune după generatoarea lagărului corespunzătoare poziției lui C_{pmax} din fig. IV.14 și IV.15 evidențiază aceeași tendință de abatere a rezultatelor calculate cu soluția aproximativă față de cele obținute cu metoda numerică.

Diferențele obținute la coeficienți adimensionali de presiune calculați prin cele două metode se transmit la coeficientul de portanță C_{pm} respectiv la coeficientul adimensional de presiune minimă C_{pmin} , ceea ce se și constată din figura IV.15 respectiv IV.16. În aceste figuri variația coeficientului de portanță și cea a coeficientului adimensional de presiune minimă în funcție de excentricitatea relativă a fost reprezentată prin linie plină pentru rezultatele calculate cu metoda numerică iar prin linie punctată cele obținute cu soluția aproximativă.

Se observă că dacă abaterea rezultatului obținut cu soluția aproximativă la calculul coeficientului adimensional de presiune minimă atinge valoarea de 7,75 % la $\varepsilon = 0,5$, abaterea coeficientului de portanță calculat cu aceeași metodă este de 17 % față de rezultatele calculate cu metoda numerică. Deci, ipotezele simplificatorii introduse în elaborarea metodei de calcul cu soluția aproximativă afectează rezultatul calculului de proiectare a lagărelor, în special prin obținerea unei portanțe a lagărelor mai mare decât valoarea calculată cu metoda numerică.

În figura IV.15 a fost trasată cu linie-punct dependența coeficientului de portanță C_{pm} funcție de ε pentru ipoteza unui

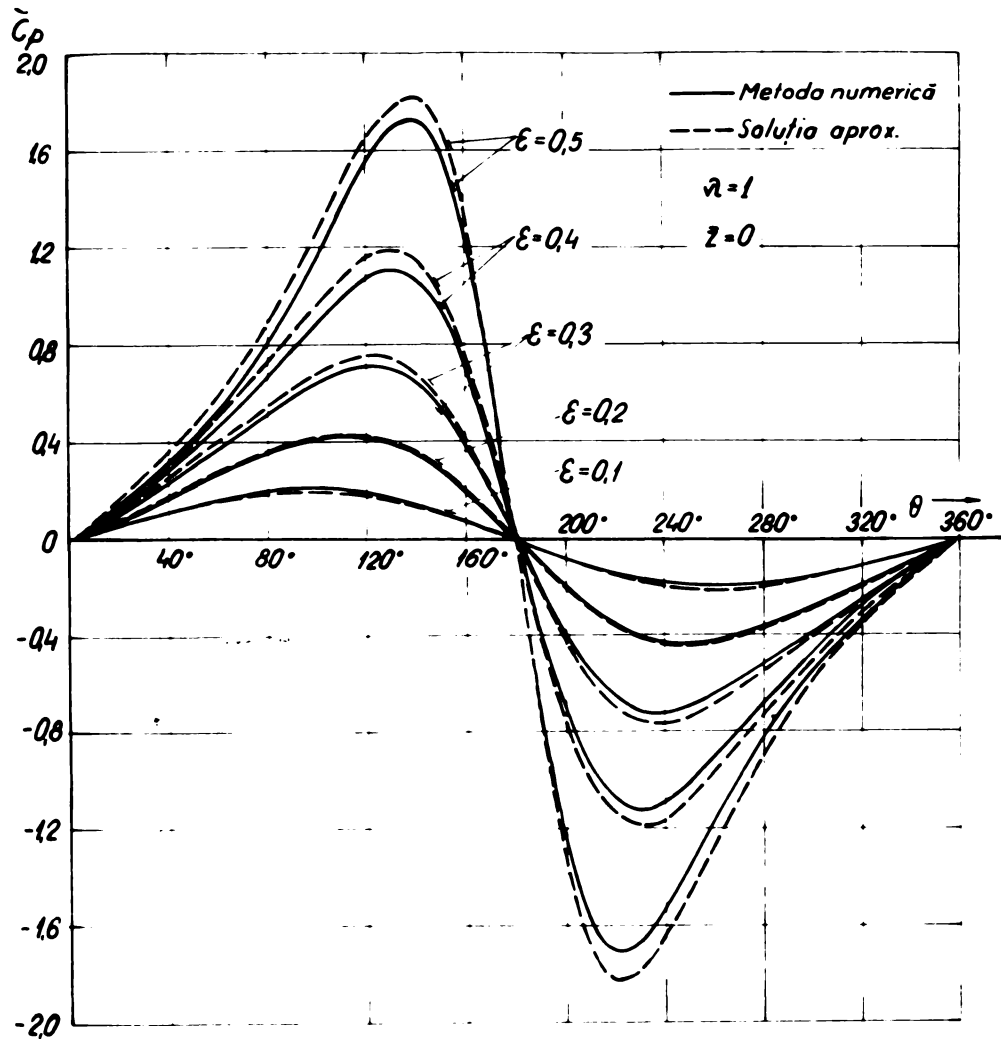


Fig.IV.11

lagăr cu film desprins în domeniul $\theta \in (\pi, 2\pi)$, în care domeniul presiunea este presupusă egală cu presiunea mediului ambiant. Calculul portanței C_{pm} s-a efectuat cu soluție aproximativă, în acest caz.

Compararea coeficienților de portanță calculați în ipoteza desprinderii filmului față de cei obținuți pentru lagăre cu film continuu ne demonstrează importanța existenței unui film continuu pentru creșterea portanței lagărelor.

Curba C_{pmin} funcție de ϵ , din figura IV.16, este identică cu curba caracteristică interioară de cavitație $\sqrt{V_{int}}$ (vezi paragraful III.1) pentru lagărele hidrodinamice cilindrice de lungime relativ unitară și va fi folosită la studiul funcționării cavi-

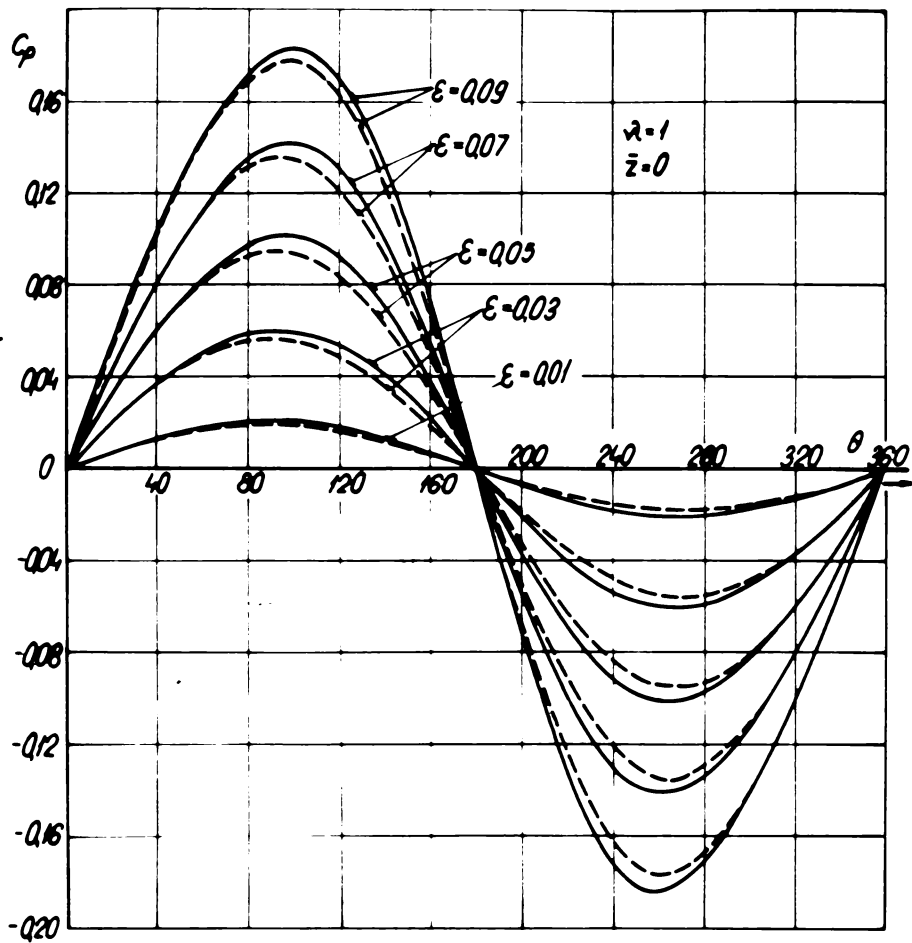


Fig. IV.12

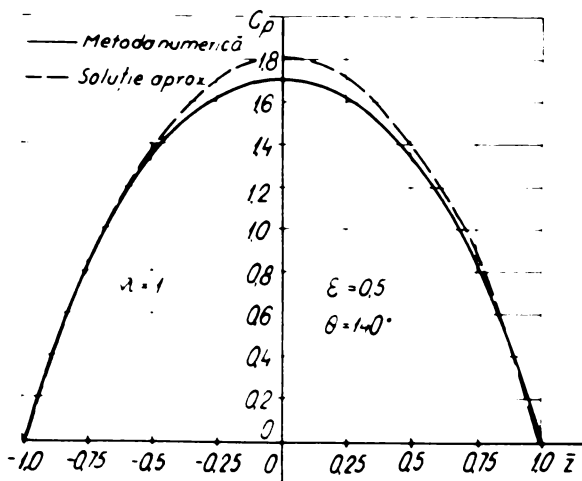


Fig. IV.13

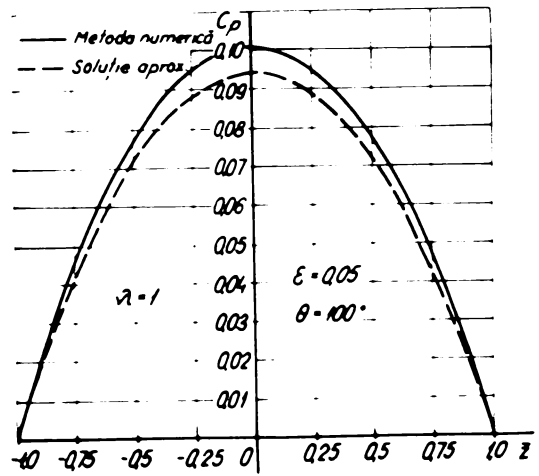


Fig. IV.14

tașionale a logirului în capitolul VI.

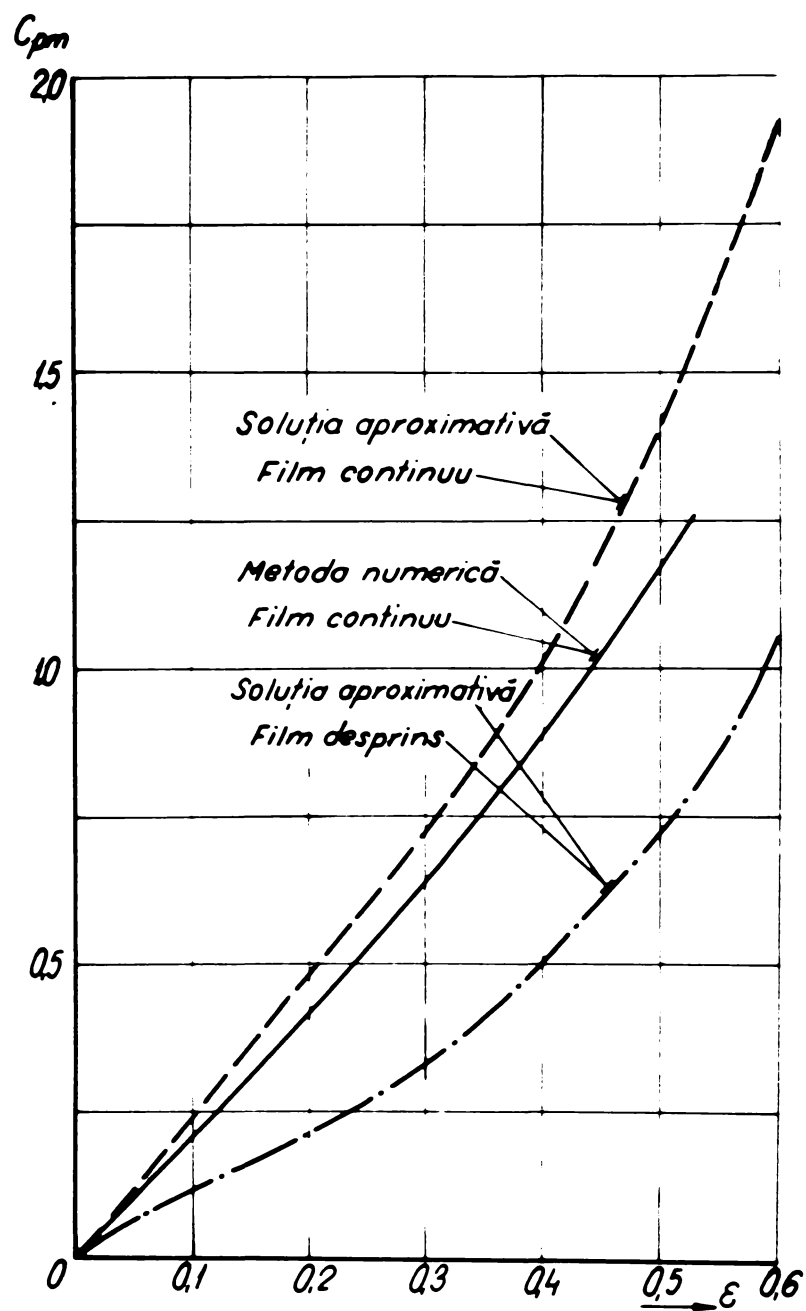


FIG. IV-15

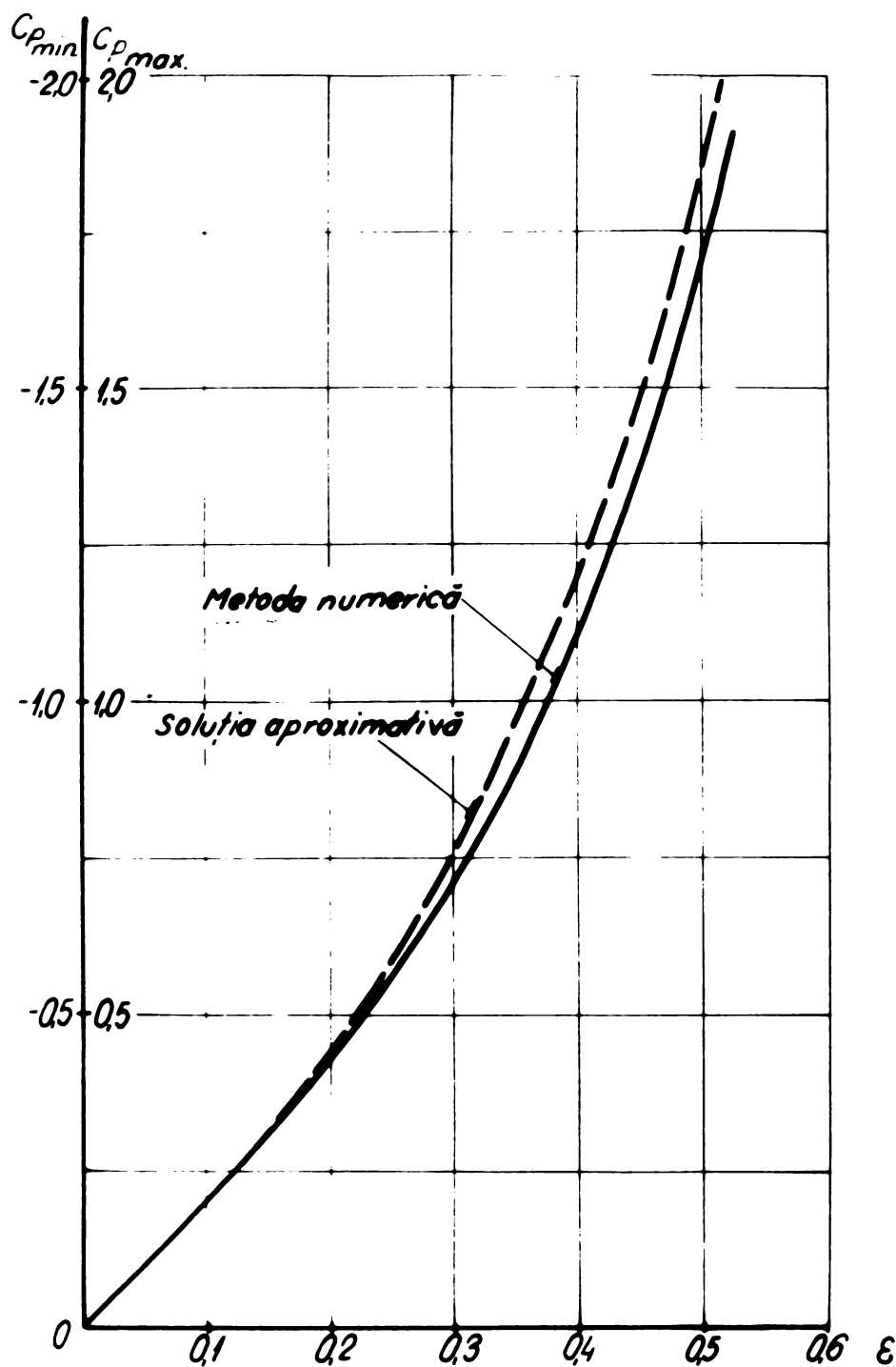


Fig. IV.16

IV.5 Concluzii

1. Metoda numerică de rezolvare a ecuației diferențiale a presiunilor, în cazul lagărelor hidrodinamice cilindrice, elaborată pentru condițiile la limită de tip Sommerfeld (II.7 sau III.17) a fost programată în limbaj FORTRAN pentru execuție automatizată la un calculator electronic.

2. Programul conceput efectuase calculul distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune, inclusiv a coeficientului de presiune minimă $C_{p_{min}}$ și a coeficientului de portanță, cu o precizie ridicată (eroarea sub 1 %) și într-un timp substanțial redus.

3. Curba de variație a coeficientului adimensional de presiune minimă - $C_{p_{min}}$ (fig. IV.17), fiind identică cu curba caracteristicii de cavitație interioară $\sqrt{v_{int}}$, poate fi folosită în studiul funcționării cavitaționale a lagărelor hidrodinamice cilindrice de lungime relativă unitară.

4. Curba calculată a coeficientului adimensional de presiune medie și a celui de presiune minimă funcție de excentricitatea relativă pentru lagărele de lungime relativă unitară poate fi folosită în proiectare.

5. Folosirea rezultatelor obținute conduce la evitarea posibilității de subdimensionare a lagărelor.

CAPITOLUL V

**REZULTATE EXPERIMENTALE ASUPRA FENOMENULUI DE CAVITATE
IN LAGARILE HIDRAULICE CILINDRICE**

V.1 Standul pentru studiul fenomenului de cavitație în lagăre

Cercetările experimentale asupra fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice cilindrice au fost orientate în primul rând spre măsurarea distribuțiilor de presiuni, care pot conduce la concluzii utile asupra portanței lagărelor și la lămurirea unor aspecte ale fenomenului fizic de cavitație din ulei.

Standul pentru studiul fenomenului de cavitație în lagăre a fost proiectat pornind de la următoarele cerințe impuse de natura fenomenului studiat, de extinderea domeniului parametrilor cercetați și de considerente tehnico-economice :

- Realizarea posibilității de măsurare a distribuției de presiuni din film pe circumferința lagărului.
- Asigurarea posibilității de variație și măsurare a încălzirii lagărului (sarcina), a turației fusului și a presiunii uleiului de alimentare a lagărului.
- Realizarea unui montaj a lagărului cercetat, care să permită înlocuirea lui cu o altă variantă fizică complicată tehnologic de montaj și centrare.
- Menținerea cât mai constantă a caracteristicilor de viscozitate și omogenitate a uleiului de alimentare pe întreaga durată a cercetărilor.
- Prevederea posibilității de vizualizare a filmului de lubrifiant.

Având în vedere considerentele de mai sus cât și posibilitățile existente referitoare la puterea motoarelor de antrenare de turație ridicată, s-au construit lagăre hidrodinamice cilindri-

ce cu diametrul fusului ϕ 40 mm și de lungime de 40 mm, cu fus din oțel aliat și cu cuzinet din bronz, în care au fost practicate prizele pentru măsurarea presiunilor sau cu cuzinet din plexiglas pentru fotografierea filmului de lubrifiant.

Dimensiunile principale ale variantelor de lagăr sînt prezentate în tabelul nr. V.1. Diametrul prizelor pentru măsurarea presiunilor este de ϕ 0,5 mm. Desenul cuzinetului din bronz este dat în figura V.1, iar a celui din plexiglas în figura V.2.

Schița ansamblului standului pentru studiul fenomenului de cavitație în lagăre hidrodinamice cilindrice este prezentată în figura V.3, pe bază căreia se va descrie funcționarea standului.

Ansamblul lagăr experimental (1) și fus-arbore (2) este montat pe două lagăre radiale cu rulmenți (3). La ambele capete ale arborelui (2) se găsesc două cuplaje (4) care fac legătură cu motoarele de antrenare electrice monofazice (5) tip M-4 (P.M.B. Pitești). La unul dintre motoare a fost inversat sensul de rotație prin modificarea colectorului original al motorului. Antrenarea bilaterală a fost necesară deoarece puterea unui singur motor este insuficientă (0,45 kW). Turația maximă a motoarelor este de 15000 rot/min. Răcirile motoarelor de antrenare a fost realizată cu câte un grup motor electric-ventilator (tip Ciadca-URSS). Întreg ansamblul, descris mai sus, a fost montat pe o placă cocină prelucrată plan (7), de o grosime de 25 mm, pentru a asigura condiții optime de montaj precis fără deșurări și respectiv pentru a evita bătuile din timpul funcționării. Placa (7) a fost fixată pe șasiul standului (8) executat din profile caștase de tip I.

Încălzirea cu diverse sarcini a lagărului experimental

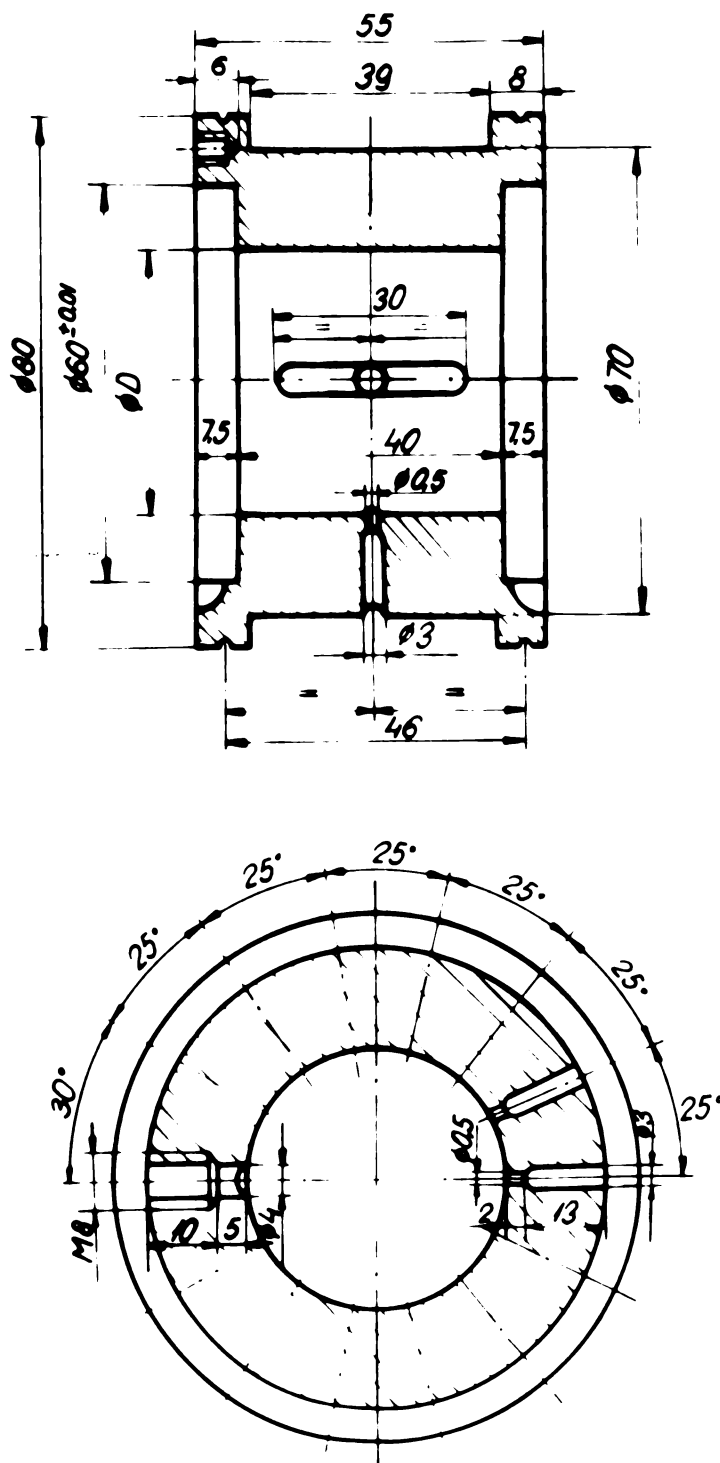
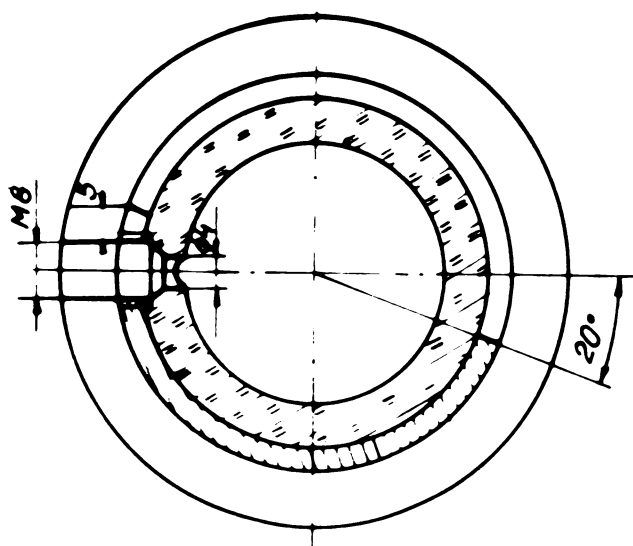
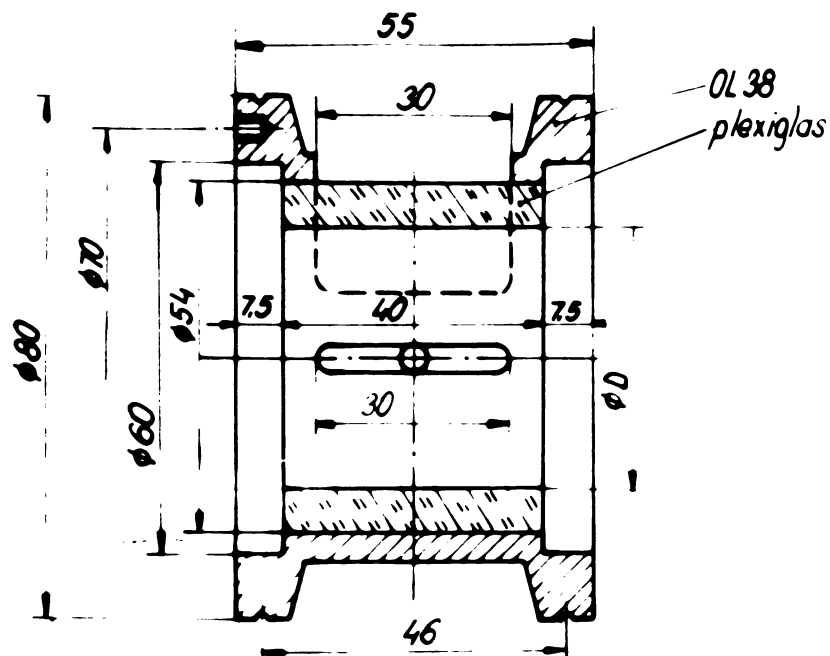


Fig. V.1

(1) este realizat printr-un sistem sub forma unui "scripete". Cablurile (9) prin care se face transmiterea forței de la talorul cu greutatea etalonată (10) la lagărul (1), sînt din sîmți otelită de diametru $\phi 0,2$ mm. Cablurile au fost infurcate pe role (11) montate pe rulmenți radiali cu bile la schimbările de direcție,

astfel frecările în lagărele rozelor sînt negliabile.



INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
BIBLIOTECA CENTRALA

Fig. V.2

Variacția turăției arborelui se realizează prin modificarea tensiunii de alimentare a motoarelor (5) cu un autotransformator (23).

Circuitul de ulei al stațiunii se compune din următoarele elemente, ex. de în sensul curgerii uleiului :

- rezervorul (14) cu o capacitate de $0,039 \text{ m}^3$ ulei este dotat cu o instalație de termostatare a uleiului. Datorită tempo-

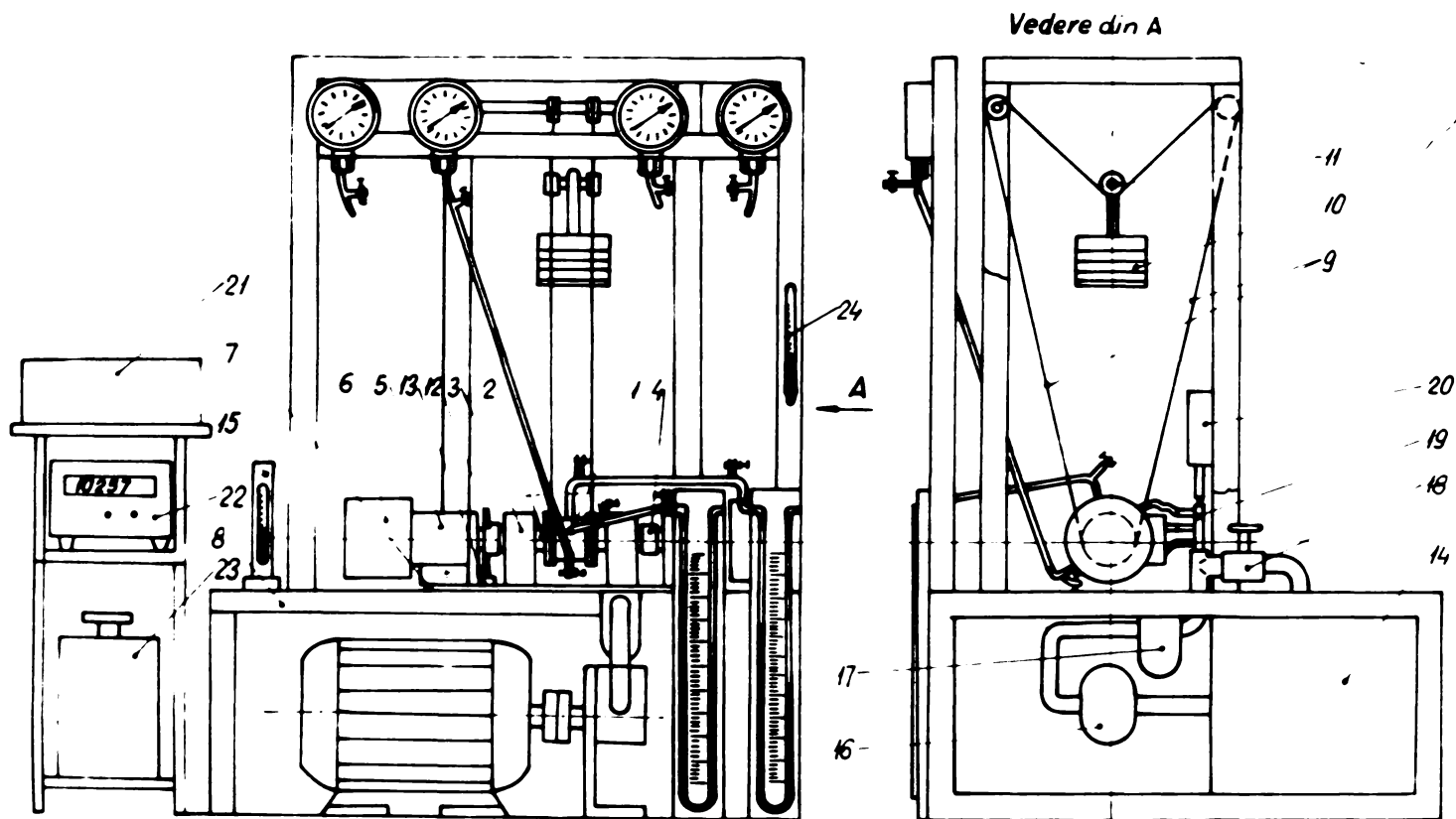
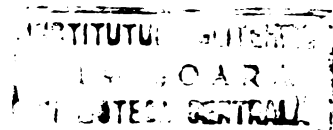


FIG. 7.3

returilor ridicate de reșină a uleiului ($t = 50^{\circ}\text{C}$) față de temperatura ambianță și a schimbului intens de căldură prin pereții rezervorului, instalația de termostatare a uleiului a fost prevăzută numai cu aparatură necesară încălzirii uleiului, răcirii fiind realizată prin pereții rezervorului.

Aparatura de încălzire și de reglare a temperaturii este formată dintr-o rezistență izolată de 2000 W scufundată în ulei, alimentată printr-un autotransformator pentru reglarea curentului, un termometru cu contact (15), reșet la temperatura de 50°C , care comandă un reșet de întrerupere cu mercur ($I_{\text{max}} = 10 \text{ A}$).

- Filtru gros amplasat pe conducta de aspirație a pompei în rezervorul (14).



Tabelul nr. V.1

Denumire lo- Gâr	Diam. arbore [mm]	Lun- gime cuzinet [mm]	Joc radial [mm]	Unghiul de amplasare a prizelor în sensul rotației (în grade)													Joc radial relativ ψ $t = 20^\circ\text{C}$	Lun- gime relat. ν	
				1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13			
LoGâr I-Bz	40,98	40,0	0,06	0	30	55	80	105	130	155	180	205	230	255	280	305	330	0,00293	1,025
LoGâr II-Bz	40,62	40,0	0,095	0	30	55	80	105	130	155	180	205	230	255	280	305	330	0,00468	1,017
LoGâr III- Flora	40,62	40,0	0,190	0	f u r d p r i z e													0,009	1,016

- Pompa cu roți dințate (16) tip C 22X (U. Flopeni), antrenată de un motor electric trifazic de servomotor tip 40 ($P = 6 \text{ kW}$).

- Filtru fin (17) montat pe conducta de refulare a pompei.

- Robinet (18) cu rol de reglare a presiunii de alimentare a lagărului.

- Manificția (19), care distribuie uleiul la lagărul experimental (1) și la cele două lagăre de sprijin cu rulmenți (3).

- Manometrul (20), legat la conducta de alimentare a lagărului experimental (1), pentru măsurarea presiunii de alimentare.

- Lagărele (1) și (2) cu returul de la scurgările lagărelor la rezervor.

Performanțele stațiunii pentru studiul fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice cilindrice sînt următoarele :

- încărcare maximă 205 l la turația maximă

- turație maximă 13.500 rot/min la sarcină maximă

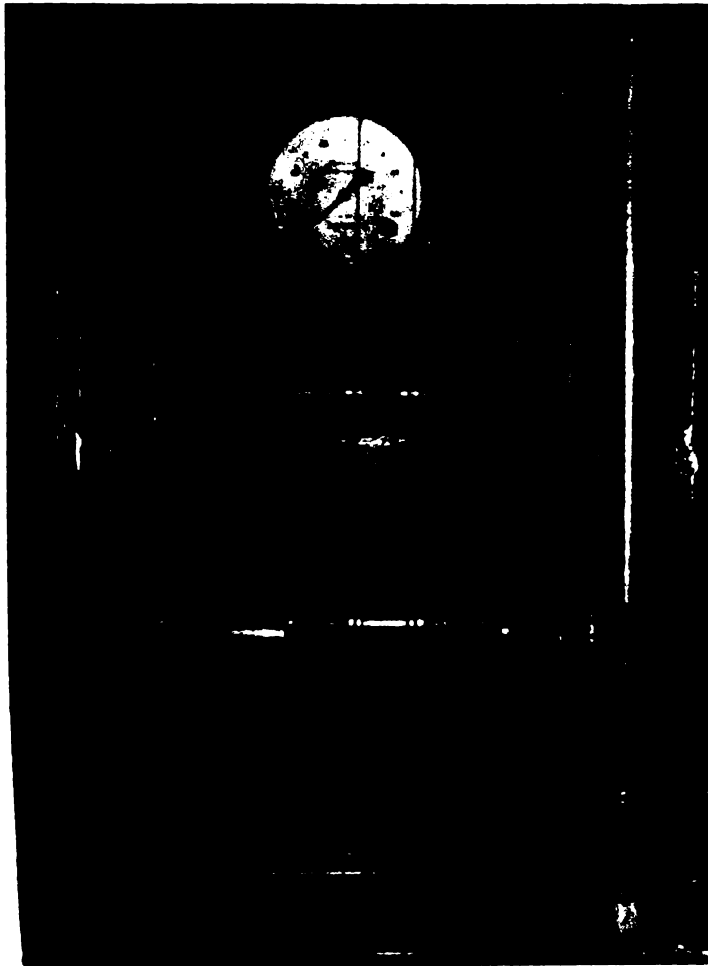
- presiune de alimentare maximă 5 kgf/cm^2

Fotografiile din figurile V.3.1 - V.3.5 redau unele aspecte ale descrierii standului, expuse mai înainte. Astfel, în figura V.3.1 este prezentată fotografia de ansamblu a standului; în figura V.3.2 este expus montajul lagărului de plexiglas iar în figura V.3.3 sînt fotografiate cele două lagăre de bronz I-Bs și II-Bs. În figura V.3.4 este reprezentat sistemul de încărcare tip "scripete". Fotografia din figura V.3.5 prezintă o vedere laterală a standului în dreptul liniei arborilor, în care se observă că lagărul experimental (în acest caz cel de plexiglas), montat la mijloc, care este antrenat bilateral de motoare electrice dispuse în părțile cilindrice de diametru mic a carcасelor laterale. Încălzirea motoarelor de antrenare este realizată cu grupuri

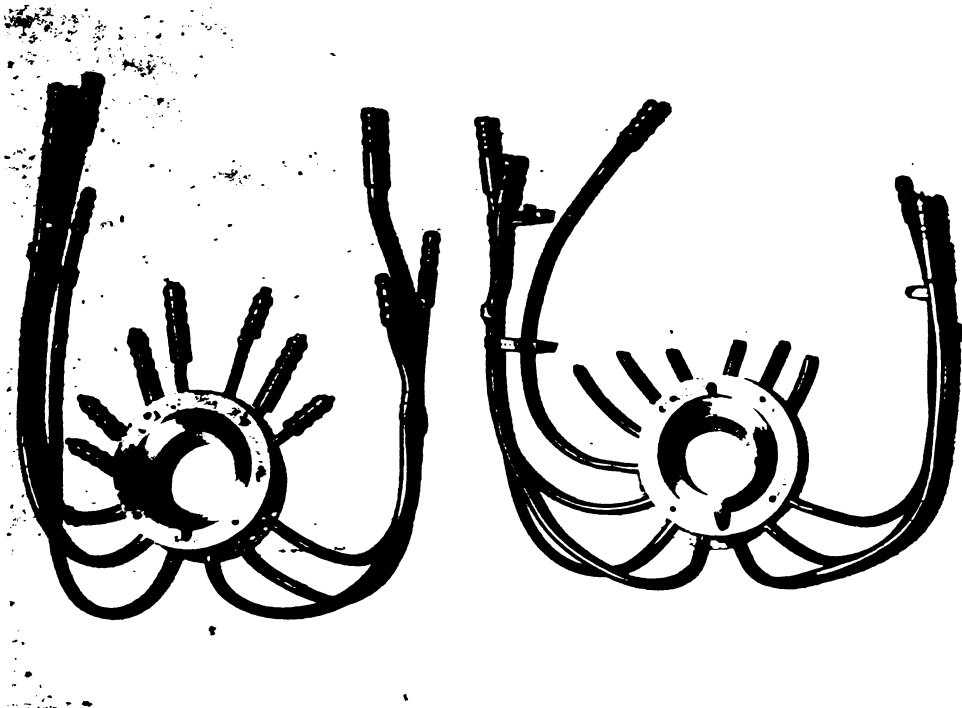
2 2 2



1.7.3.1



2.2.2



• • • •



• • • •

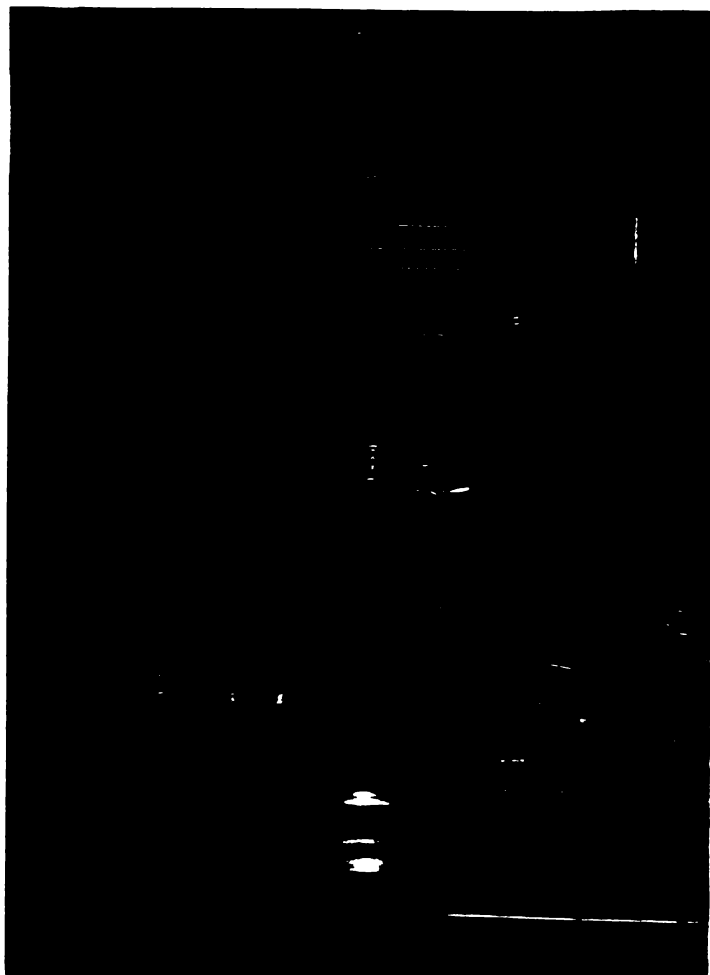


Fig. V.3.5

motor electric-ventilator, montate în extremități, care re-
fulează aerul în carcasele motoarelor de antrenare.

V.2 metode de măsurare a parametrilor cercetați

Parametri globali, încălzirea lagărului, turația arbore-
lui și temperatura uleiului din filă, care caracterizează regimul
de funcționare a lagărului, au fost determinați în modul următor:

- Încălzirea lagărului a fost măsurată prin înregistrarea
greutăților etalonate de pe taler la care s-a adăugat diferența
de greutate dintre cea a talerului și cea a cusinetului. Eroarea
de măsurare este sub 2 %.

- Turația arborelui s-a determinat cu ajutorul unei apar-
turi de înregistrare numerică a turației, proiectată și executată
de colectivul laboratorului de mașini hidraulice. Aparatura se
compune dintr-un disc (13) cu 60 de dinți, un traductor magnetic
de impulsuri (13), care produce impulsuri electrice la fiecare
trece a unui dinte a discului în dreptul său și un numărător

electronic tip UMU-41-5250-2 (22). Eroarea de măsurare este 1,0 și scade cu creșterea turației.

- Temperatura uleiului din film a fost determinată prin măsurarea temperaturii uleiului la ieșirea din lagăr. Măsurarea temperaturii uleiului a fost efectuată cu un termocuplu cupru-constantan și un compensator tehnic tip UM-2111 (150). Compensatorul tehnic, folosit pentru măsurarea forței electromotoare a termocuplei, a fost conectat la lipitura rece, conform schemelor prezentate în bibliografia /50, 70/ și a instrucțiunilor de montaj a compensatorului, s-a folosit scara de 0-15 mV, care are distanța între două diviziuni de 0,001 mV, ceea ce a asigurat realizarea unei erori maxime de măsurare de 0,5 %.

La transformarea citirilor de forțe electromotoare a termocuplei în grade s-a folosit curba de etalonare dată în /50,70/. Ținând cont de faptul că temperatura lipiturii reci a fost egală cu cea a mediului ambiant, măsurată cu termometrul (24) (fig.5.5), și nu cu zero grade, a fost necesară o corecție a etalonării conform indicațiilor date în /70 p.65/.

Distribuția de presiuni în lagăr a fost măsurată cu manometru în regiunea încălzită a lagărului $\theta \in (0, \pi)$ și cu piezometru cu mercur în regiunea răcoroasă a lagărului $\theta \in (\pi, 2\pi)$. Respectiv, la prizele nr.1, 2, 3, 4, 5 și 6 a fost conectat câte un manometru, iar la prizele nr.7, 8, 9, 10, 11, 12 și 13, unde în general se înregistrează depresiiuni, s-a legat câte un piezometru cu mercur (Numărul prizelor corespunde cu notația din tabelul 1.1). Pentru a crește precizia citirilor, manometrele au fost alese corespunzător presiunilor existente în dreptul prizei respective. Astfel, la prizele cu presiunea cea mai mare, nr.4 și 5, au fost conectate manometre cu scale de la 0 la 6 daN/cm^2 , la prizele nr.

3 și 4 au fost legate manometre cu scala de la 0 la 4 daN/cm^2 , iar la prizele nr.1 și 6 manometre cu scala de la 0 la 2,5 daN/cm^2 . Clasa de precizie a manometrelor folosite este de 0,6 %.

Presiunile din filmul de ulei au fost calculate pe baza citirilor la manometre, respectiv piezometre, ținând cont de cota de amplasare a instrumentelor de măsurare față de prizele respective.

După o serie de tubodări s-a stabilit următoarea ordine optimă de efectuare a încercărilor :

1. Se pornește pompa de ulei și instalația de termostatare a uleiului.
2. Se reglează presiunea de alimentare a lagărului la 2,5 - 3,0 daN/cm^2 și se menține la această valoare timp de 10 minute pentru evacuarea aerului din lagăr. Apoi se reglează presiunea de alimentare la valoarea dorită în cadrul încercărilor.
3. Se evacuează aerul din conductele de legătură dintre manometre și prize, respectiv dintre piezometre și prize.
4. Dacă s-a atins temperatura de regim a uleiului ($t = 50^{\circ}\text{C}$) se pot porni motoarele de antrenare. În prealabil se verifică dacă lagărul este deosecit pentru evitarea grișării.
5. Se încarcă lagărul cu sarcina dorită.
6. Se reglează turația la mărimea necesară.
7. Se efectuează citirile de precizie la manometre, respectiv de nivel a nescurului la piezometre și de forță electromotoare a termocuplei. Durata de stabilizare a presiunilor și temperaturii după fiecare variație de regim (încărcare sau turație) este de 5 până la 10 minute.

Observație : Ordinea de efectuare a încercărilor este in-

diferență este din punct de vedere a variației turației și din punct de vedere a sensului de modificare a încălzirii lagărului.

V.3 Rezultate experimentale. Distribuții de presiuni

În continuare sînt prezentate distribuțiile de presiuni măsurate pentru diverse combinații de turații, încălziri a lagărului, jocuri relative și presiuni de alimentare.

Distribuțiile de presiuni măsurate experimental au fost prelucrate sub forma unor distribuții de coeficienți adimensionali de presiune. Coeficienții adimensionali de presiune au fost calculați folosind relația (II.20):

Viscozitatea, care a fost folosită în calculul coeficienților adimensionali de presiune, are extrasă din diagrame din figura V.4 conform temperaturii măsurate.

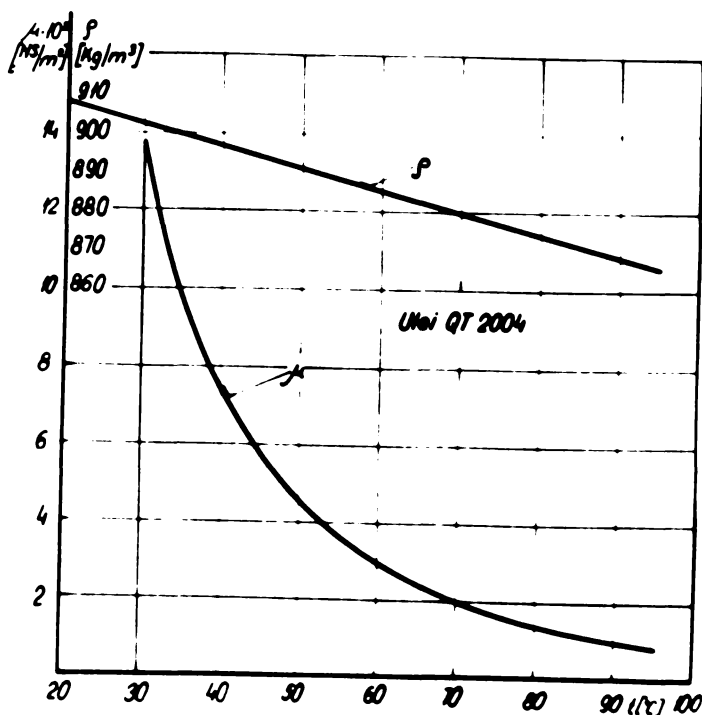


Fig. V.4

Jocul radial relativ (ψ) a fost calculat în funcție de temperatura filmului cu relația următoare :

$$\psi_t = \psi_{20} + (\alpha_{Bz} - \alpha_a) (t - 20^\circ) \quad (V.1)$$

unde : ψ_{20} este jocul relativ măsurat la 20° ;

$$\alpha_{Bz} = 17,5 \cdot 10^{-6} \text{ m/a.grad pentru bronz 3al5 /49/}$$

$$\alpha_a = 11 \cdot 10^{-6} \text{ m/a.grad pentru oțel aliat cu crom /16/}$$

În figurile V.5 - V.38 sînt prezentate distribuțiile de coeficienți adimensionali de presiune trecute sub formă unor curbe medii printre punctele determinate experimental reprezentate prin diverse semne conform legendelor etapele la fiecare diagramă. Legendele conțin : numărul regimului și data de încercare, viscozitatea (μ) și jocul relativ (ψ_t) la temperatura de funcționare, viteza unghiulară și simbolul de reprezentare. Astfel este oricînd posibilă o recalculare a presiunilor măsurate.

Pe fiecare diagramă mai sînt trecute următoarele caracteristici globale a regimului de funcționare a lagîrului : tipul lagîrului (conform tabelului V.1), sarcina lagîrului, turația, presiunea de alimentare și coeficientul adimensional de portanță.

Toate distribuțiile de coeficienți adimensionali de presiune au fost obținute prin măsurarea presiunilor prin prize amplasate la mijlocul lagîrului la diferite unghiuri θ conform tabelului V.1.

Pentru o prezentare sintetică a caracteristicilor experimentale de determinare a distribuțiilor de presiuni în lagăre hidrodinamice cilindrice (lungime relativă unitară) în funcție de tipul lagîrului (jocul relativ), presiunea de alimentare, turația arborelui și încălzirea (sarcina) lagîrului s-a procedat la ordonarea diagramelor conform tabelului nr. V.2.

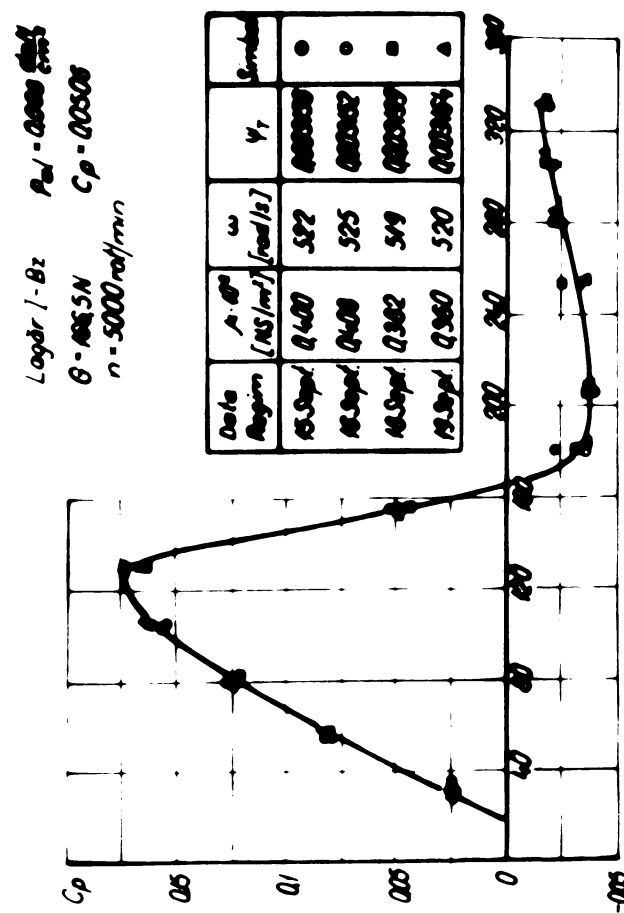
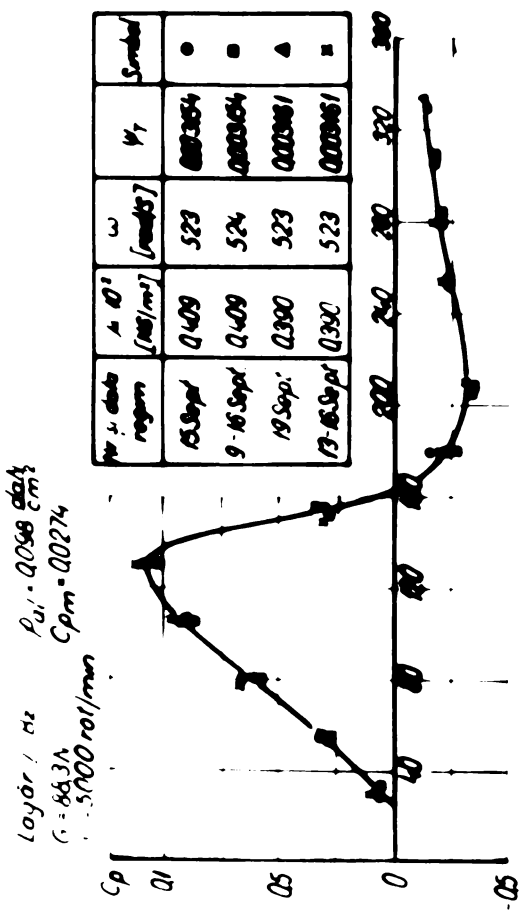
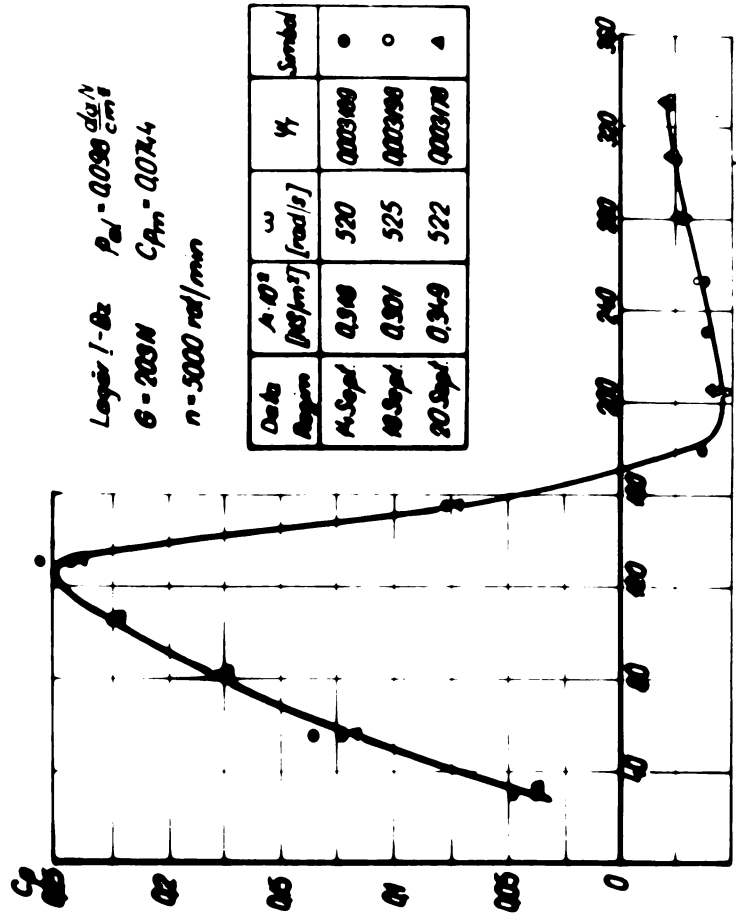
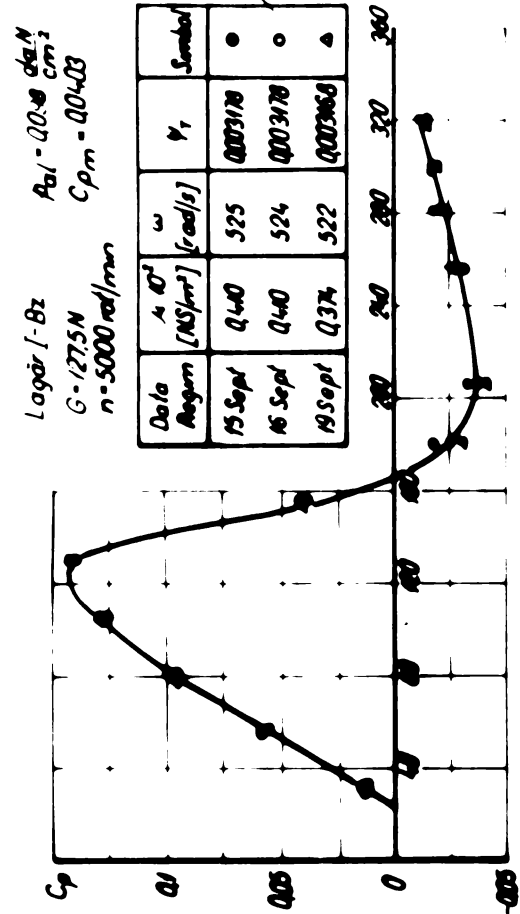
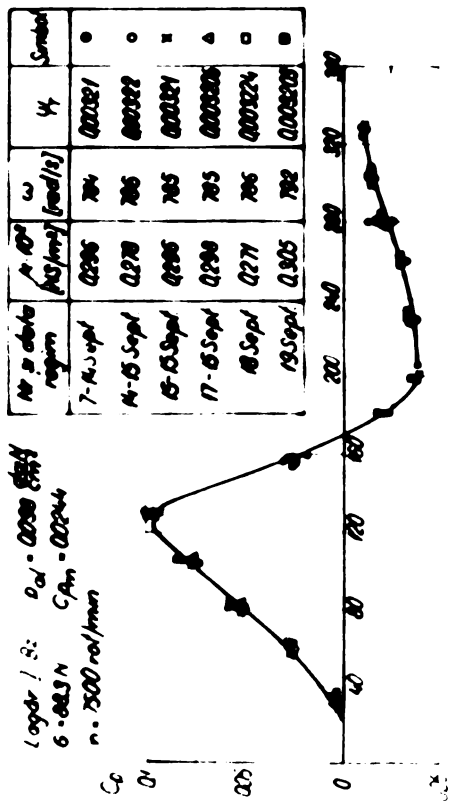
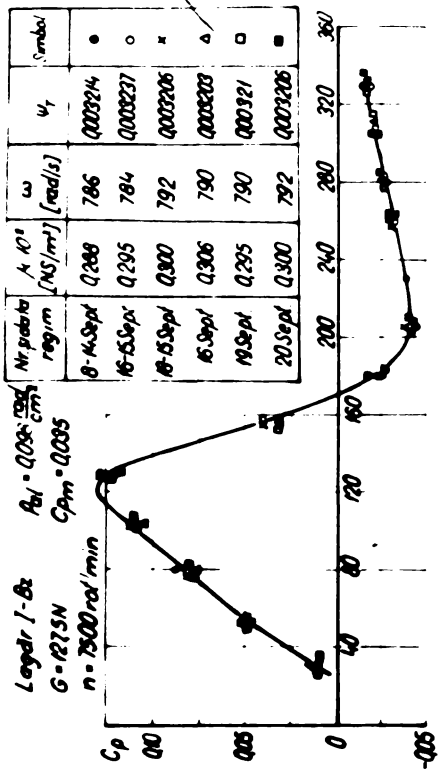


Fig. V.6
Fig. V.8

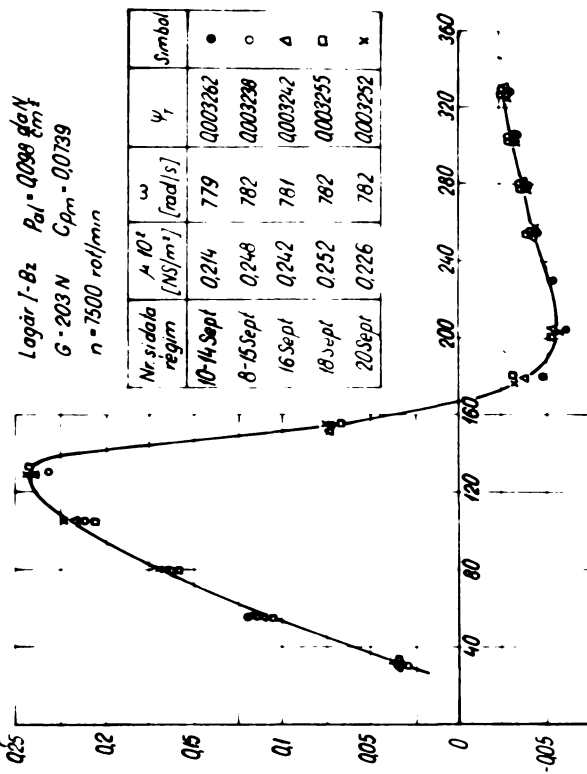
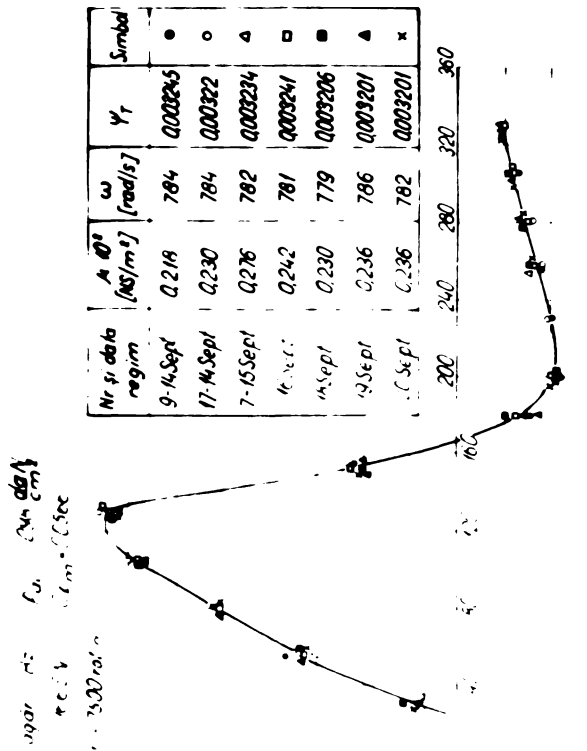
Fig. V.5
Fig. V.7



18. V.9
18. V.11



18. V.10
18. V.12



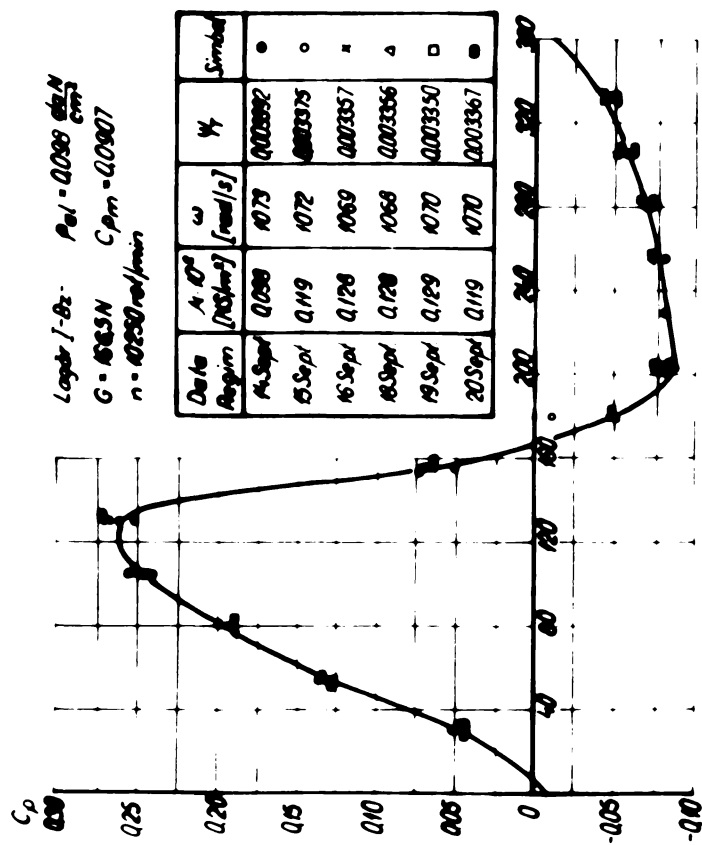
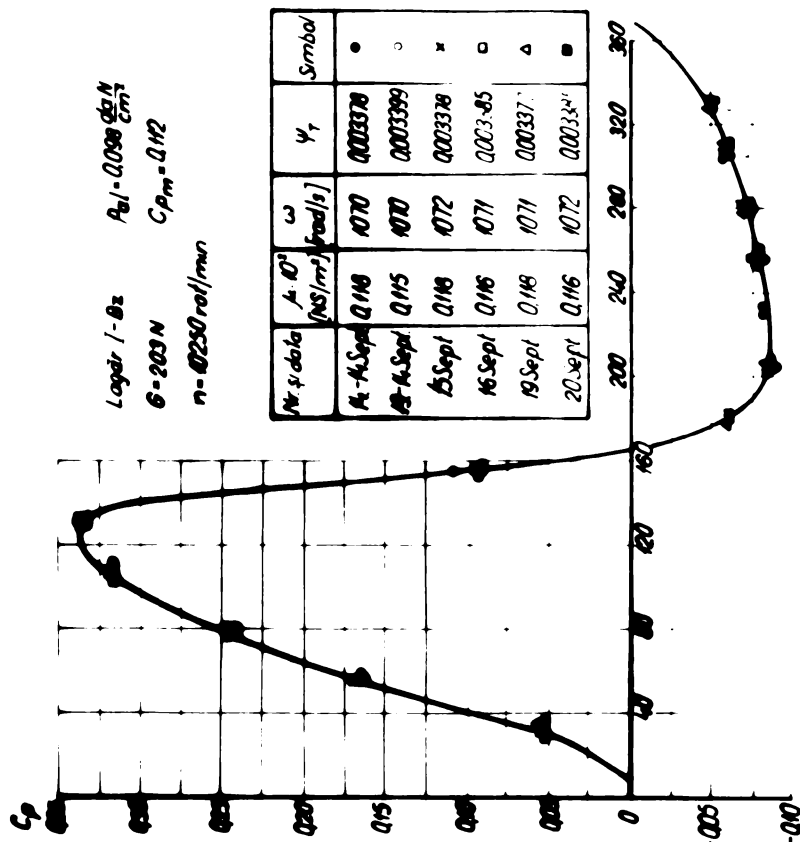
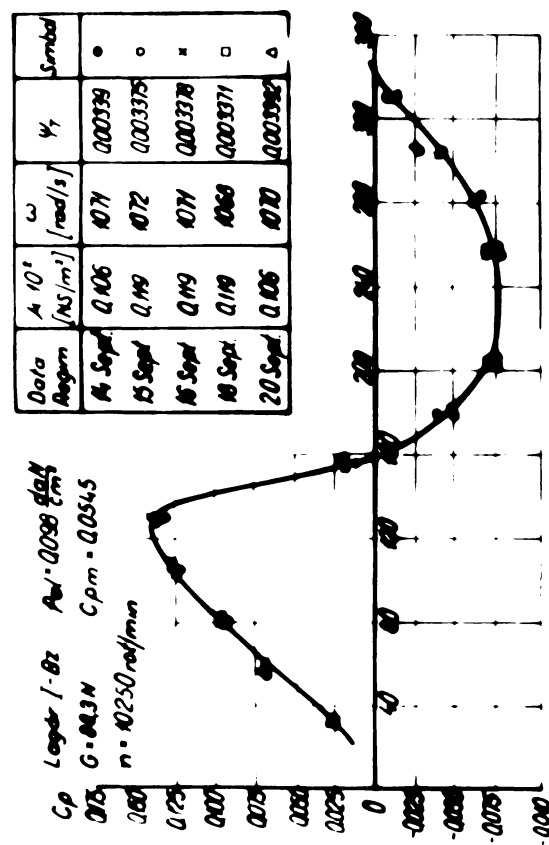
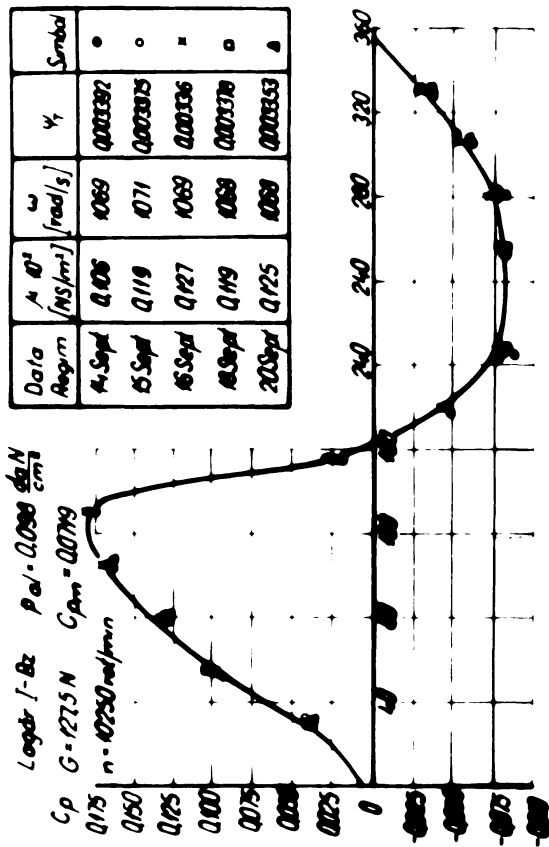


Fig. V.14

Fig. V.16

Fig. V.13

Fig. V.15

Fig. V.17

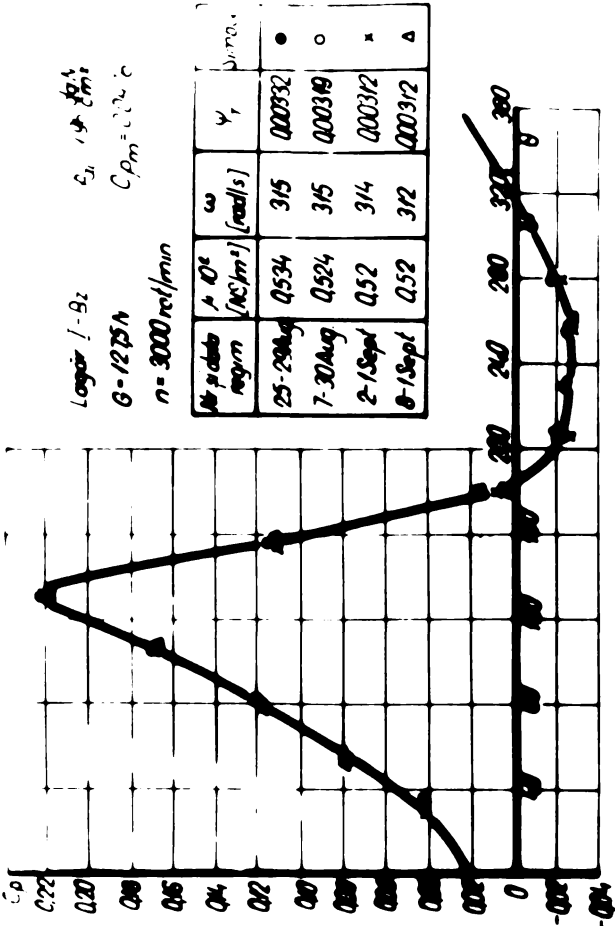


Fig. V.19

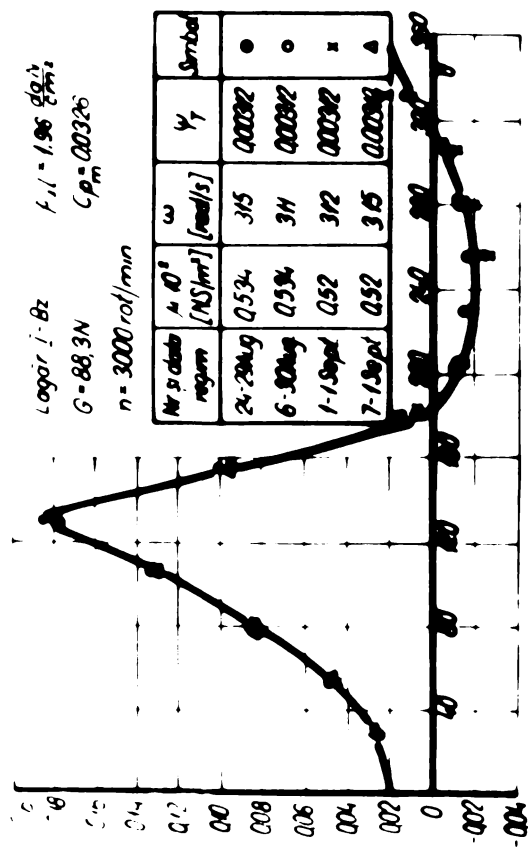


Fig. V.18

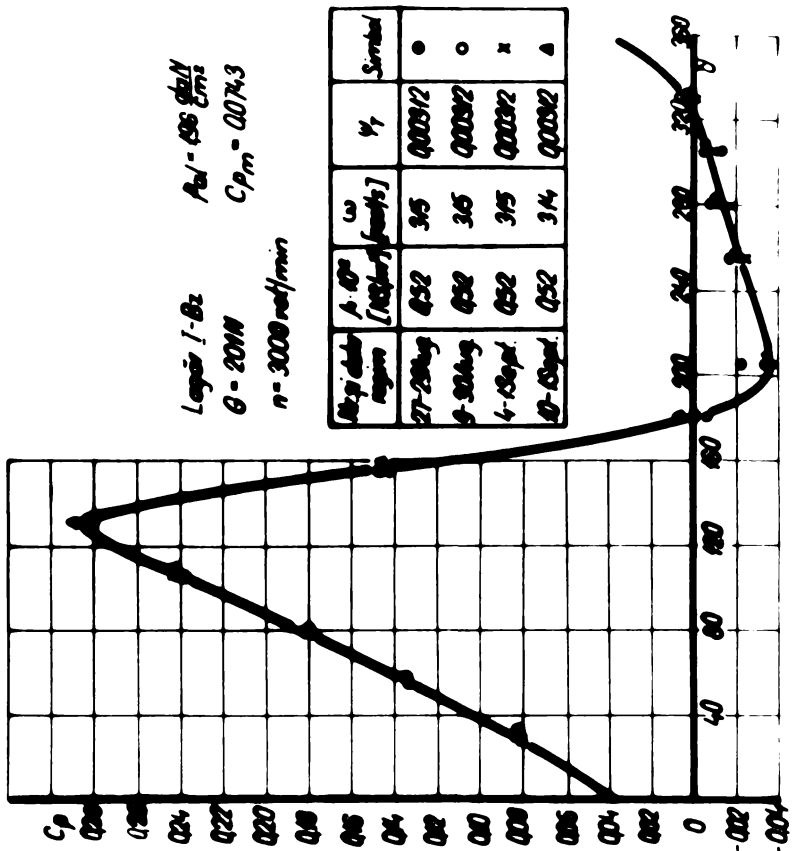
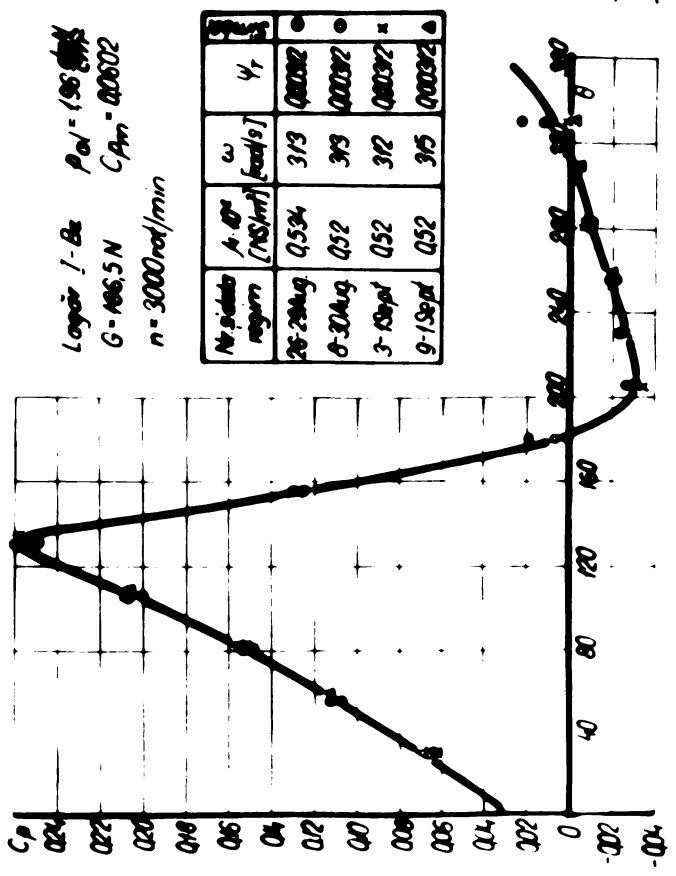


Fig. V.20



INSTITUTUL POLITEHNIC
 TIMISOARA
 BIBLIOTECA CENTRALA

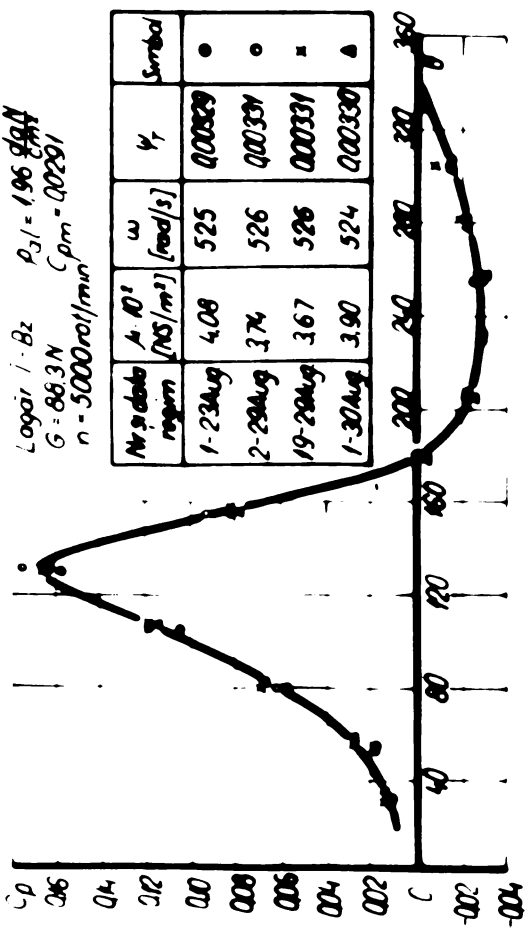
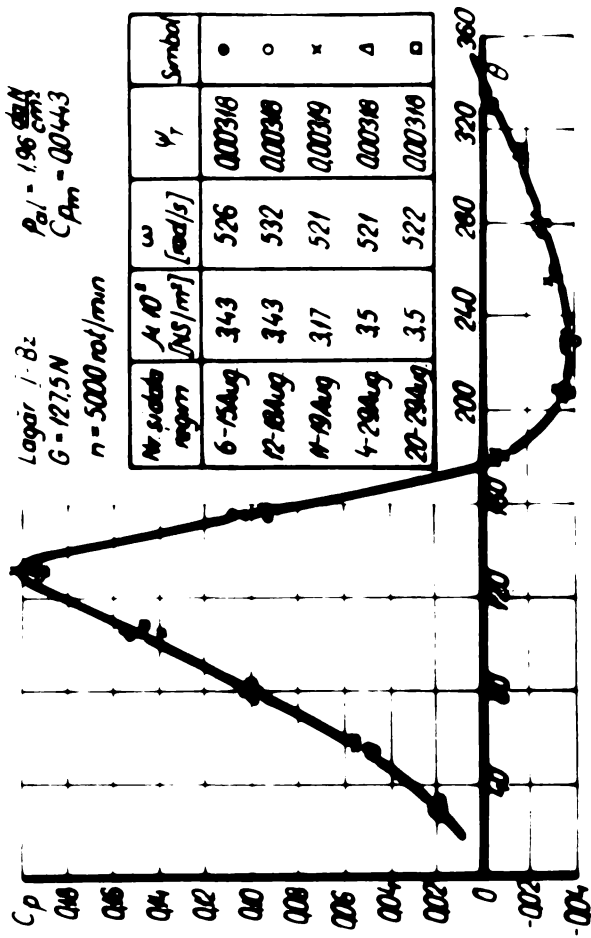


Fig. V.21
 Fig. V.23

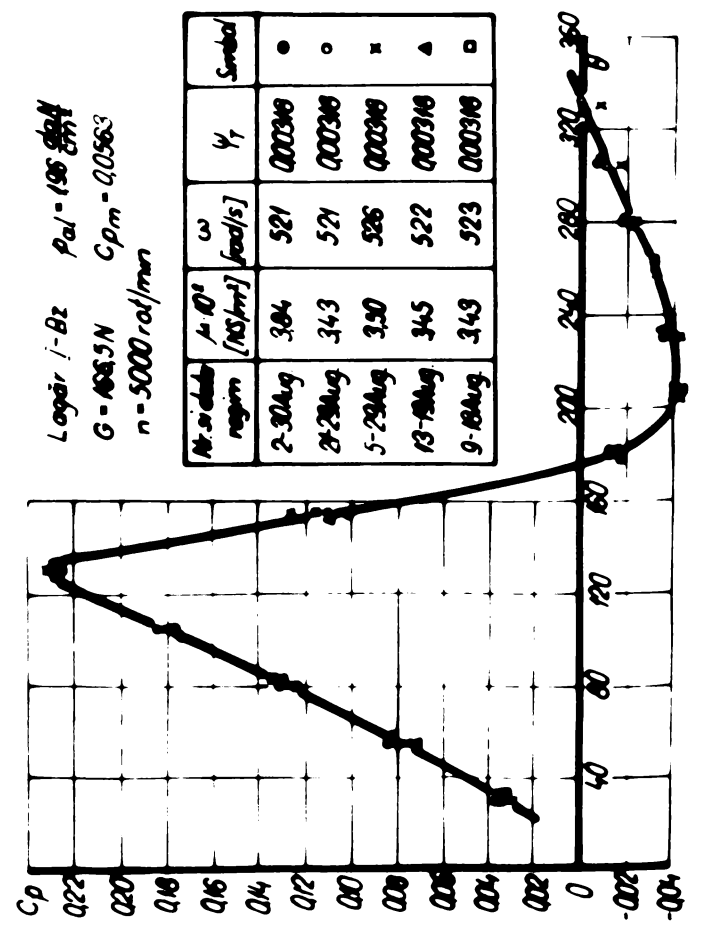
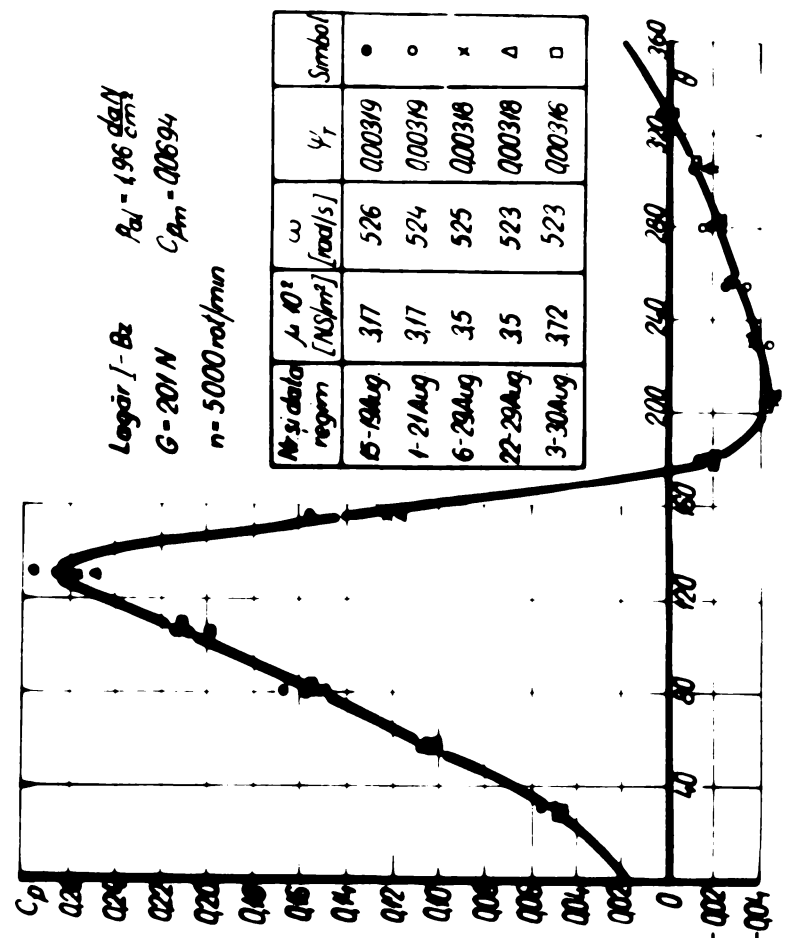


Fig. V.22
 Fig. V.24

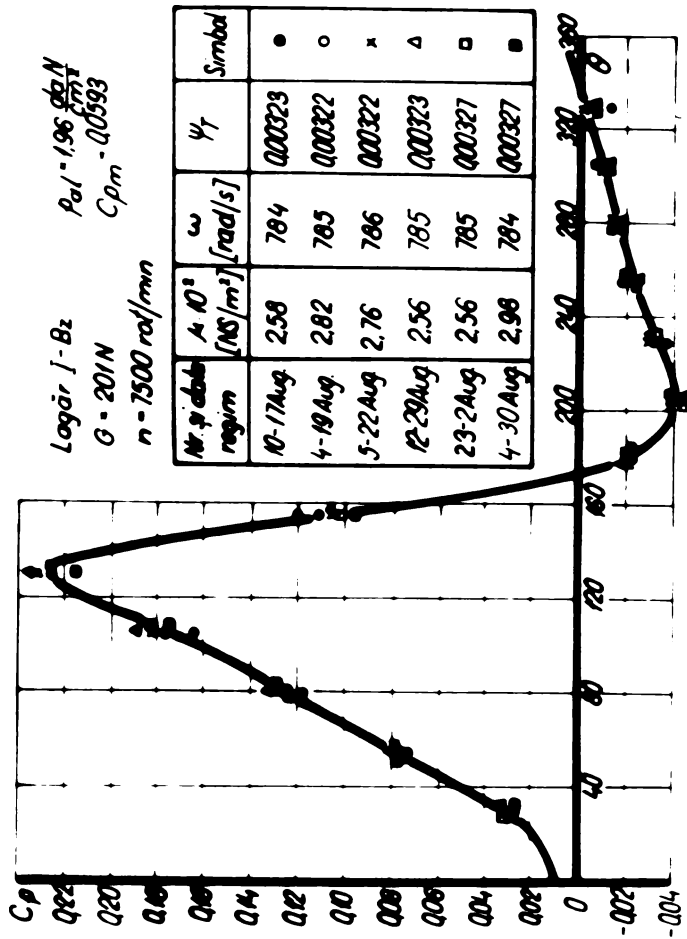
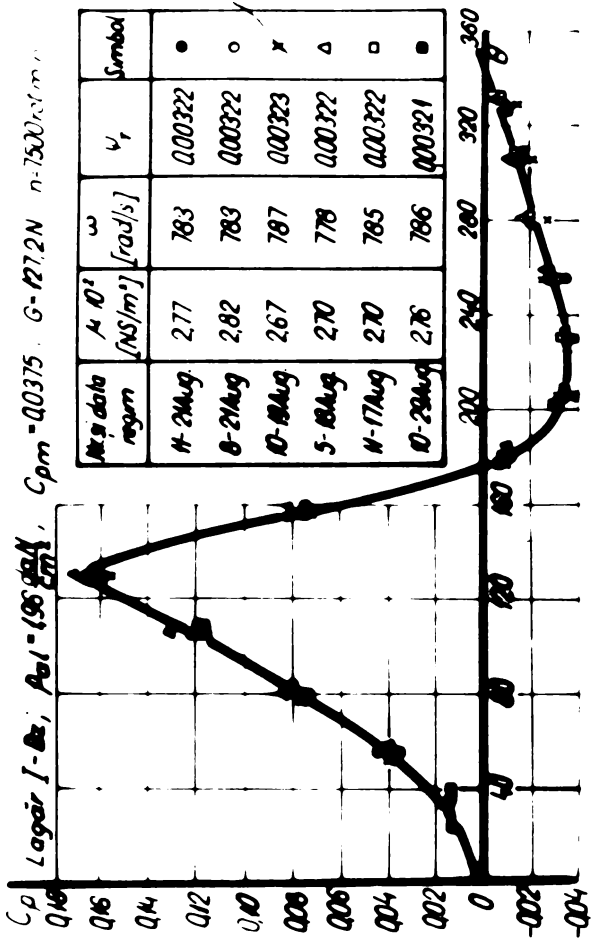


Fig. V. 26

Fig. V. 27

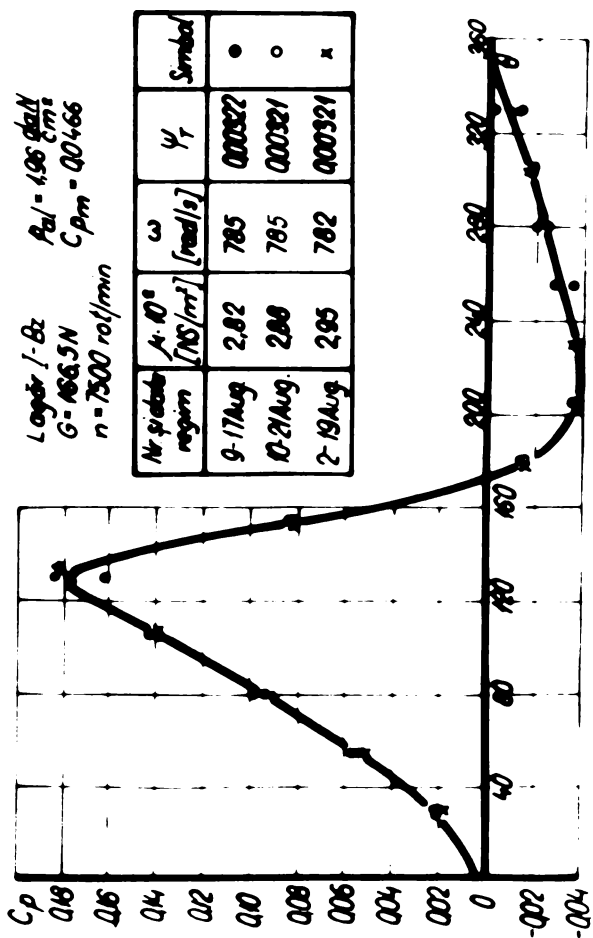
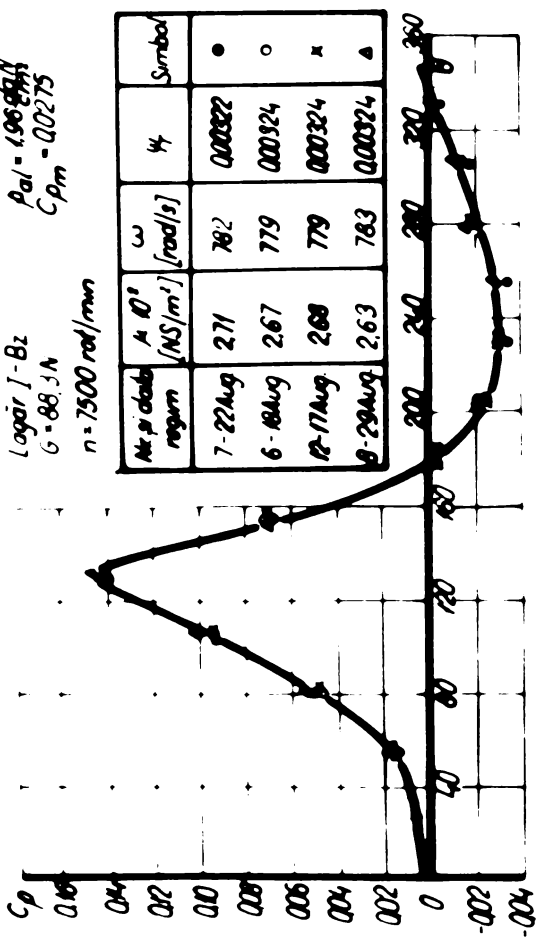


Fig. V. 25

Fig. V. 27

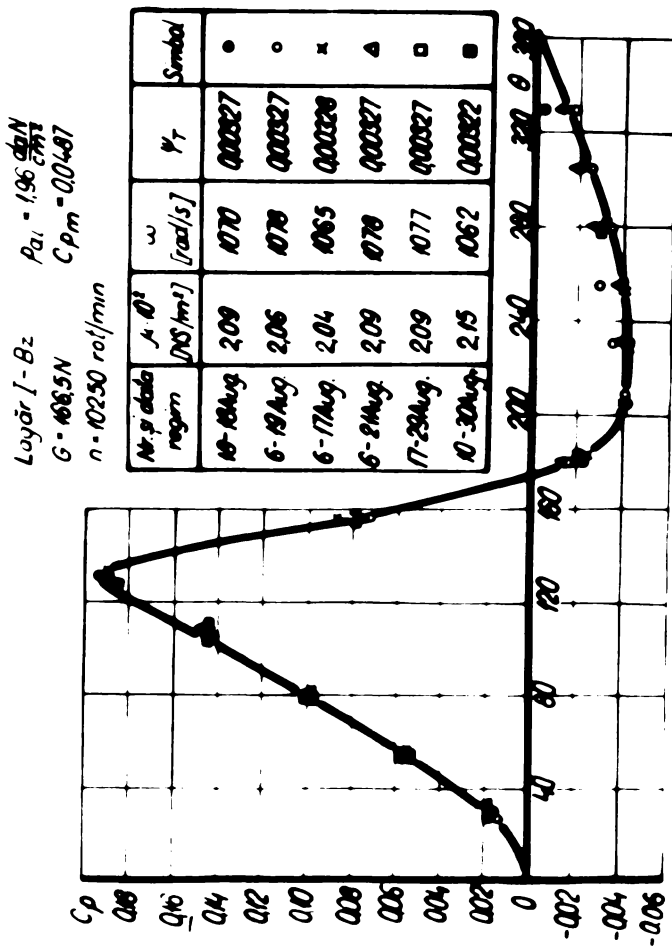
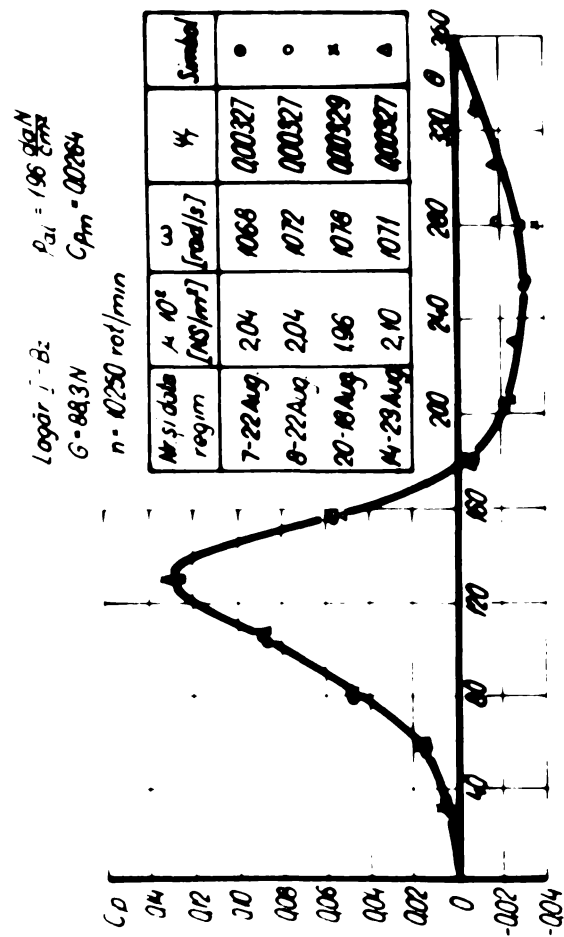
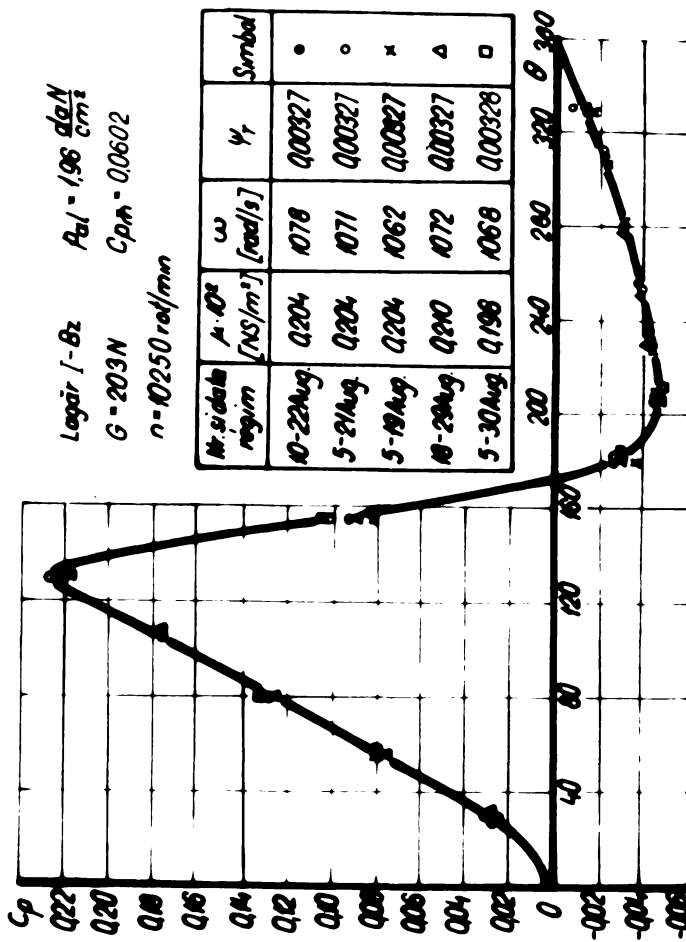
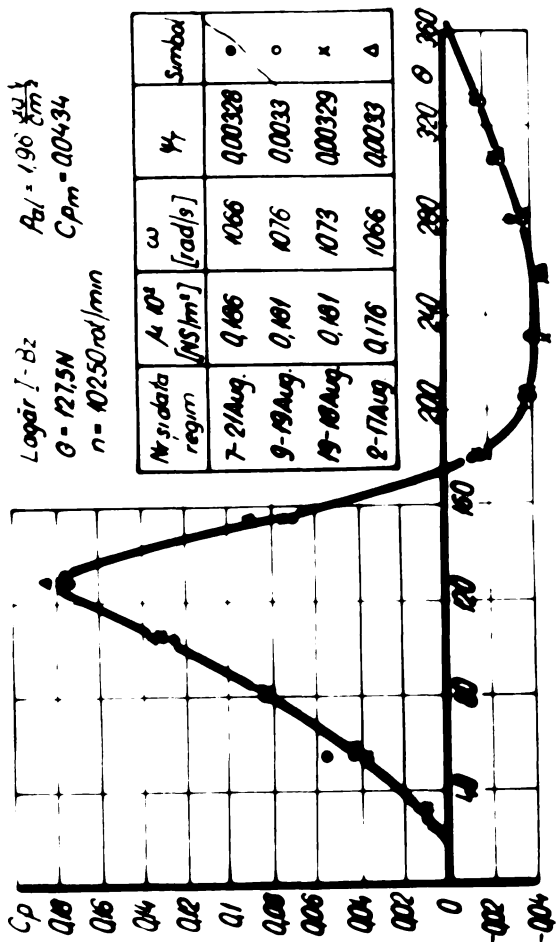
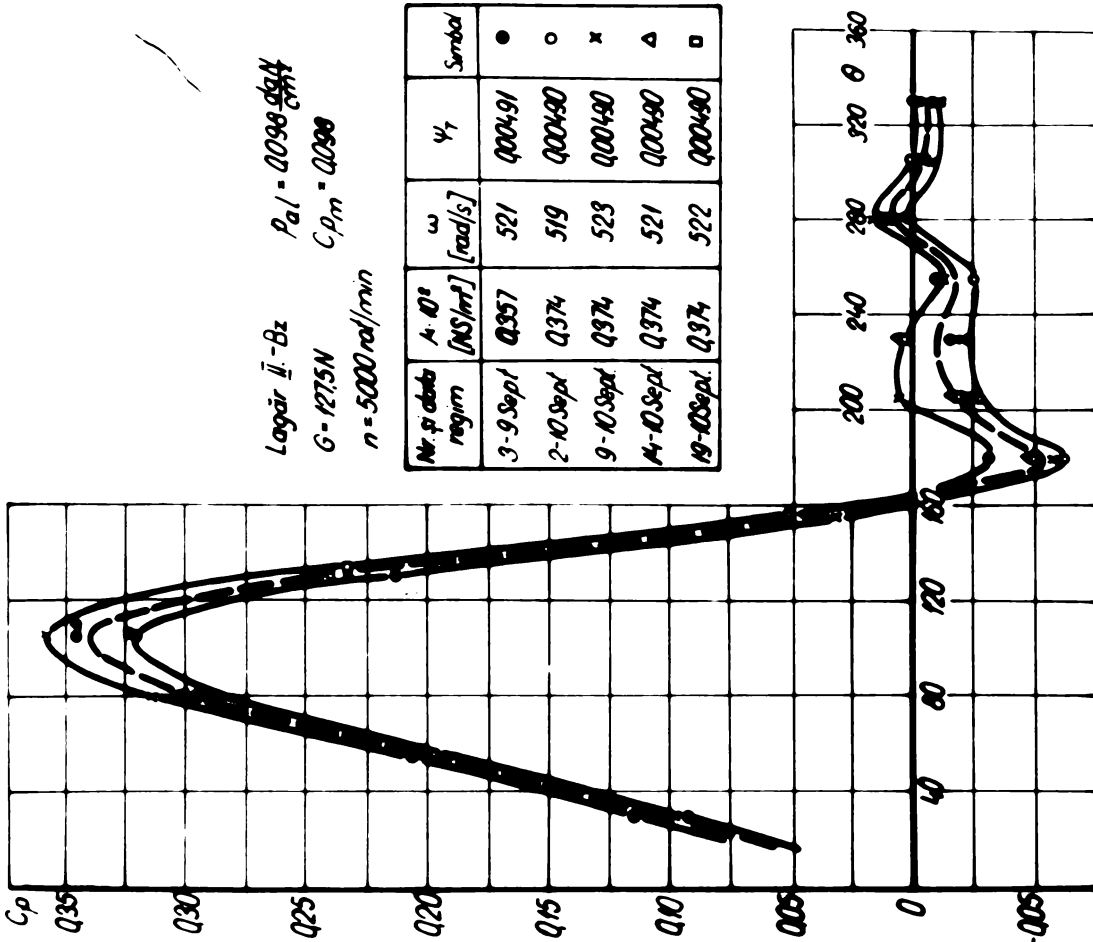


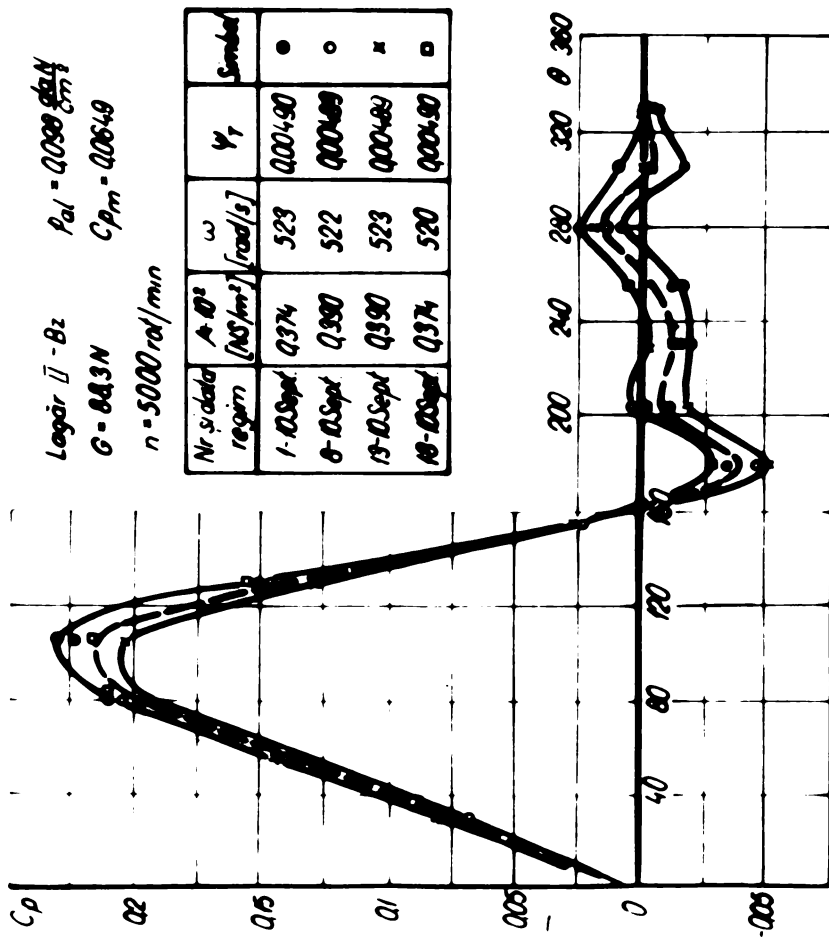
Fig. V. 30
 Fig. V. 32

Fig. V. 29
 Fig. V. 31



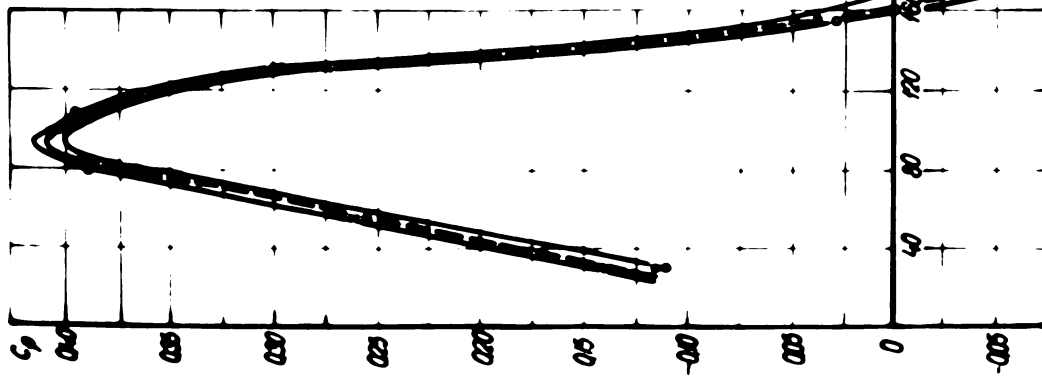
Logar II - Bz $P_{al} = 0.098 \frac{g}{cm^2}$
 $G = 127.5N$ $C_{pm} = 0.090$
 $n = 5000 \text{ rad/min}$

Nr. data regim	$A \cdot 10^2$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_T	Symbol
3-9 Sept	0.957	521	0.004.91	●
2-10 Sept	0.974	519	0.004.90	○
9-10 Sept	0.974	523	0.004.90	×
14-10 Sept	0.974	521	0.004.90	▲
19-10 Sept	0.974	522	0.004.90	◻



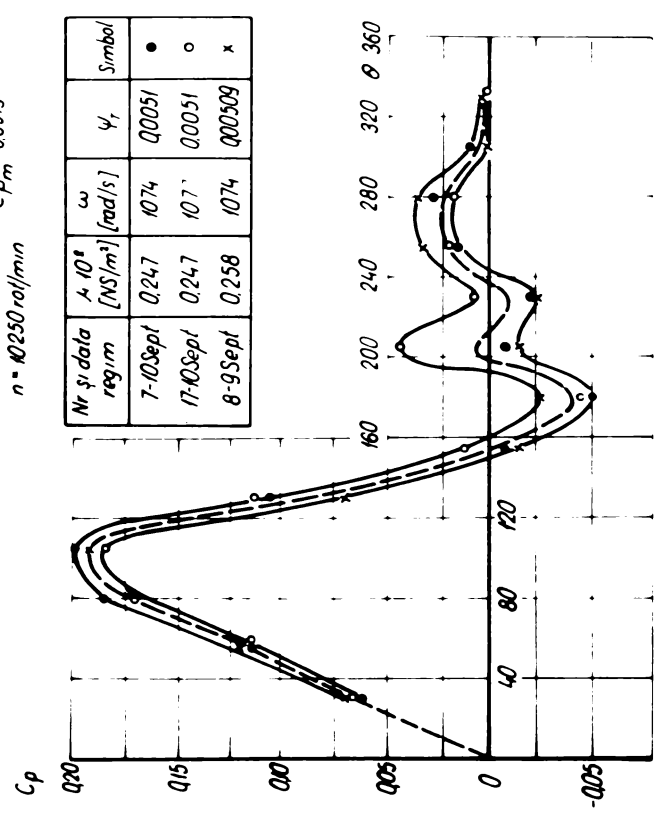
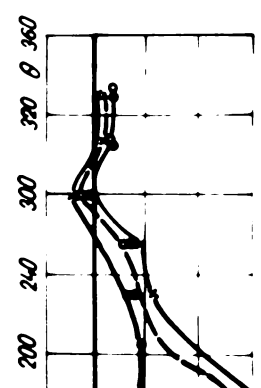
Logar I - Bz $P_{al} = 0.090 \frac{g}{cm^2}$
 $G = 88.3N$ $C_{pm} = 0.064.8$
 $n = 5000 \text{ rad/min}$

Nr. data regim	$A \cdot 10^2$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_T	Symbol
1-10 Sept	0.974	523	0.004.90	●
6-10 Sept	0.990	522	0.004.89	○
13-10 Sept	0.990	523	0.004.89	×
18-10 Sept	0.974	520	0.004.90	◻



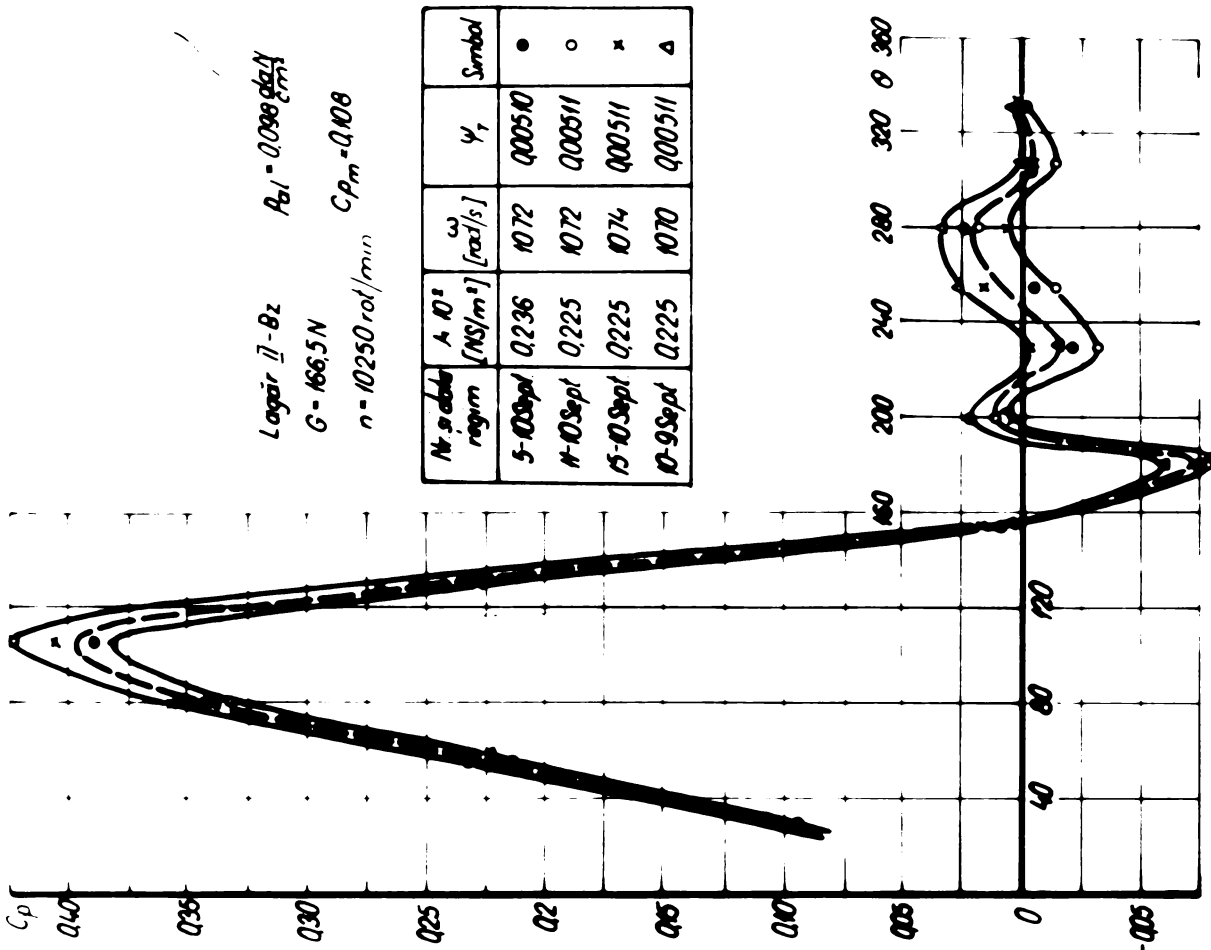
Lagor II-Bz $R_{ul} = 0.098 \frac{daN}{cm^2}$
 $G = 166.5 N$ $C_{Pm} = 0.127$
 $n = 5000 \text{ rev/min}$

Nr. data regim	$\lambda \cdot 10^3$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_r	Symbol
3-10 Sept	0.374	523	0.0049	•
10-10 Sept	0.374	526	0.0049	○
4-9 Sept	0.357	521	0.00491	x



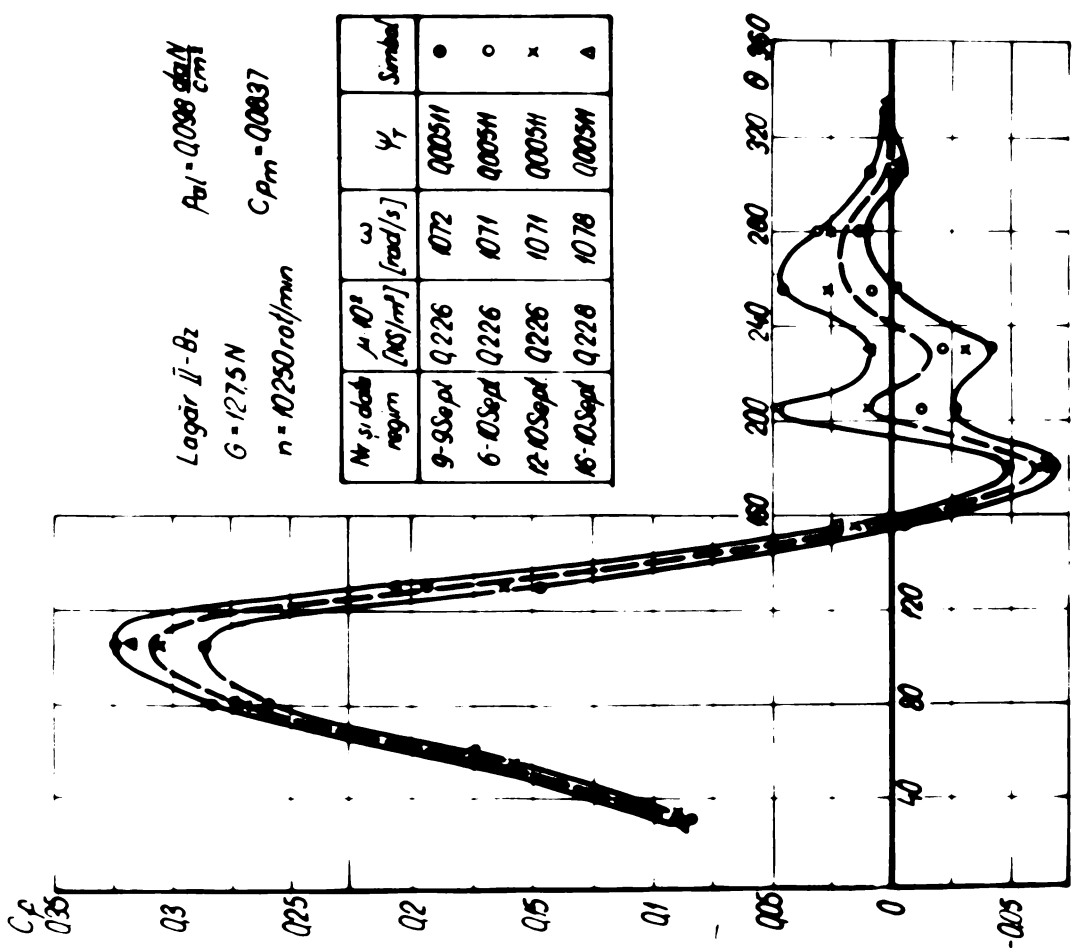
Lagor II-Bz $R_{ul} = 0.098 \frac{daN}{cm^2}$
 $G = 88.3 N$ $C_{Pm} = 0.0519$
 $n = 10250 \text{ rev/min}$

Nr. data regim	$\lambda \cdot 10^3$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_r	Symbol
7-10 Sept	0.247	1074	0.0051	•
17-10 Sept	0.247	1077	0.0051	○
8-9 Sept	0.258	1074	0.00509	x



Logar II-Bz
 $G = 166.5 N$
 $n = 10250 \text{ rot/min}$
 $R_{bl} = 0.098 \frac{d_{bl} N}{cm^2}$
 $C_{pm} = 0.108$

Nr. s. data regim	$\mu \cdot 10^3$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_r	Symbol
5-10 Sept	0.236	1072	0.00510	●
11-10 Sept	0.225	1072	0.00511	○
15-10 Sept	0.225	1074	0.00511	×
17-9 Sept	0.225	1070	0.00511	▲



Logar II-Bz
 $G = 127.5 N$
 $n = 10250 \text{ rot/min}$
 $R_{bl} = 0.098 \frac{d_{bl} N}{cm^2}$
 $C_{pm} = 0.0837$

Nr. s. data regim	$\mu \cdot 10^3$ [NS/m ²]	ω [rad/s]	ψ_r	Symbol
9-9 Sept	0.226	1072	0.00511	●
6-10 Sept	0.226	1071	0.00511	○
12-10 Sept	0.226	1071	0.00511	×
16-10 Sept	0.228	1078	0.00511	▲

.....

.....

Tabelul nr. V.2

Tipul legăturii lu. JOO nor- dici relativ	Presiunea de alimentare [daN/cm ²]	Inălțimea [m]	Turația [rot/min]	3000	5000	7500	10250
Legătur I-38 $\psi_{20} = 0,00293$	0,098	88,3 127,4 166,7 201	-	-	M.G.V.5	M.G.V.9	M.G.V.13
				-	M.G.V.6	M.G.V.10	M.G.V.14
				-	M.G.V.7	M.G.V.11	M.G.V.15
				-	M.G.V.8	M.G.V.12	M.G.V.16
Legătur II-38 $\psi_{20} = 0,00468$	1,96	88,3 127,4 166,7 201	M.G.V.17	M.G.V.21	M.G.V.25	M.G.V.29	
			M.G.V.18	M.G.V.22	M.G.V.26	M.G.V.30	
			M.G.V.19	M.G.V.23	M.G.V.27	M.G.V.31	
			M.G.V.20	M.G.V.24	M.G.V.28	M.G.V.32	
Legătur II-38 $\psi_{20} = 0,00468$	0,098	88,3 127,4 166,7	-	M.G.V.33	-	M.G.V.36	
			-	M.G.V.34	-	M.G.V.37	
			-	M.G.V.35	-	M.G.V.38	

Fiecare diagramă a fost obținută prin prelucrarea a cel puțin 6 încercări pentru aceeași combinație de parametri globali de funcționare a lagărului. O parte în aceste rezultate experimentale au fost neglijate, deoarece temperatura uleiului diferea mult de media temperaturilor pentru combinația respectivă a parametrilor globali ai lagărului.

Numărul total al citirilor de presiune, temperatură, turație și sarcină prelucrate în cadrul acestei lucrări este de aproximativ 3800.

În general la toate diagramele se constată o dispersie relativ mică a punctelor determinate experimental. În regiunea presiunilor, zona încărcată a lagărului, $\theta \in (0, \pi)$ abaterile cele mai mari sînt dispuse în zona gradientilor mari ai presiunii, de la maximal distribuției la minimal ei. Acest fapt se poate explica prin posibilele deplasări unghiulare mici ale cuzinetului, ceea ce conduce la parcurgerea cu priza de măsurare a unui câmp de variații mari de presiune. Abaterea maximă relativă în aceste zone este sub 5 %. În regiunea depresiunilor, zona neîncărcată a lagărului, $\theta \in (\pi, 2\pi)$ în cazul lagărului cu joc relativ mai mic, $\psi_{20} = 0,00293$ (lagăr I-Bz), se obțin abateri aproximativ egale cu cele din zona presiunilor. O excepție o constituie presiunile măsurate în prizele nr.12 și 13 ($\theta = 305^\circ$ respectiv 330°), unde dispersia este relativ mare față de celelalte prize, datorită variației influenței presiunii de alimentare din canalul apropiat (vezi fig.V.1) la deplasări unghiulare mici ale cuzinetului. În cazul lagărului cu joc relativ mai mare, $\psi_{20} = 0,00468$ (lagăr II-Bz), dispersia relativ mare a punctelor determinate experimental se datorează oscilațiilor curbei medii. La diagramele corespunzătoare

Tabelul nr. V.3

ψ_{20°	Presiune de alimentare [daN/cm ²]	Turatia [rot/min]	3000			5000			7500			10250			
			$\frac{P_{max}}{P_{min}}$ *	C_{pm}	$\frac{C_{pmax}}{C_{pmin}}$	$\frac{P_{max}}{P_{min}}$ *	C_{pm}	$\frac{C_{pmax}}{C_{pmin}}$	$\frac{P_{max}}{P_{min}}$ *	C_{pm}	$\frac{C_{pmax}}{C_{pmin}}$	$\frac{P_{max}}{P_{min}}$ *	C_{pm}	$\frac{C_{pmax}}{C_{pmin}}$	
0,00293	0,098	0,538	—	—	—	$\frac{2,36}{-0,756}$	0,0274	$\frac{0,108}{-0,031}$	$\frac{2,26}{-0,844}$	0,0244	$\frac{0,095}{-0,037}$	$\frac{1,58}{-0,815}$	0,2545	$\frac{0,11}{-0,076}$	
		0,779	—	—	—	$\frac{2,94}{-0,784}$	0,0403	$\frac{0,143}{-0,037}$	$\frac{2,84}{-0,906}$	0,035	$\frac{0,130}{-0,044}$	$\frac{2,21}{-0,9}$	0,2719	$\frac{0,176}{-0,084}$	
		1,015	—	—	—	$\frac{3,53}{-0,796}$	0,0506	$\frac{0,174}{-0,038}$	$\frac{3,4}{-0,93}$	0,0566	$\frac{0,187}{-0,052}$	$\frac{3,14}{-0,925}$	0,2907	$\frac{0,262}{-0,086}$	
	0,00468	0,098	1,223	—	—	—	$\frac{4,16}{-0,824}$	0,0744	$\frac{0,25}{-0,046}$	$\frac{4,02}{-0,935}$	0,0739	$\frac{0,244}{-0,054}$	$\frac{3,73}{-0,948}$	0,112	$\frac{0,337}{-0,087}$
			0,538	$\frac{3,14}{-0,4}$	0,0326	$\frac{0,18}{-0,02}$	$\frac{3,06}{-0,556}$	0,0291	$\frac{0,17}{-0,029}$	$\frac{2,82}{-0,729}$	0,0275	$\frac{0,146}{-0,03}$	$\frac{2,64}{-0,83}$	0,2264	$\frac{0,13}{-0,031}$
			0,779	$\frac{3,65}{-0,463}$	0,0476	$\frac{0,22}{-0,026}$	$\frac{3,44}{-0,7}$	0,0443	$\frac{0,20}{-0,038}$	$\frac{3,34}{-0,815}$	0,0375	$\frac{0,168}{-0,035}$	$\frac{3,26}{-0,848}$	0,434	$\frac{0,18}{-0,042}$
	0,00468	0,098	1,015	$\frac{4,37}{-0,566}$	0,0602	$\frac{0,256}{-0,031}$	$\frac{4,12}{-0,777}$	0,0563	$\frac{0,23}{-0,041}$	$\frac{4,1}{-0,88}$	0,0466	$\frac{0,18}{-0,039}$	$\frac{3,89}{-0,9}$	0,2487	$\frac{0,191}{-0,043}$
			1,223	$\frac{4,76}{-0,601}$	0,0703	$\frac{0,286}{-0,036}$	$\frac{4,74}{-0,839}$	0,0694	$\frac{0,267}{-0,044}$	$\frac{4,66}{-0,93}$	0,0593	$\frac{0,228}{-0,041}$	$\frac{4,59}{-0,938}$	0,2602	$\frac{0,228}{-0,048}$
			0,538	—	—	—	$\frac{1,95}{-0,405}$	0,0649	$\frac{0,212}{-0,04}$	—	—	—	$\frac{2,06}{-0,51}$	0,0519	$\frac{0,192}{-0,04}$
0,00468	0,098	0,779	—	—	—	$\frac{2,86}{-0,495}$	0,098	$\frac{0,34}{-0,053}$	—	—	—	$\frac{3,04}{-0,638}$	0,0837	$\frac{0,309}{-0,06}$	
		1,015	—	—	—	$\frac{3,79}{-0,597}$	0,127	$\frac{0,408}{-0,065}$	—	—	—	$\frac{3,94}{-0,731}$	0,108	$\frac{0,397}{-0,072}$	
		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

* Presiunile P_{max} și P_{min} sînt exprimate în daN/cm²

acestui tip de lagăr s-au trasat în afara curbelor medii corespunzătoare distribuției coeficienților adimensionali de presiune și curbele limită superioare și inferioare ale câmpului punctelor determinate experimental.

Analizând diagramele din figurile V.5 - V.38 se constată că alura curbelor corespunzătoare distribuției coeficienților adimensionali de presiune în zona încărcată a lagărului, $\theta \in (0, \pi)$, este similară cu alura curbelor teoretice (vezi fig. III.7 - III.11) în schimb, în zona nefecărcată a lagărului, $\theta \in (\pi, 2\pi)$, alura curbelor determinate experimental diferă mult de cea a curbelor teoretice. Se observă că în cazul lagărului cu joc relativ mic $\psi_{20} = 0,00293$ se obține o distribuție a coeficienților adimensionali de presiune cu un minim care este mult mai mic decât maximul corespunzător zonei încărcate a lagărului. La lagărul cu joc relativ mare $\psi_{20} = 0,00468$ se constată prezența unui minim-minimorum al distribuției imediat după $\theta = 180^\circ$ iar apoi apar oscilații amortizate către $\theta = 360^\circ$ ale curbei.

În tabelul nr. V.5 sînt prezentate rapoartele presiunii maxime per depresiune maximă, măsurate pentru diversele combinații de parametri globali ai regimului de funcționare a lagărului. Se observă că depresiunile maxime măsurate sînt de aproximativ $0,94 \text{ daN/cm}^2$ ceea ce corespunde cu rezultatele experimentale obținute de V.ii. Agafonov [2] (temperatura uleiului cca. 50°C).

V.4 Influența încărcării lagărului

Influența încărcării lagărului asupra distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune poate fi analizată prin compararea distribuțiilor obținute la aceeași turație.

Treptele de turație a arborelui realizate în cadrul cerce-

tărilor experimentale în funcție de tipul lagărului și presiunea de alimentare sînt următoarele :

- pentru lagărul I-32, $\psi_0 = 0,00293$ și presiune de alimentare $0,098 \text{ daN/cm}^2$ turațiile utilizate sînt 5000, 7500 și 10250 rot/min ;

- pentru lagărul I-32, $\psi_0 = 0,00293$ și presiune de alimentare $1,96 \text{ daN/cm}^2$ turațiile utilizate sînt 3000, 5000, 7500 și 10250 rot/min ;

- pentru lagărul II-32, $\psi_0 = 0,00468$ și presiune de alimentare $0,098 \text{ daN/cm}^2$ turațiile utilizate sînt 5000 și 10250 rot/min.

Limba inferioară a treptelor de turație a fost impusă de apariția instabilității funcționării motoarelor electrice de antrenare iar cea superioară de supraîncălzirea motoarelor.

Turația a fost menținută constantă în timpul măsurătorilor prin reglarea tensiunii de alimentare a motoarelor electrice. Abaterrea maximă a turației față de treptele indicate mai sus a fost de 1 %.

În figurile V.39 - V.47 sînt reprezentate distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune obținute la diferite trepte de încărcare a lagărului pentru aceeași turație. Diagramele din figurile amintite mai sus au fost obținute prin prelucrarea diagramei din figurile V.5 - V.38. Pe fiecare diagramă este indicat tipul lagărului cercetat, jocul radial relativ la 20°C , presiunea de alimentare, turația de încercare și o legendă a regiunilor cu simbolul respectiv. Legendă mai conține presiunea medie de încărcare a lagărului, coeficientul adimensional de portanță și parametrul $p_{gt} \psi^2 \mu \omega$.

Condițiile termodinamice de funcționare a lagărului sînt

reliefate de parametrul $p_{at} \psi^2 / \mu \omega$, în care presiunea mediului ambiant în care a funcționat lagărul (p_{at}) și viteza unghiulară a arborelui (ω) sînt constante pentru aceeași treaptă de turație în limitele unei abateri maxime de 1 %, iar jocul radial relativ (ψ) și vîscozitatea uleiului (μ) depind de temperatura filmului de ulei.

Datorită condițiilor dificile de a realiza regimuri termodinamice identice de încercare a lagărelor pentru încărcări diferite și într-un interval mare de timp, în care temperatura mediului ambiant a variat între limitele de 18 și 30°C, parametrul $p_{at} \psi^2 / \mu \omega$ nu a fost constant pentru încercările efectuate la aceeași turație. Abaterrea maximă a parametrului $p_{at} \psi^2 / \mu \omega$ față de media parametrilor pentru încercările la turație constantă a fost de 10 %, cu unele puține excepții.

Prezentarea sintetică a diagramei de comparație a distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune în funcție de tipul lagărului, presiunea de alimentare și turație este redată în tabelul nr. V.4.

Tabelul nr.V.4

Tipul lagărului. Joc radial relativ	Turație Pres. de alimentare [rot/min] [daN/cm ²]	3000	5000	7500	10250
		Lagăr I-32 $\psi_{20} = 0,00293$	0,098 1,96	- Fig.V.42	Fig.V.39 Fig.V.43
Lagăr II-32 $\psi_{20} = 0,00462$	0,098	-	Fig.V.46	-	Fig.V.47

Analizînd diagramele din figurile V.39 - V.47 se constată următoarele :

- Coeficientul adimensional maxim de presiune crește odată

P_m (daN/cm ²)	C_{pm}	$\frac{P_a}{\mu \omega} \psi^2$	Symbol
0.538	0.0508	0.0925	----
0.779	0.0719	0.0907	----
1.015	0.0907	0.0876	-x-x-
1.223	0.1125	0.0900	----

$P_{ol} = 0.098 \text{ daN/cm}^2$
 $\psi_{20} = 0.00293$
 Logår I-Bz
 $n = 10250 \frac{\text{rot}}{\text{min}}$

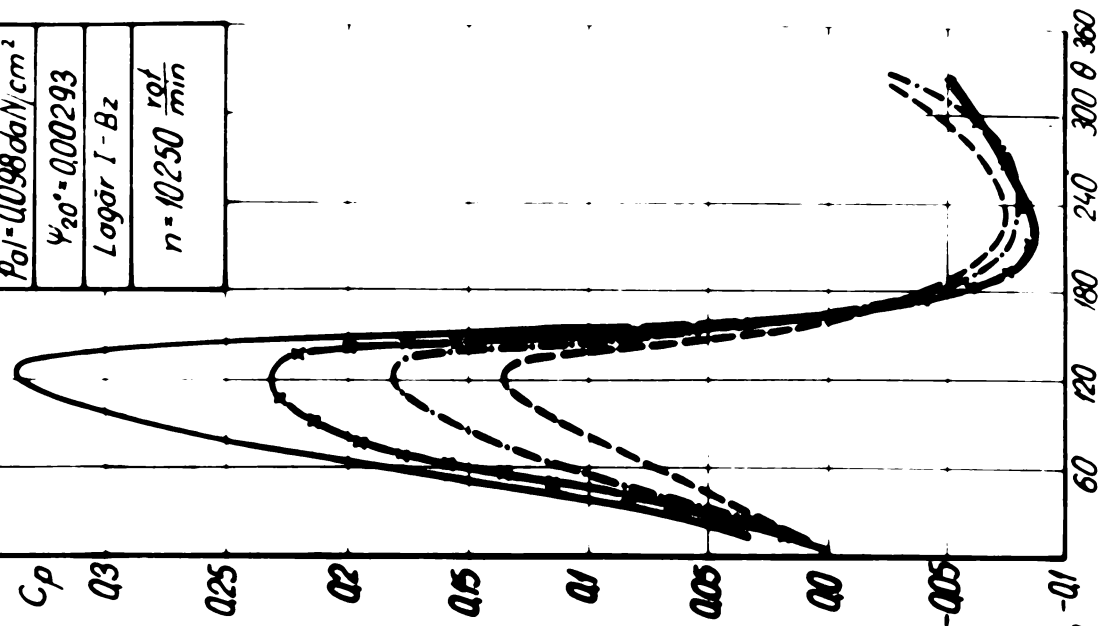


Fig. V.41

P_m (daN/cm ²)	C_{pm}	$\frac{P_a}{\mu \omega} \psi^2$	Symbol
0.538	0.0244	0.0444	----
0.779	0.0357	0.0450	----
1.015	0.0566	0.0547	-x-x-
1.223	0.0739	0.0591	----

$P_{ol} = 0.098 \text{ daN/cm}^2$
 $\psi_{20} = 0.00293$
 Logår I-Bz
 $n = 7500 \frac{\text{rot}}{\text{min}}$

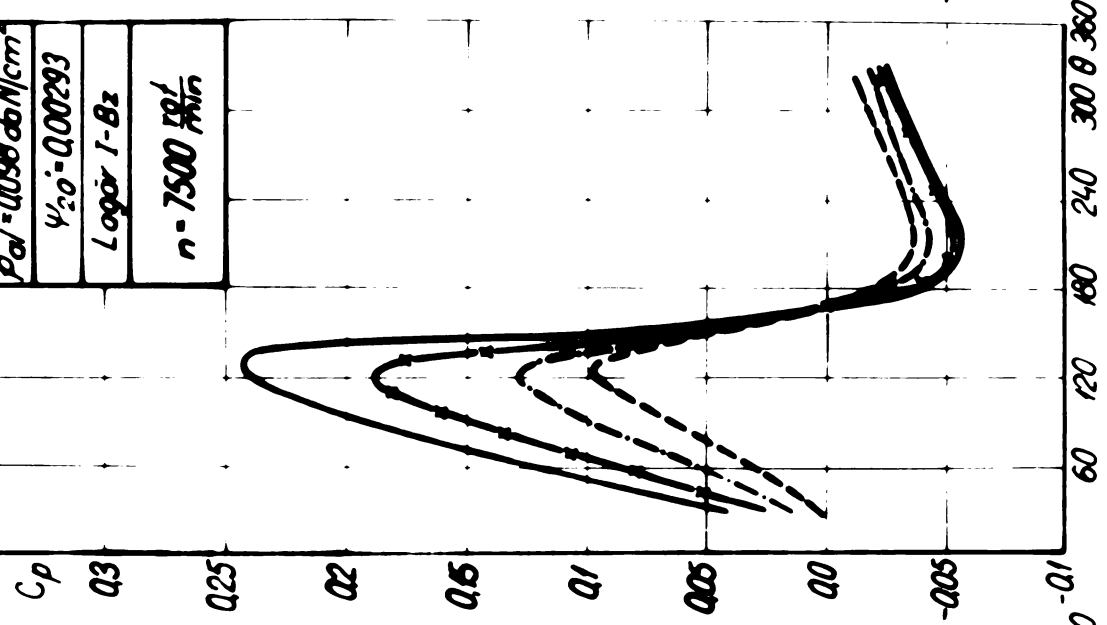


Fig. V.40

P_m (daN/cm ²)	C_{pm}	$\frac{P_a}{\mu \omega} \psi^2$	Symbol
0.538	0.0274	0.0500	----
0.779	0.0403	0.0509	----
1.015	0.0506	0.0489	-x-x-
1.223	0.0743	0.0595	----

$P_{ol} = 0.098 \text{ daN/cm}^2$
 $\psi_{20} = 0.00293$
 Logår I-Bz
 $n = 5000 \frac{\text{rot}}{\text{min}}$

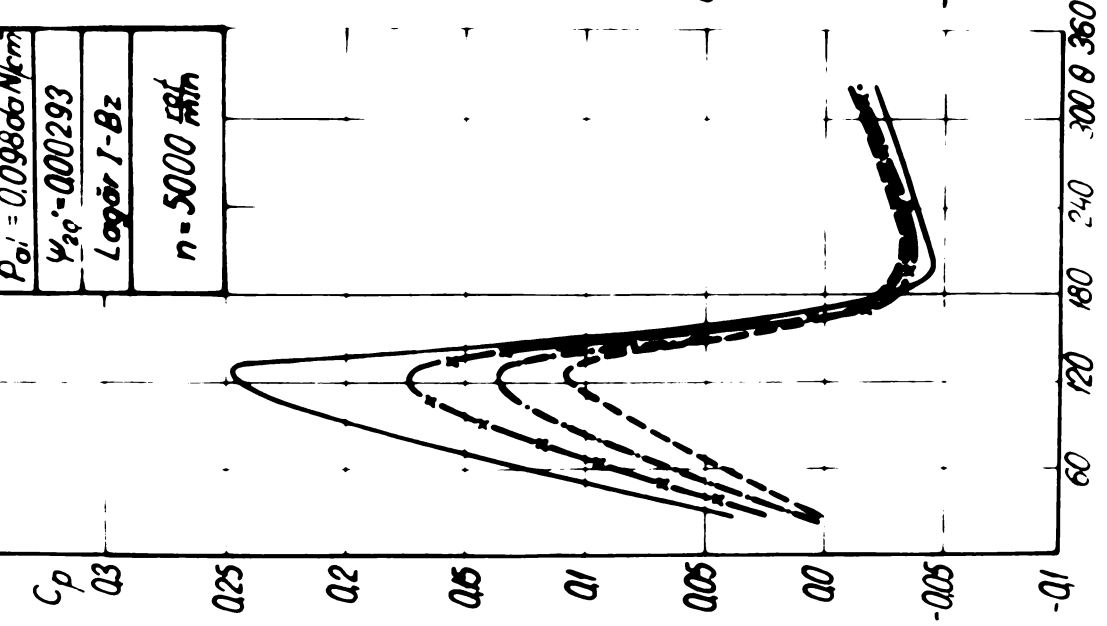


Fig. V.39

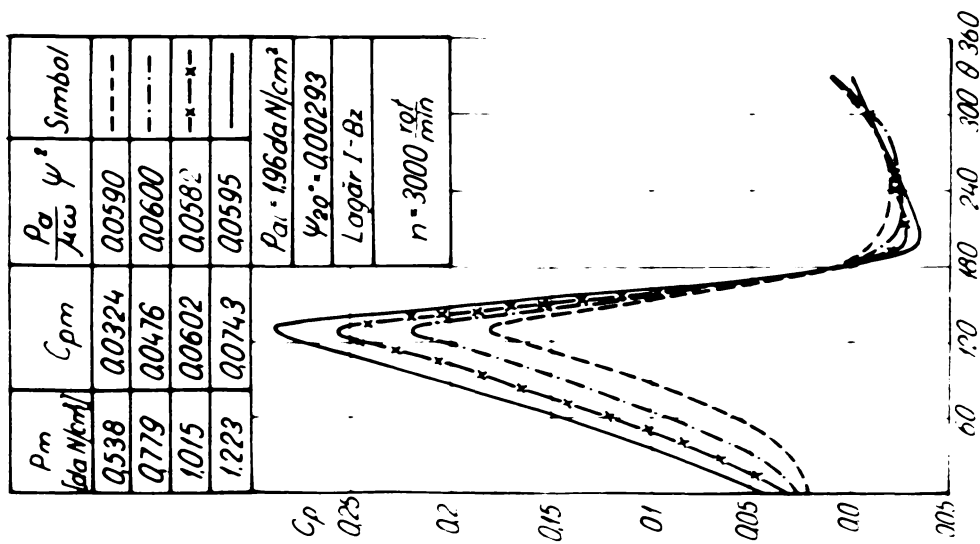
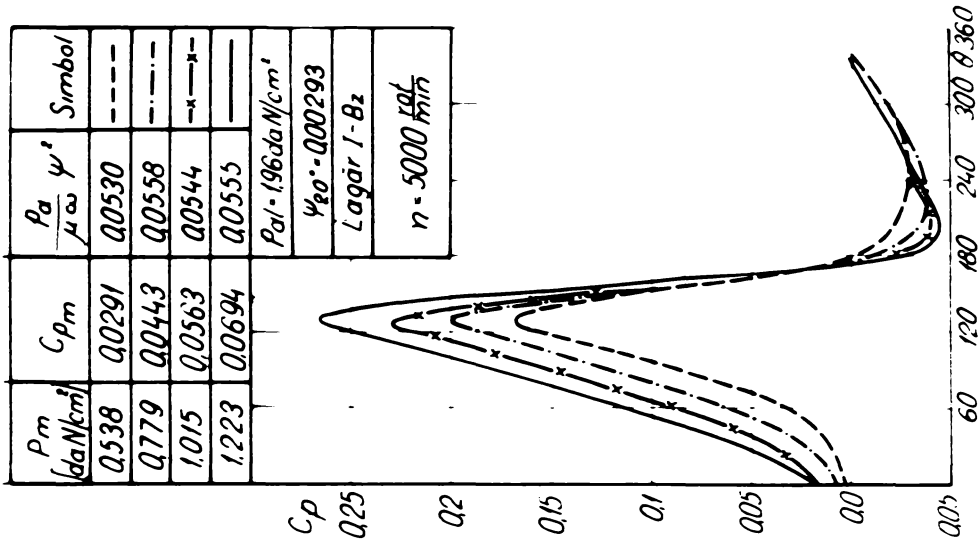


Fig. 1.42

Fig. 1.43

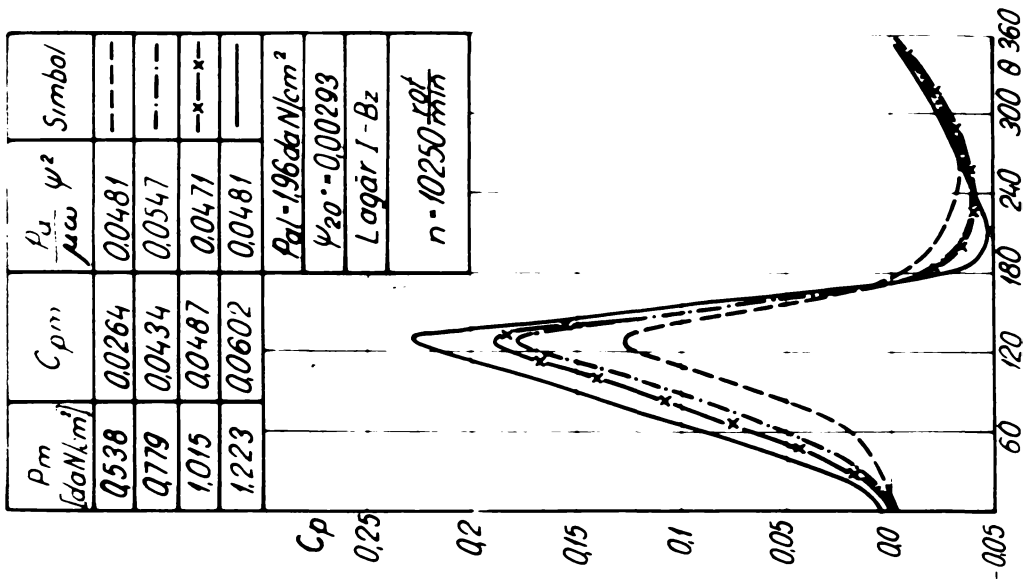


Fig. 4.3

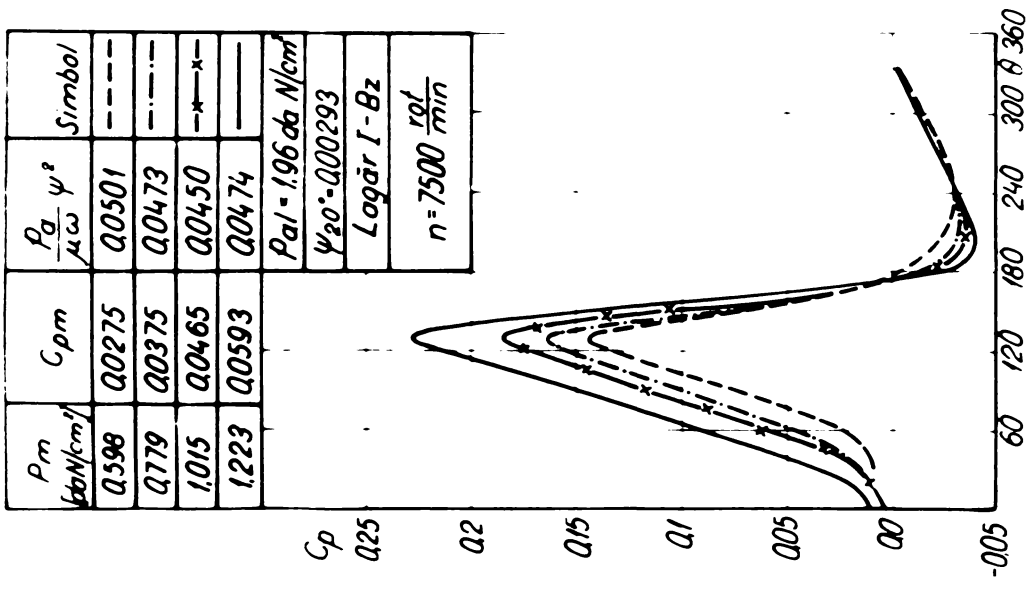
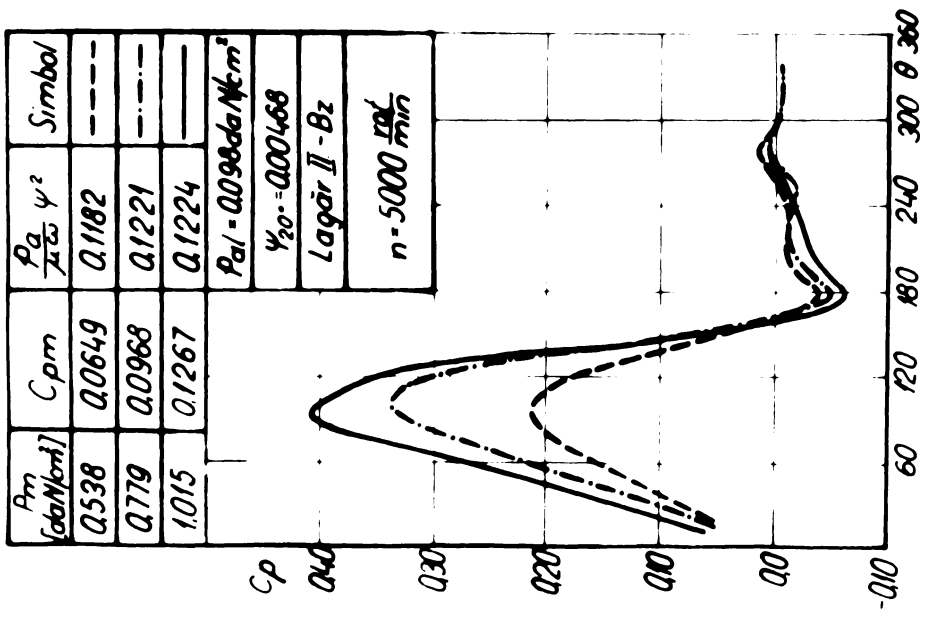
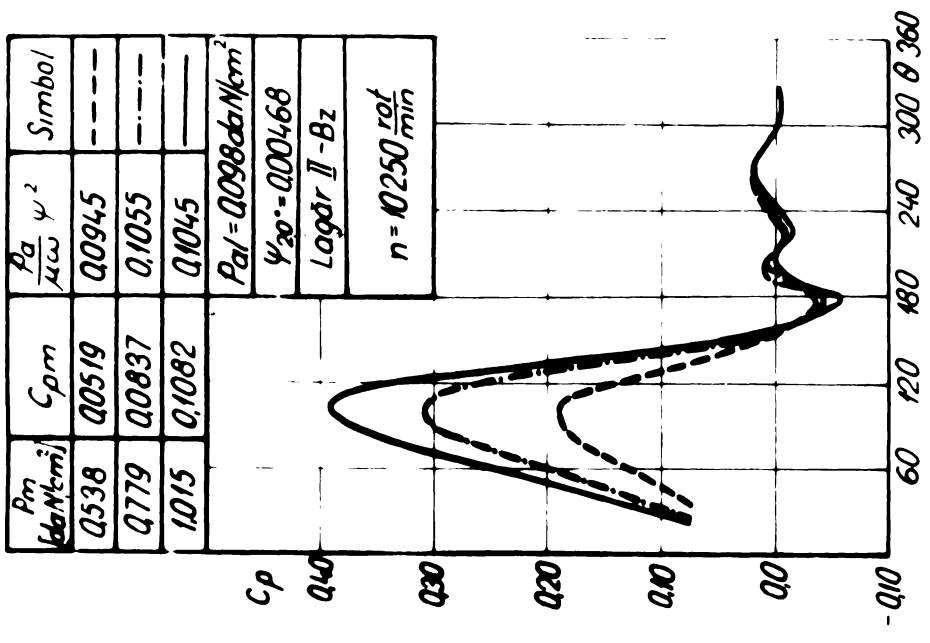


Fig. 4.4



• • • • •



• • • • •

cu creșterea coeficientului adimensional de portanță, ceea ce este în concordanță cu teoria lubrificației (vezi figurile III.16 și III.17).

- Coeficientul adimensional minim de presiune scade cu creșterea coeficientului adimensional de portanță până la o anumită limită. Această limitare este observabilă în figurile V.40 și V.41.

Scăderea coeficientului adimensional minim de presiune odată cu creșterea coeficientului de portanță este în concordanță cu teoria lubrificației. Faptul că valoarea absolută a coeficientului adimensional minim de presiune nu este egală cu cea a celui maxim ne indică o comportare compresibilă a lubrifiantului (vezi lubrificația cu gaze în /20, 84, 59/).

Apariția compresibilității lubrifiantului poate fi explicată numai prin existența și degajarea unor bule de aer în ulei, ceea ce a fost remarcat și în cercetările efectuate de Agafonov /32/.

Limitarea scăderii coeficientului adimensional minim de presiune se datorește apariției cavitației vaporose a uleiului. Astfel, dacă ne referim la regimurile de încercare obținute la o presiune medie de încărcare de 1,015 și 1,223 daN/cm² la turația de 7500 rot/min respectiv 10250 rot/min, reprezentate în figurile V.40 și V.41, vom observa că ^{de} presiunile maxime măsurate sînt în jur de 0,94 daN/cm² (vezi tabelul nr. V.3), ceea ce pare că reprezintă presiunea critică de apariție a cavitației în acest ulei (vezi și lucrarea /1/) la temperatură de cca. 50°C.

V.5 Influența vitezei periferice a fusului

Influența vitezei periferice a fusului asupra distribuției-

lor coeficienților adimensionali de presiune poate fi analizată numai prin compararea unor distribuții obținute în încercări la diverse turații în care coeficientul de portanță C_{pm} și factorul $\rho_0 \psi^2 / \mu \omega$ este identic sau cel puțin apropiat.

Deoarece temperatura filmului de lubrifiant crește cu mărirea turației, respectiv a vitezei periferice a fusului, datorită creșterii energiei disipate prin frecare, a fost posibilă găsirea a patru combinații de distribuții unde raportul $\psi^2 / \mu \omega$ se menține aproape constant la aceeași presiune medie de încărcare. Aceste distribuții au fost comparate în diagramele din figurile 7.48, 7.49, 7.50 și 7.51.

În cercetările prezente, pentru turațiile de 3000, 5000, 7500 și 10250 rot/min viteza periferică a fusului are valoarea de 6,45 ; 10,62 ; 16,1 respectiv 22 m/s (diametrul fusului este de ϕ 41 mm).

Analizând diagramele din figurile 7.48, 7.49, 7.50 și 7.51 rezultă odată cu mărirea vitezei periferice a fusului, respectiv a turației, crește depresiunea maximă măsurată la acele distribuții în care nu s-a stins valoarea limită a depresiunii dictată de cavitația vaporosă (figurile 7.48, 7.49, 7.50).

Această concluzie este în concordanță cu rezultatele teoriei cavitației gazoase cu privire la influența mărimii vitezei de variație a presiunii în timp /61, 58/.

Fenomenul poate fi explicat prin aceea că mărirea efectelor inerțiale ale mișcării lubrifiantului, ca urmare a creșterii vitezei lui, determină o "compresibilitate" mai mică a bulilor și alura distribuției tinde să se apropie de cea teoretică pentru lubrifiantul incompresibil.

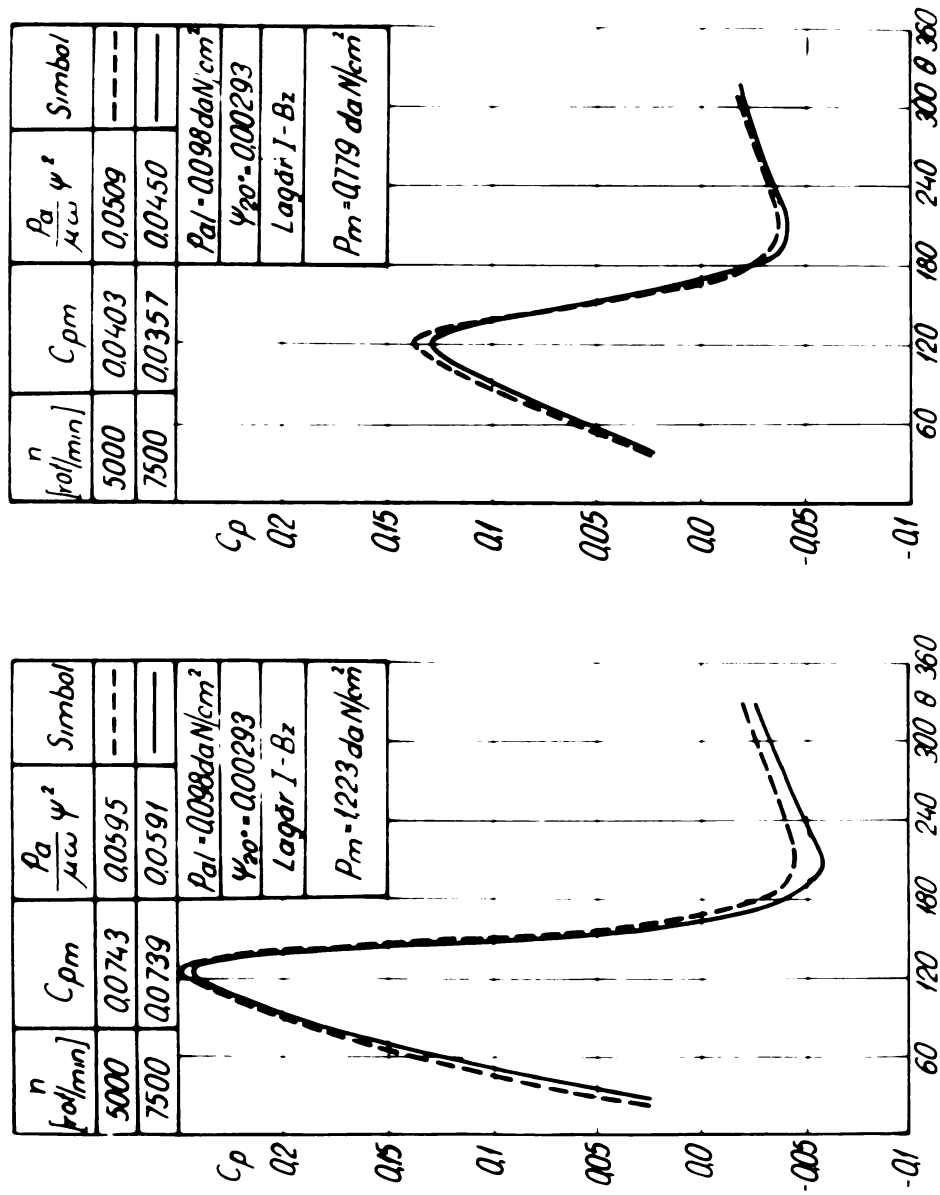


FIG. 5.43

FIG. 5.44

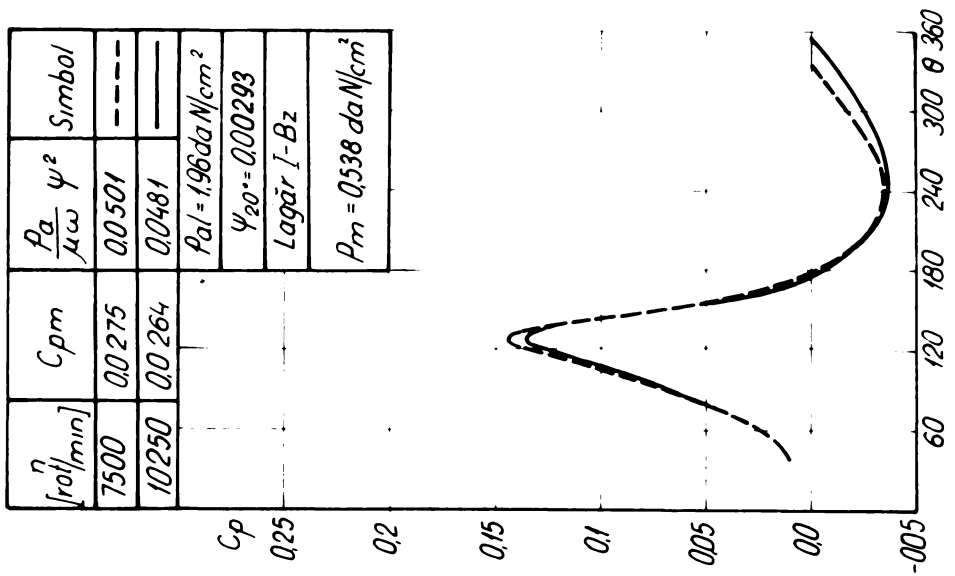


Fig. 7.51

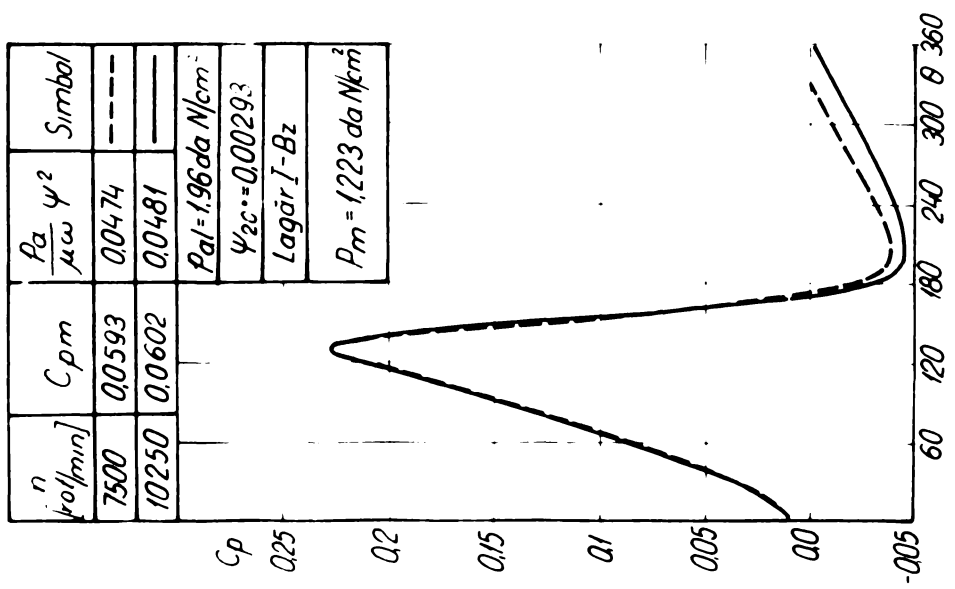


Fig. 7.52

V.6 Influența presiunii de alimentare

Influența presiunii de alimentare asupra distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune poate fi analizată prin compararea unor distribuții obținute în încercări de lagire alimentate la diverse presiuni, dar în care coeficientul de portanță

C_{pm} și factorul $p_a \psi \mu \omega$ este identic sau cel puțin asemănător.

Ținând de la acest criteriu am ales din încercările efectuate distribuțiile prezentate în figurile V.52, V.53 și V.54.

După cum a rezultat și din paragrafele anterioare presiunea de alimentare a avut două valori, de 1,962 și 0,098 daN/cm², în cadrul acestor cercetări.

Din diagramele din figurile V.52, V.53 și V.54 se pot extrage următoarele concluzii :

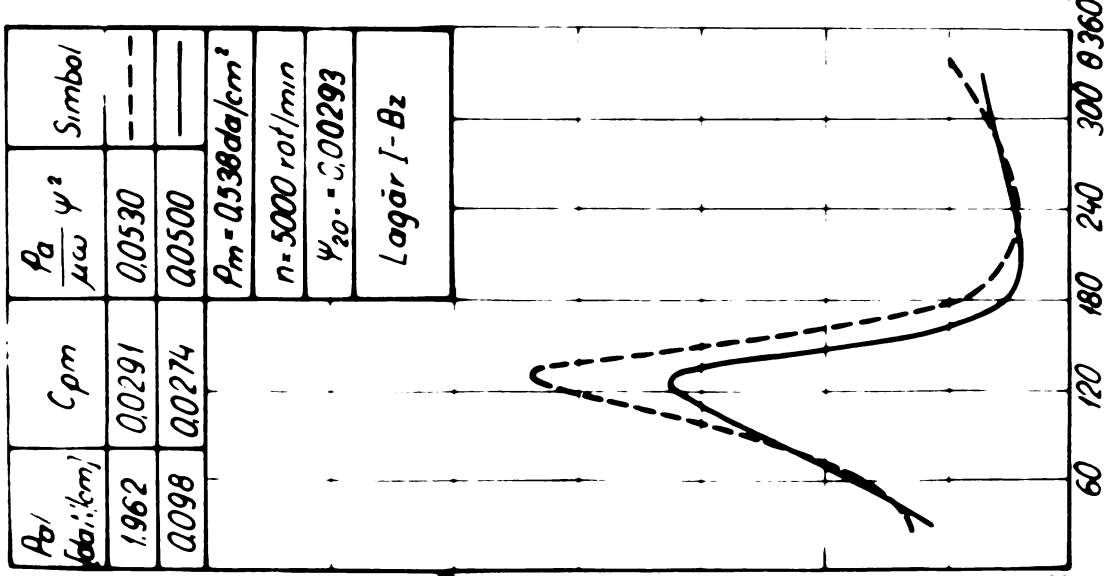
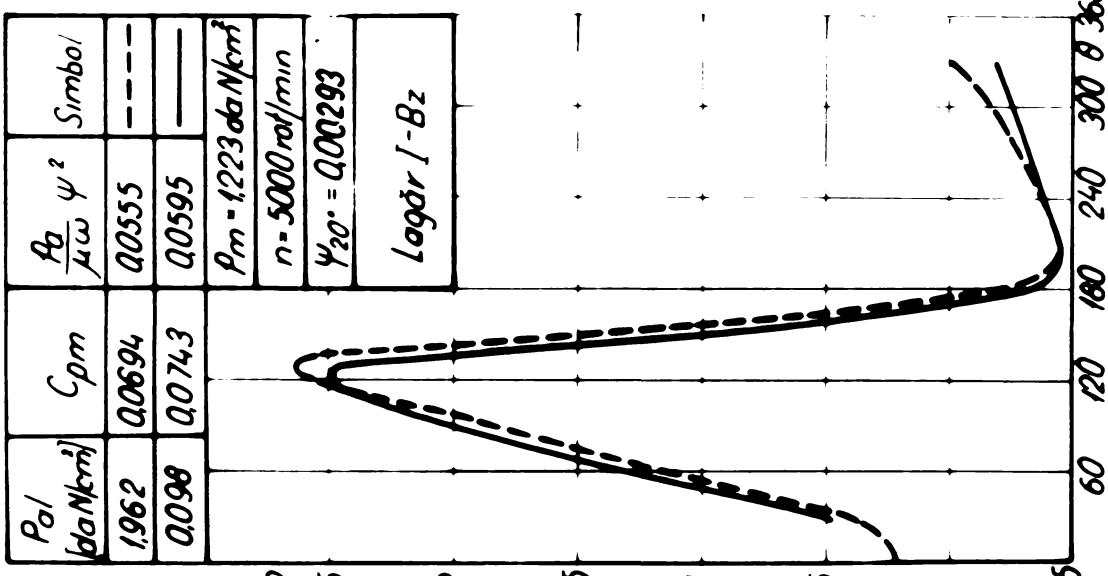
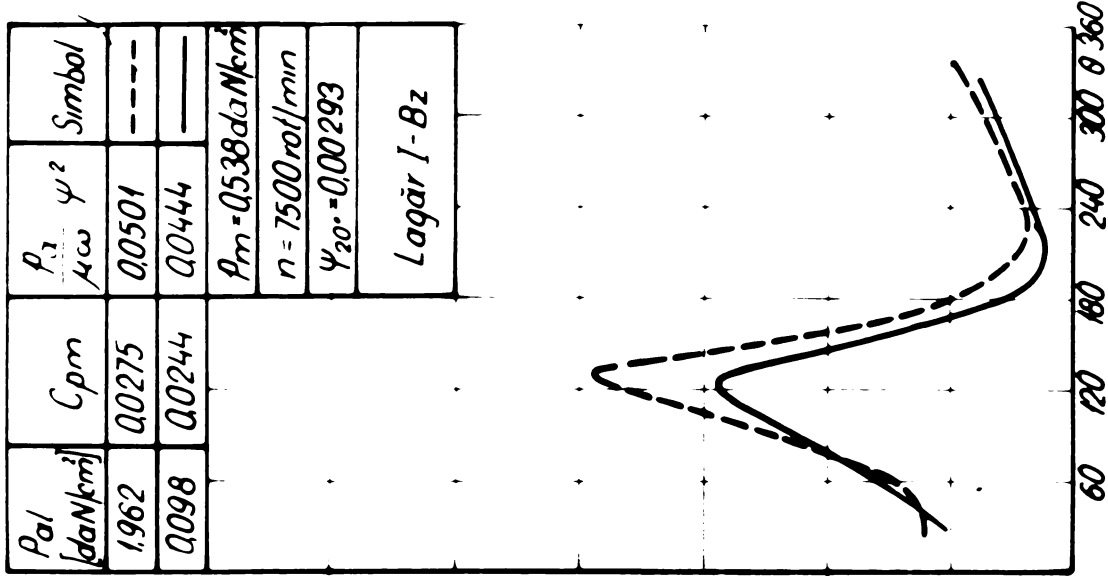
1. Creșterea presiunii de alimentare conduce la creșterea cu atât mai accentuată a maximumului distribuției cu cât presiunea medie de încălzire este mai mică.

2. Mărirea presiunii de alimentare conduce la translația distribuției coeficienților adimensionali de presiune spre valori mai mari a lui φ .

3. Se remarcă o ușoară creștere a minimumului distribuției odată cu mărirea presiunii de alimentare.

Este important de remarcat că aceste efecte apar la o presiune de alimentare relativ mare (1,96 daN/cm²) față de presiunea medie de încălzire (0,538 - 1,223 daN/cm²), ceea ce probabil determină o funcționare mixtă, hidrodinamică și hidrostatică a lagirului.

În literatura de specialitate /40, 97, 98/ se demonstrează că influența presiunii de alimentare scade odată cu creșterea



.....54

.....23

.....22

presiunii medii de încărcare, ceea ce este în concordanță cu concluziile expuse mai sus.

Translatarea distribuției de presiuni este explicabilă tot prin efectul hidrostatic provocat de creșterea presiunii de alimentare. De fapt, fusul se îndepărtează de canalul de alimentare și astfel interstițiul minim al filmului apare la $\theta \approx 180^\circ$ ca urmare a efectului hidrostatic.

Creșterea mică a minimumului distribuției se datorește creșterii presiunii din zona nefărăcită a lagărului, ca urmare a creșterii presiunii de alimentare. Se observă însă că variația mare a presiunii de alimentare are o influență aproape neglijabilă asupra depresiei maxime ceea ce este în concordanță cu rezultatele lui V.A. Agafonov /1/.

V.7 Influente jocului radial relativ

Cercetările experimentale au fost efectuate pe două variante de lagăr având un joc radial relativ $\psi_{20} = 0,00293$ respectiv $\psi_{20} = 0,00468$, la temperatura de 20°C .

Dacă analizăm comparativ diagramele obținute la $\psi_{20} = 0,00293$ din figurile V.39 și V.41 cu cele din figurile V.46 și V.47 pentru $\psi_{20} = 0,00468$, vom constata următoarele :

1. Creșterea jocului radial relativ conduce la creșterea maximumului distribuției coeficienților adimensionali de presiune la o aceeași presiune medie de încărcare și turație. Acest fapt este în concordanță cu teoria lubrificației (vezi relațiile II.18, II.19, II.20 și II.21, respectiv diagramele IV.16 și IV.15).

2. În cazul jocului radial relativ mare $\psi_{20} = 0,00468$ se constată că apar oscilații ale curbei distribuțiilor coeficienți-

lor adimensionali de presiune în zona neîncoarcată a lagărului (vezi figurile V.33 - V.38 și V.46 - V.47).

Oscilațiile amintite pot fi datorate desprinderilor filmului de lubrifiant sau cavitației gazoase a lubrifiantului. Opinia că acest fenomen este provocat în special de cavitația gazoasă a lubrifiantului ca urmare a dezvoltării dinamice a bulilor conform relației (II.40). Termenii ecuației (II.40), care reprezintă efectul inerțial, devin importanți datorită variației extrem de rapide a presiunilor din film în sensul curgerii.

Dacă comparăm acest fenomen cu dezvoltarea bulilor cavitaționale într-un câmp de tensiuni de întindere, descrisă în lucrările /66, 67, 58/, este posibilă următoarea explicație fenomenologică a oscilațiilor curbei distribuțiilor :

Bulele de aer din ulei ajungând în zona neîncoarcată a lagărului sînt supuse unor depresiuni, care devin repede tensiuni de întindere datorită gradientului mare negativ de presiuni. Bula se dilată, dar datorită variației rapide a presiunii apare o înțirzire a dilatării ca urmare a inerției lichidului. Această dilatare se continuă inerțial, cu toate că la un anumit moment dilatarea este suficientă condițiilor de presiuni din film. Această dilatare suplimentară conduce la o creștere a presiunilor prin strângerea spațiului de trecere a lichidului. Astfel apare o primă buclă a oscilațiilor curbei distribuțiilor. Procesul se repetă apoi, pînă avem gradient negativ de presiune și astfel apar oscilații ale curbei distribuțiilor de presiune.

În sprijinul acestei explicații fenomenologice a oscilațiilor de presiune amintesc că frecvența oscilațiilor din încercările efectuate este de $10^3 \dots 3 \cdot 10^3$ Hz, ceea ce se apropie de

oscilațiile bulelor din cavitatea vaporosă /58, 67/.

Punctul de presiune minimă C_{pmin} este atins înaintea punctului de desprindere a filmului în cursul curgerii uleiului în lagăr (vezi concluziile cap. III), ceea ce înseamnă de asemenea că fenomenul de cavitație poate exista în zone restrinse a lagărului cu film desprins.

V.8 Visualizarea filmului de lubrifiant

De fapt, cercetările de vizualizare a filmului de lubrifiant în zonele de desprindere și de cavitație probabilă au fost începute mai întâi pe o primă variantă a standului expus în paragraful V.1. Trina variantă a standului s-a deosebit de varianta finală prin construcția lagărelor experimentale, sistemului de antrenare și de încărcare a lagărului. Astfel, în prima variantă a standului s-a studiat filmul de lubrifiant dintre un cilindru de oțel (ϕ 120 mm) antrenat la turația maximă de 1450 rot/min și o placă plană (vezi figurile V.55 și V.56). În scopul vizualizării prin fotografiere a zonei de desprindere a filmului, placă plană a fost executată din cristal șlefuit plan.

Fotografiile desprinderilor filmului de lubrifiant expuse în figurile V.57 și V.58 au fost obținute la turația de antrenare de 1450 rot/min și la distanța minimă cilindru-placă $h_{min} = 0,06$ mm respectiv $h_{min} = 0,18$ mm. Fotografiile au fost realizate la o iluminare de aprox. 10^{-6} s, produsă de un fulger electronic.

Se constată că "degetele" existente în zona desprinderii filmului, sînt din ce în ce mai dese cu cît distanța minimă h_{min} dintre cilindru și placă devine din ce în ce mai mică, ceea ce corespunde cu concluziile lucrărilor /55, 31/. De asemenea, se observă că filmul de lubrifiant conține bule de aer sau gaze care

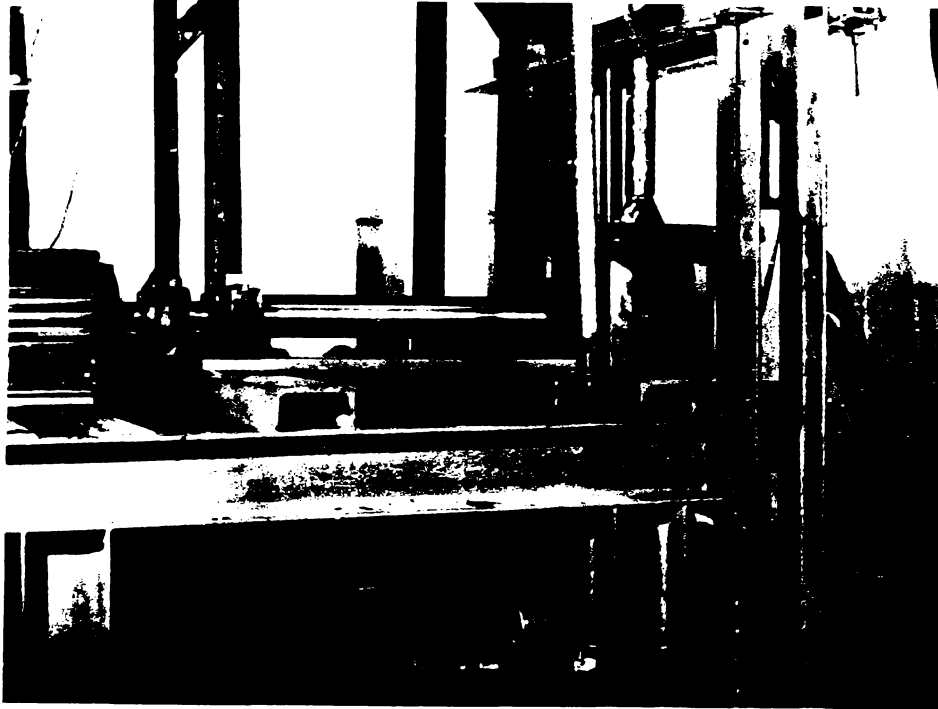


图 1.25

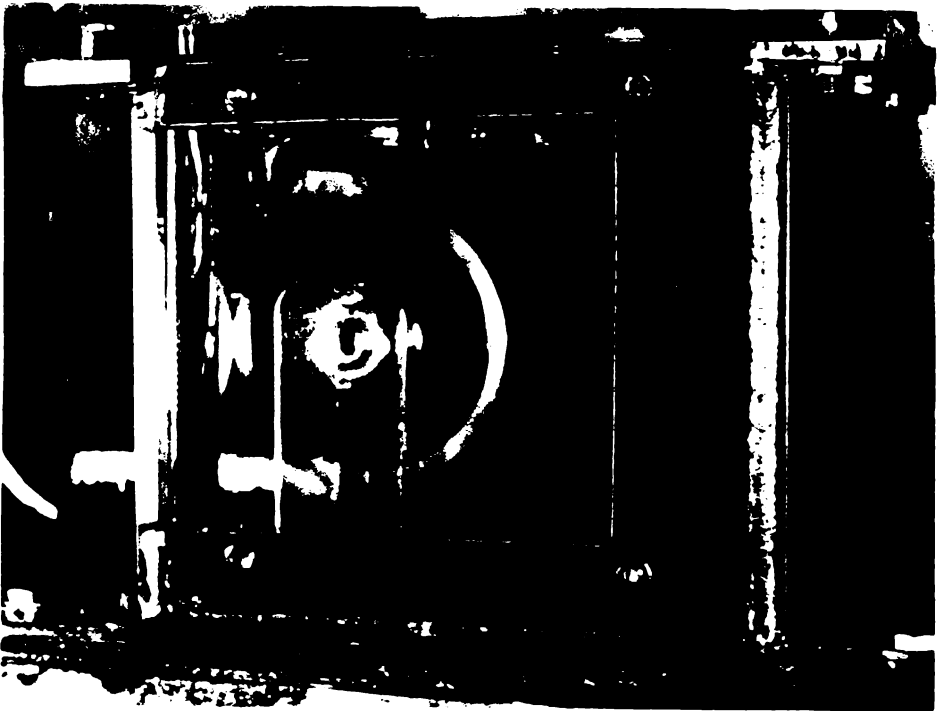


图 1.26



- 100 1007



- 100 1008

sînt vizibile în fotografiile sub forma unor puncte mici albe.

Cercetările experimentale efectuate în scopul vizualizării filmului de lubrifiant în lagărele hidrodinamice cilindrice au fost realizate prin fotografierea filmului din lagărul cu cusinet din plexiglas (fig. V.2) montat în stațiunea descrisă în paragraful 7.1.

În figurile V.59, V.60, V.61, V.62 și V.63 sînt redată fotografiile filmului de lubrifiant din lagărul cu cusinet din plexiglas pentru o încărcare de 166,5 N la turația de 1500, 2500, 5000, 10000 respectiv 12500 rot/min.

Concluziile, care pot fi extrase din analiza fotografiilor din fig. V.59 - V.63, sînt doar de natură calitativă și nu pot fi raportate la rezultatele cantitative obținute prin măsurarea distribuțiilor de presiuni în lagărele de bronz, datorită diferenței apreciabile între jocurile radiale relative ale celor două variante de lagăr.

Jocul radial relativ la temperatura de funcționare a lagărului nu a fost calculat datorită nestăpînirii fenomenelor legate de dezvoltarea și transmiterea de căldură și de dilatarea cusinetului din plexiglas montat într-o cămară din oțel de o formă complicată (vezi fig. V.2).

Examinînd figurile V.59, V.60, V.61, V.62 și V.63 se constată următoarele :

- La turații mici ($n = 1500 - 5000$ rot/min) se manifestă fenomenul de desprindere a filmului sub formă de "degete", fig. V.59, V.60 și V.61.

- Cu creșterea turației, "degetele" de desprindere devin mai dese.



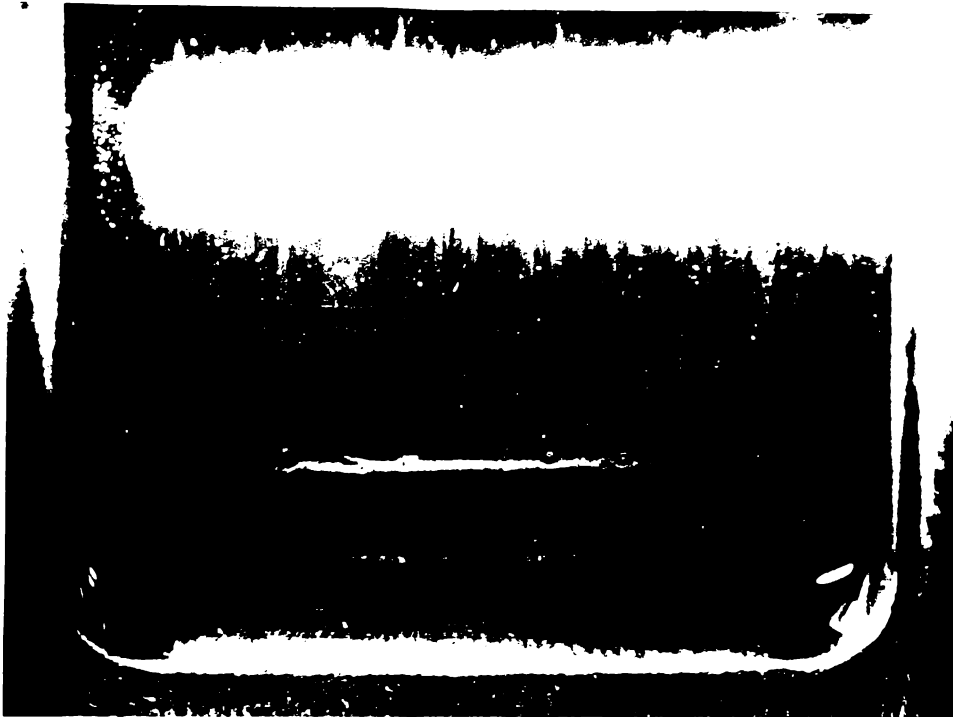
↑
sens de
courant

Fig. 1.59
 $n = 1500 \text{ rot/min}$; $t = 100,5$



↑
sens de
courant

Fig. 1.60
 $n = 2500 \text{ rot/min}$; $t = 100,5$



↑
sens de
charge

Fig. V.61

$n = 5000 \text{ rot/min}$; $\omega = 166,5 \text{ s}^{-1}$



↑
sens de
charge

Fig. V.62

$n = 10000 \text{ rot/min}$; $\omega = 166,5 \text{ s}^{-1}$



Fig. 7.65

$n = 12500$ rot/min ; $\theta = 166,5$ II

- La turații ridicate de 10000 rot/min și 12500 rot/min, nu se disting clar "dogțele", deoarece dacă ele există sînt mult mai înguste, iar alciul devine albicios.

La aceste turații se constată că există unele puncte altele destul de pronunțate, în special la mijlocul lagirului unde depresiunea este maximă, care se presupune că sînt bule cavitaționale la masă.

Avînd în vedere observațiile de mai sus cit și descrierile de vizualizări ale fenomenului de cavitație date de V.A. Agreșinov /1/ și G.S. Taylor /31, 32/, considerăm că în fotografiile 7.62 și 7.65 sînt fotografiate curgerea cavitațională ale filmului de lubrifiant.

V.9 Concluzii

Corectările experimentale efectuate pe stațiunea pentru

studiul fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice cilindrice s-a condus la stabilirea următoarelor caracteristici ale fenomenului cercetat, care completează cunoștințele actuale:

1. Distribuția coeficienților adimensionali de presiune prezintă un minim inferior presiunii atmosferice, care scade pînă la stingerea presiunii critice de apariție a cavitației, odată cu creșterea presiunii medii de încărcare sau cu mărirea vitezei periferice a fusului lagărului, respectiv a turației.

2. Variația presiunii de alimentare a lagărului influențează neglijabil minimul distribuției coeficienților adimensionali de presiune.

3. Coeficientul adimensional de presiune minimă nu este simetric din punct de vedere valoric cu cel de presiune maximă față de presiunea atmosferică, ca urmare a existenței și degajării de bule de aer din ulei sau a prezenței fenomenului de cavitație.

4. Presiunea ^{absolută} critică de apariție a cavitației este de aproximativ $0,06 \text{ daN/cm}^2$, ceea ce coincide cu rezultatele lui T.A. Agafonov [1] (depresiune maximă de cca $0,94 \text{ daN/cm}^2$).

5. Alura distribuției coeficienților adimensionali de presiune este puternic influențată de jocul radial relativ. Astfel, în cazul unui joc radial relativ mic ($\psi = 0,00293$) distribuția prezintă un singur minim de o formă relativ aplatizată, de coordonate $\theta = 120^\circ - 240^\circ$, iar la un joc radial relativ mare ($\psi = 0,00463$) curba distribuției coeficienților adimensionali de presiune are o formă de oscilație amortisită în sens divergență a interstițiului fus-cuzinet.

6. Visualizarea filmului de lubrifiant evidențiază că

aspectul curgerii lubrifiantului într-un lagăr hidrodinamic cilindric se modifică odată cu creșterea vitezei periferice a fusului, respectiv a turației. Astfel, la turații mici, 1500 - 5000 rot/min, în curgere se manifestă fenomenul de desprindere (fig. V.59, V.60 și V.61), iar la turații ridicate, 10000 - 12500 rot/min, avem cavitație (fig. V.62 și V.63).

CAPITOLUL VI

COMPARATIA REZULTATELOR EXPERIMENTALE CU CELE OBTINUTE TEORETIC
PENTRU LUBRIFIANTUL INCOMPRESIBIL

VI.1 Compararea rezultatelor experimentale cu cele teoretice

Distribuțiile de coeficienți adimensionali de presiune și portanță, calculate pentru lagăre în ipoteza unui lubrifiant incompresibil și continuu (vezi cap. IV), sunt prezentate punctat în diagramele din figurile VI.1...VI.5.

Rezultatele experimentale au fost trasate pe aceleași diagrame cu linie plină. Pentru comparație cu rezultatele teoretice au fost selecționate numai încercările efectuate la presiunea de alimentare de $0,098 \text{ daN/cm}^2$. La presiunea de alimentare de $1,96 \text{ daN/cm}^2$ apare o funcționare combinată, hidrodinamică și hidrostatică, ceea ce nu a fost inclus în calculele teoretice. Deci, în acest caz nu are sens comparația teoriei cu experimentul.

Diagramele din figurile VI.1...VI.5 evidențiază că în scurgerea reală a lubrifiantului nu se pot realiza tensiuni de întindere în film, datorită fenomenului de cavitație și astfel curbele experimentale sunt limitate inferior, spre deosebire de cele teoretice.

Această limitare inferioară (în zona depresimilor) a distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune conduce la scăderea portanței lagărului real față de cea calculată teoretic. Comparând distribuțiile experimentale de coeficienți adimensionali de presiune cu cele teoretice, se constată că la aceeași valoare a maximumului distribuțiilor se obține un coeficient de portanță mult mai mic în cazul funcționării reale, ceea ce este în concordanță cu cele menționate mai înainte.

VI.2 Analiza critică a modelului teoretic pentru lubrifiant incompresibil

În capitolul II.4 s-a indicat existența unei concentrații

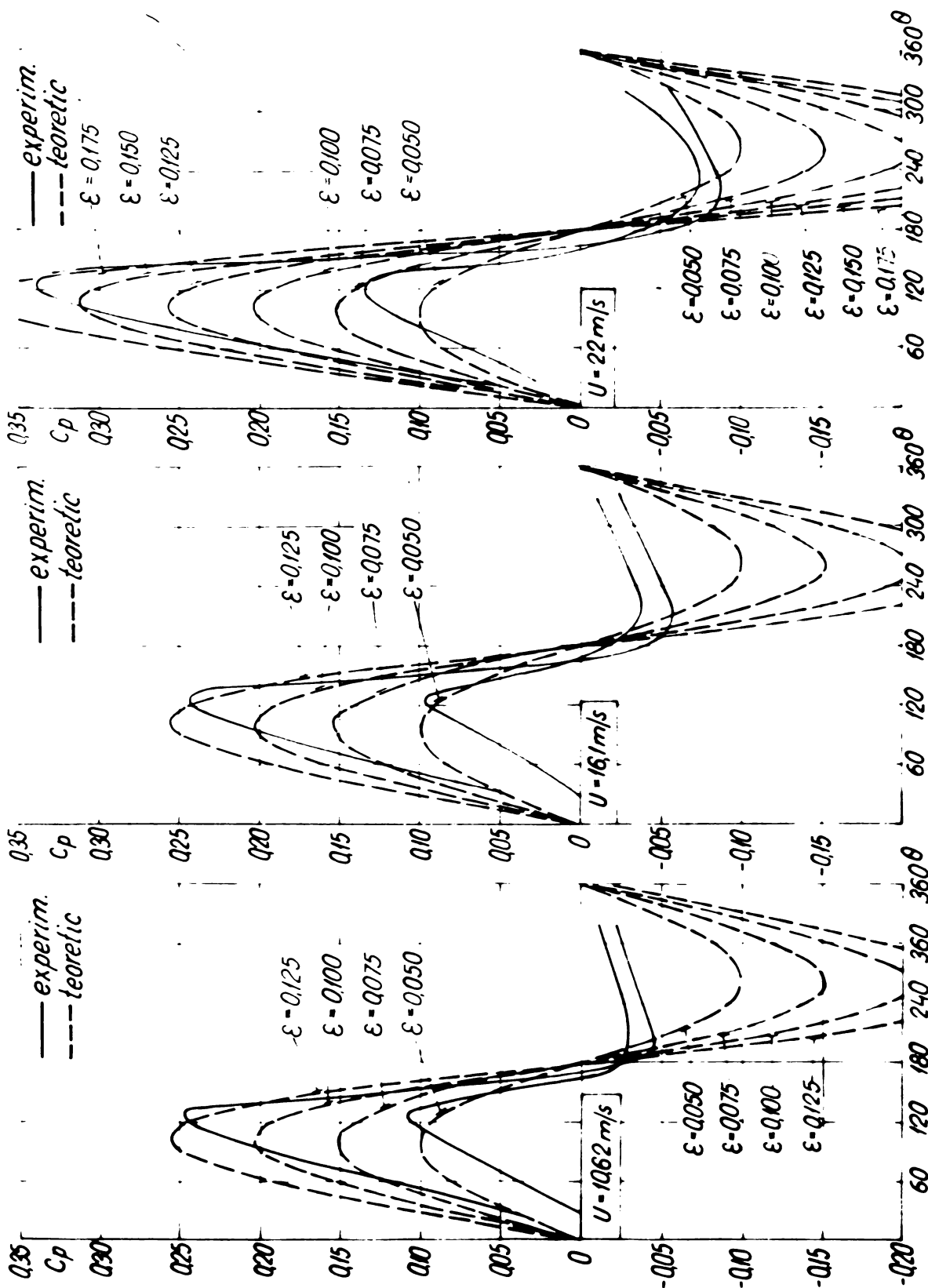
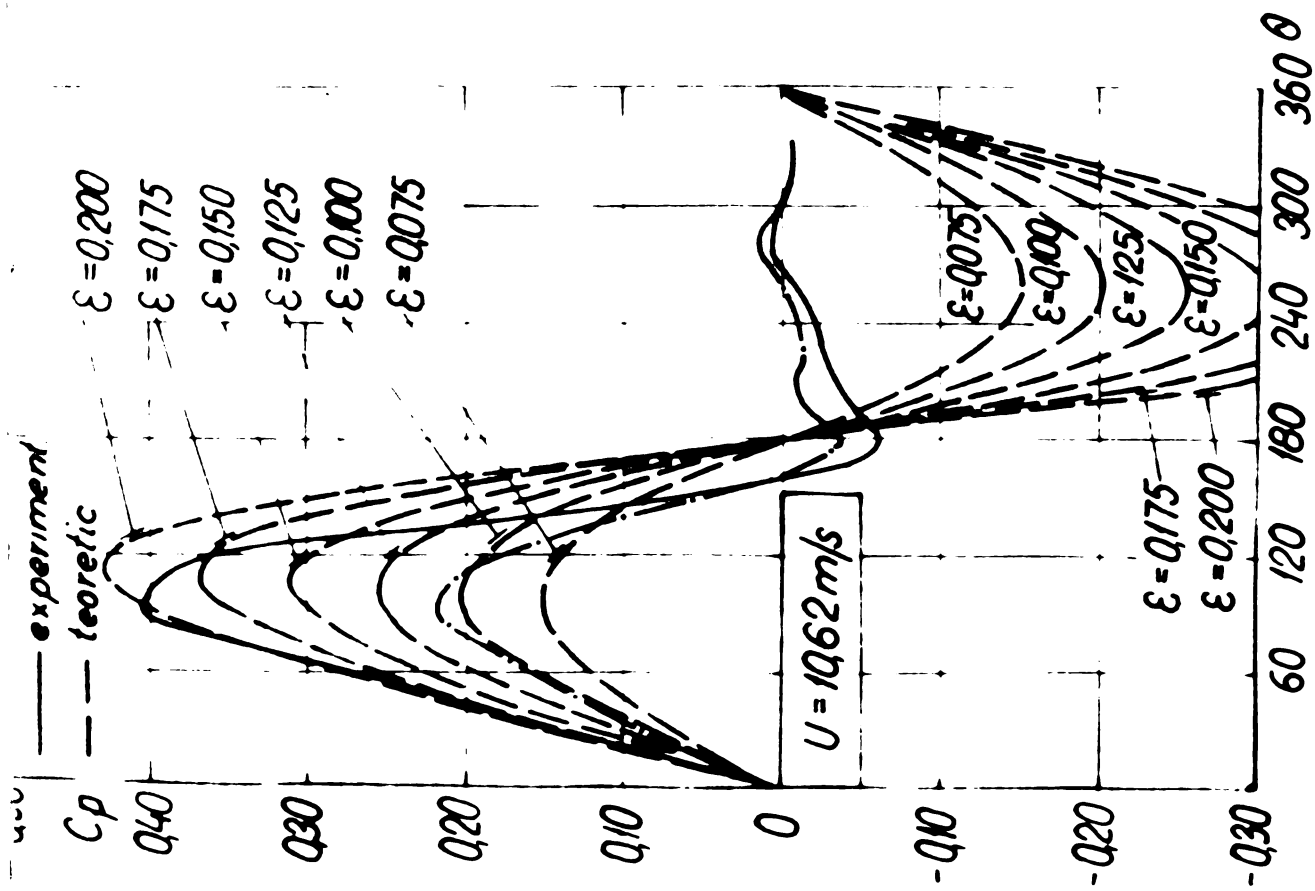
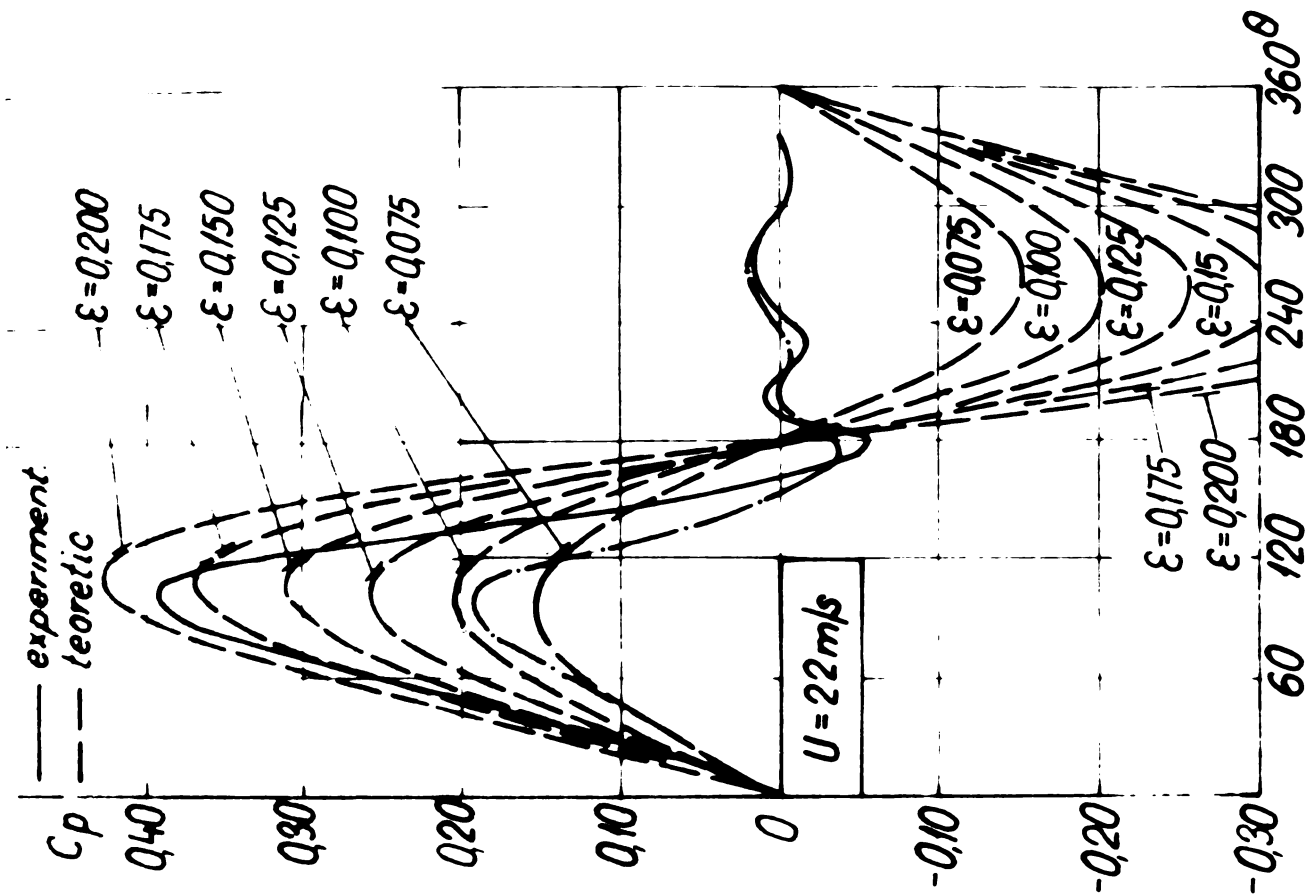


FIG. VI.1

FIG. VI.2

FIG. VI.3



volumice de aer sub formă de bule, de 4,5 %. Iar, în capitolul V.8, fotografiile de vizualizare ale filmului de lubrifiant permit observarea existenței bulelor în lubrifiant.

Deci, avem un lubrifiant bifazic, ulei cu bule de aer. Alura distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune măsurate experimental a fost explicată pe baza acestui fenomen în cap.V.

Evident, că prezența bulelor de aer în lubrifiantul folosit în încercări determină o îndepărtare a rezultatelor teoretice, în care nu s-a inclus prezența aerului liber, față de cele experimentale. Acest fenomen se observă în diagramele VI.1...VI.5. Prin urmare, principala deosebire dintre rezultatele teoretice și cele experimentale, limitarea inferioară a distribuțiilor măsurate, se explică prin existența bulelor de aer, respectiv a fenomenului de cavitație gazoasă (vezi III.2).

Rezultă că și coeficientul minim adimensional de presiune teoretic va fi mult diferit de cel experimental. Deci curbele caracteristice de cavitație interioare teoretice.(vezi cap.III.1) pentru cazul lubrifiantului incompresibil nu vor reflecta fenomenul fizic real.

În concluzie, se necesită elaborarea unui model matematic al curgerii lubrifiantului care să includă efectele provocate de prezența bulelor de aer.

CAPITOLUL VII

MODELUL MATEMATIC AL CUREGERII LUBRIFIANTULUI BIPAZIO SI COMPARATIA REZULTATELOR TEORETICE CU CELE EXPERIMENTALE

**VII.1 Metodă de calcul a distribuțiilor coeficienților
adimensionali de presiune pentru filmul de lubrifiant
bifazic**

Avind în vedere concluziile capitolului VI.2, rezultă necesitatea introducerii efectului bulilor de aer din lubrifiant în calculul distribuțiilor de presiuni.

Masa specifică a amestecului bifazic ulei-bule de aer va avea expresia :

$$\rho = \rho_L (1 - \varphi) + \rho_G \varphi \quad (\text{VII.1})$$

unde : ρ_L și ρ_G sînt masa specifică a uleiului respectiv gazului;
 φ este concentrația volumică de gaz sub formă de bule libere

Concentrația volumică de aer sau gaze se realizează fizic prin existența unui număr de bule, care este dependent de echilibrul dintre faza lichidă cu cea gazoasă /3,4/.

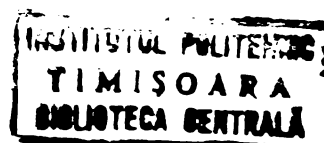
Admitem că destinderea și compresia bulilor de aer, sub influența variației presiunii în timpul curgerii bulilor și uleiului în jurul lagărului, are loc izotermic(vezi cap.III.2).

În aceste condiții :

$$\varphi = \varphi_0 \frac{p_0}{p} \quad (\text{VII.2})$$

unde φ este concentrația volumică la presiunea p iar φ_0 este la presiunea p_0 .

Prezența bulilor de aer în lubrifiant determină creșterea compresibilității amestecului ulei-bule de aer. Prin urmare, la calculul distribuțiilor coeficienților adimensionali de presiune trebuie să ținem cont de efectul compresibilității lubrifiantului bifazic.



Adimensionalizarea ecuației diferențiale a presiunilor pentru un lubrifiant incompresibil (ecuația II.6) este realizată prin utilizarea următoarelor relații :

$$\begin{aligned} \bar{x} = \frac{x}{R} = \theta ; \quad \bar{z} = \frac{z}{b} ; \quad \bar{h} = \frac{h}{c} = 1 + \varepsilon \cos \theta \\ C_p = \frac{p \psi^2}{\mu \omega} ; \quad \bar{p} = \frac{p}{p_L} = 1 + \varphi \left(\frac{p_G}{p_L} - 1 \right) ; \quad \lambda = \frac{2R}{b} \end{aligned} \quad (\text{VII.3})$$

Din relațiile (II,6) și (VII.3) se obține ecuația diferențială a presiunilor adimensionalizată pentru un lubrifiant compresibil de tip bifazic, ulei-bule de aer :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{p} \bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \theta} \right) + \lambda^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{p} \bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \bar{z}} \right) = 6 \frac{\partial (\bar{p} \bar{h})}{\partial \theta} \quad (\text{VII.4})$$

Termenii ecuației (VII.4) se aproximează cu ajutorul metodei diferențelor finite, în modul următor :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\bar{p} \bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \theta} \right) \approx \frac{\bar{p}_{i,j+1/2} \cdot \bar{h}_{i,j+1/2}^3 \frac{C_{p,i,j+1} - C_{p,i,j}}{\Delta \theta} - \bar{p}_{i,j-1/2} \cdot \bar{h}_{i,j-1/2}^3 \frac{C_{p,i,j} - C_{p,i,j-1}}{\Delta \theta}}{\Delta \theta}$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{p} \bar{h}^3 \frac{\partial C_p}{\partial \bar{z}} \right) \approx \frac{\bar{p}_{i+1/2,j} \cdot \bar{h}_{i+1/2,j}^3 \frac{C_{p,i+1,j} - C_{p,i,j}}{\Delta \bar{z}} - \bar{p}_{i-1/2,j} \cdot \bar{h}_{i-1/2,j}^3 \frac{C_{p,i,j} - C_{p,i-1,j}}{\Delta \bar{z}}}{\Delta \bar{z}}$$

$$\frac{\partial (\bar{p} \bar{h})}{\partial \theta} \approx \frac{\bar{p}_{i,j+1/2} \cdot \bar{h}_{i,j+1/2} - \bar{p}_{i,j-1/2} \cdot \bar{h}_{i,j-1/2}}{\Delta \theta} \quad (\text{VII.5})$$

Înlocuind în (VII.4) expresiile termenilor conform relațiilor (VII.5) obținem :

$$C_{p,i,j} = a_0 + a_1 C_{p,i+1,j} + a_2 C_{p,i-1,j} + a_3 C_{p,i,j+1} + a_4 C_{p,i,j-1} \quad (\text{VII.6})$$

unde :

$$a_0 = - \frac{6}{\Delta \theta} \left(\bar{p}_{i,j+1/2} \cdot \bar{h}_{i,j+1/2} - \bar{p}_{i,j-1/2} \cdot \bar{h}_{i,j-1/2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 a_1 &= \frac{\bar{p}_{i+1/2,j} \cdot \bar{h}_{i+1/2,j}^3}{\Delta \bar{z}^2} \cdot \frac{1}{NUM} \\
 a_2 &= \frac{\bar{p}_{i-1/2,j} \cdot \bar{h}_{i-1/2,j}^3}{\Delta \bar{z}^2} \cdot \frac{1}{NUM} \\
 a_3 &= \frac{\bar{p}_{i,j+1/2} \cdot \bar{h}_{i,j+1/2}^3}{\Delta \theta^2} \cdot \frac{1}{NUM} \\
 a_4 &= \frac{\bar{p}_{i,j-1/2} \cdot \bar{h}_{i,j-1/2}^3}{\Delta \theta^2} \cdot \frac{1}{NUM}
 \end{aligned} \tag{VII.7}$$

$$NUM = \frac{\bar{p}_{i,j+1/2} \cdot \bar{h}_{i,j+1/2}^3 + \bar{p}_{i,j-1/2} \cdot \bar{h}_{i,j-1/2}^3}{\Delta \theta^2} + \lambda^2 \frac{\bar{p}_{i+1/2,j} \cdot \bar{h}_{i+1/2,j}^3 + \bar{p}_{i-1/2,j} \cdot \bar{h}_{i-1/2,j}^3}{\Delta \bar{z}^2}$$

Rețeaua rectangulară aleasă, în primă instanță pentru excentricități relative mici, este identică cu cea din capitolul IV, respectiv $\Delta \theta = \pi / 18$ și $\Delta \bar{z} = 1/12$.

Condițiile la limită au fost alese la fel ca în cazul lubrifiantului incompresibil (vezi pag.63 cap.IV).

Există, în plus, doi parametri care inițializează starea amestecului lubrifiantului bifazic, respectiv indică condițiile la limită de la marginea laterală a lagărului. Aceștia sînt concentrația volumică a gazului φ_0 și presiunea exterioară a mediului ambiant p_g . Presiunea exterioară adimensionalizată $p_g \varphi^2 / \mu \omega$ este un parametru care caracterizează familia de distribuții de presiuni în cazul lubrifiantilor compresibili, obținute la diferite concentrații volumice. Același parametru este întâlnit și în lubrificția cu gaze [20].

Calculul numeric al coeficienților adimensionali de presiune s-a efectuat la un calculator de tip FELIX C-256, pe baza unui program în limbaj FORTRAN, similar cu cel prezentat în cap.IV.

Diferența a constat în expresiile diferite ale coeficienților a_0 , $a_1 \dots a_4$, respectiv în loc de (IV.14) s-au folosit relațiile (VII.7). Precizia de calcul a fost crescută de la 1 % la 0,5 % eroare.

Au fost calculate distribuțiile de presiuni pentru parametri $p_a \psi^2 / \mu \omega$ de 0,05 și 0,1, deoarece aceste valori apar în cercetările experimentale (vezi fig.V.39...V.41) și pentru diferite concentrații voluțice de gaz $\varphi = 2,5 ; 5 ; 10$ și 15 %. Toate distribuțiile de coeficienți adimensionali de presiune au fost calculate pentru un lagăr de lungime relativă unitară. În diagrame s-au reprezentat distribuțiile calculate pentru mijlocul lagărului, deoarece și în experiment s-au măsurat aceste distribuții.

Pentru distribuții de presiuni corespunzătoare unor excentricități relative mici, unde nu avem gradienti mari de presiune, calculul iterativ a convors relativ repede (100 - 200 cicluri) pentru o rețea cu pași $\Delta \theta = \pi / 18$ și $\Delta \bar{z} = 1/12$. La excentricitățile relative care conduc la prezența unor gradienti mari de presiune, de exemplu $\varepsilon = 0,1$ la $p_a \psi^2 / \mu \omega = 0,1$ și $\varphi = 5 \%$, apare o instabilitate a soluției ecuației diferențiale. În acest scop s-a trecut la o rețea mai fină, respectiv la $\Delta \theta = \pi / 36$ și $\Delta \bar{z} = 1/24$. Această metodă a condus la rezultate din nou relativ rapid convergente, 300 - 400 cicluri iterative. Evident că prezența a mai multe noduri a rețelei, conduce la creșterea apreciabilă a timpului de calcul.

Distribuțiile de presiuni pentru $\varphi = 5 \%$ și $\varepsilon \geq 0,125$ la $p_a \psi^2 / \mu \omega = 0,1$ s-au obținut cu această rețea mai fină. De asemenea, distribuțiile de presiuni pentru $\varphi = 5 \%$ și $p_a \psi^2 / \mu \omega = 0,05$ au fost calculate cu această rețea mai densă.

Această decizie de rețea a satisfăcut, din punct de vedere a convergenței calculului iterativ, pînă la excentricitățile indi-

cate in diagramele din figurile VII.1...VII.4

Fig.VII.1

Fig.VII.2

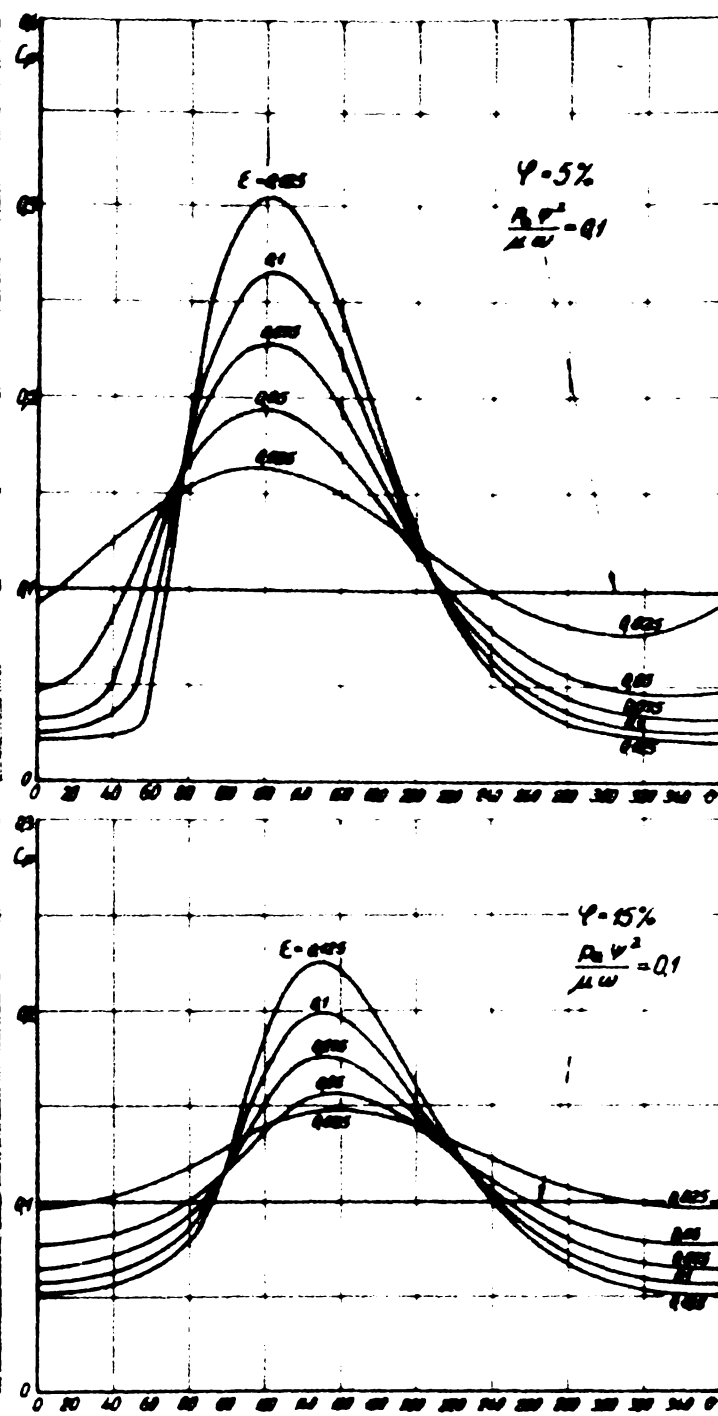
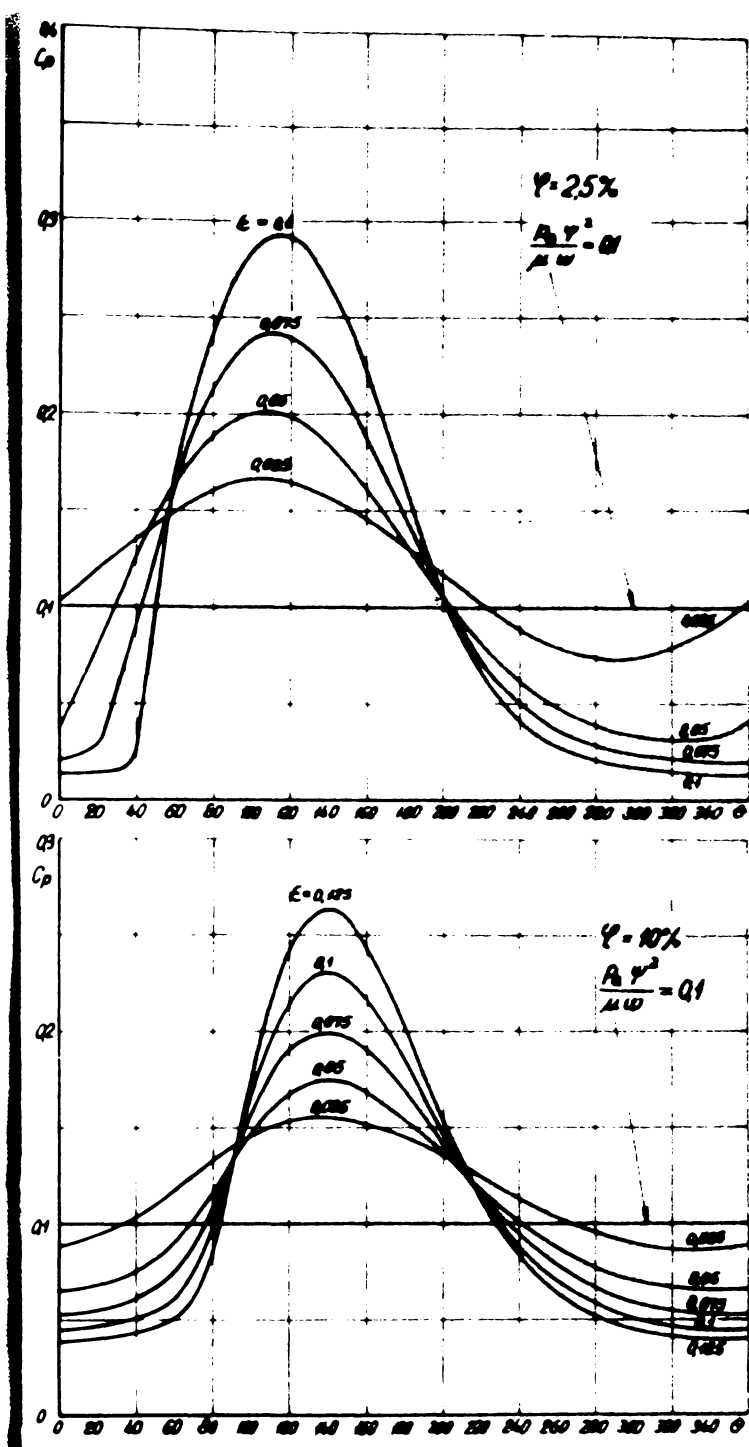


Fig.VII.3

Fig.VII.4

Distribuțiile teoretice calculate pentru concentrații volumice constante de aer sînt prezentate în fig.VII.1...VII.4.

Influența concentrației volumice de aer φ asupra distribuției coeficienților adimensionali de presiune din mijlocul lagărului pentru excentricitatea relativă de 0,025 ; 0,05 ; 0,075 și

0,1 este prezentată în diagramele din figurile VII.5...VII.8.

Fig.VII.5

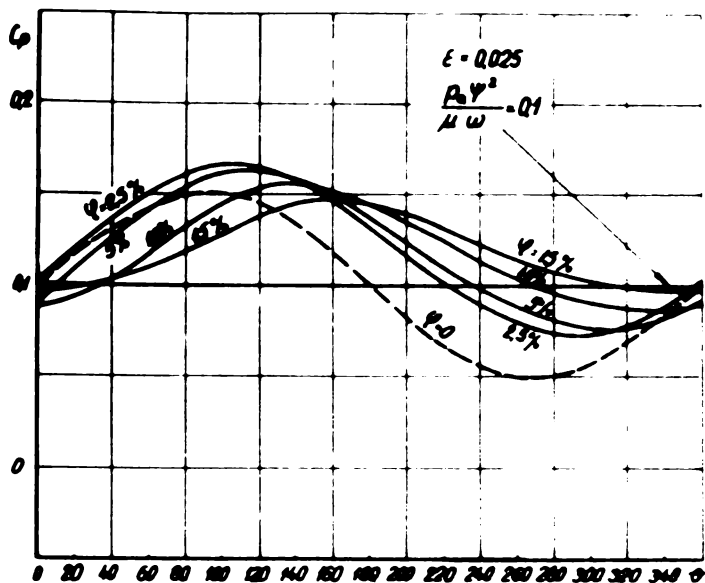


Fig.VII.6

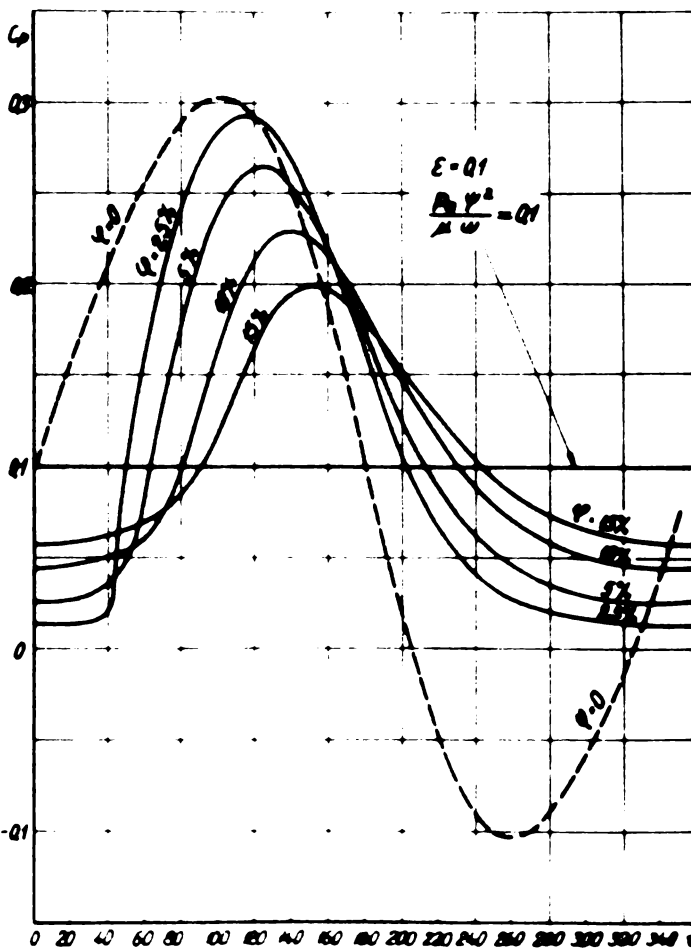
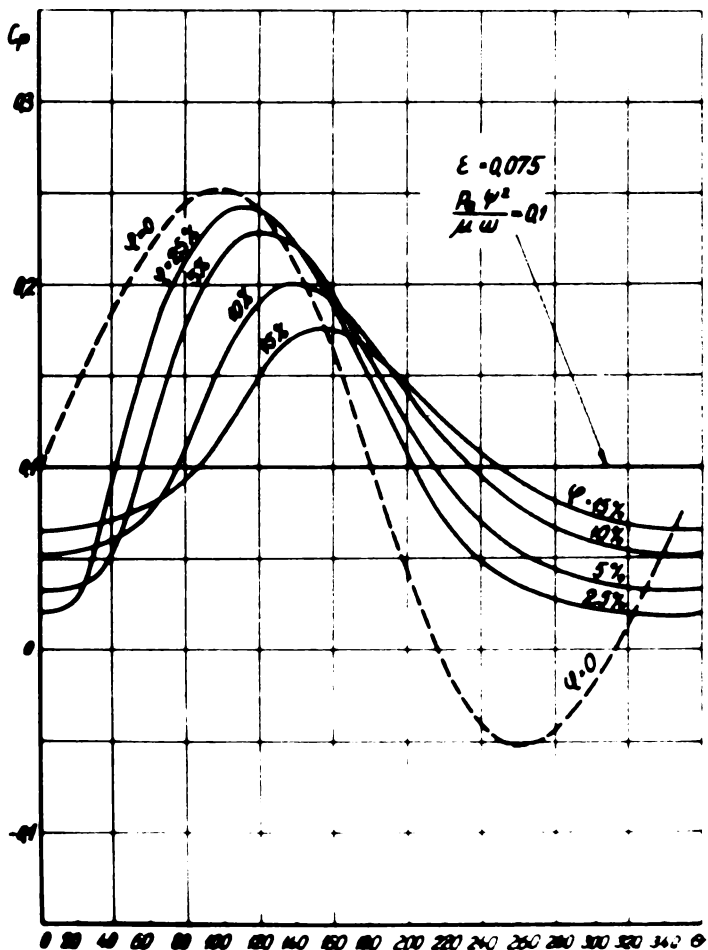
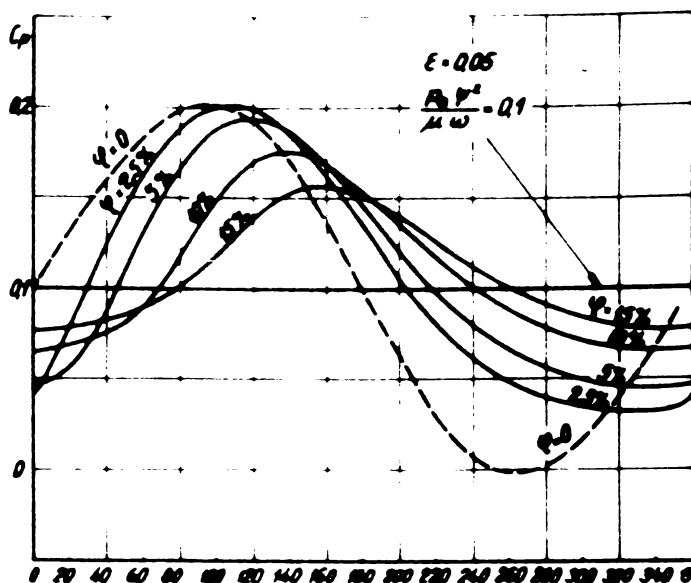


Fig.VII.7

Fig.VII.8

Pe aceste diagrame, fig.VII.5...VII.8, a fost trasată și distribuția teoretică calculată pentru lubrifiantul incompresibil, deci pentru concentrația volumică de aer $\psi = 0$.

Modificarea alurii distribuțiilor de coeficienți adimensionali de presiune odată cu creșterea conținutului volumic de aer se explică prin mărirea compresibilității amestecului bifazic. La concentrația volumică $\psi = 15\%$ alura distribuției coeficienților adimensionali de presiune este foarte asemănătoare cu cea din lubrificația cu gaze /20/.

VII.2 Compararea distribuțiilor teoretice ale coeficienților adimensionali de presiune cu cele experimentale

În figurile VII.9, VII.10 și VII.11 sînt trasate distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune obținute experimental la lagărul I-8s cu joc radial relativ $\psi = 0,00293$, la presiunea de alimentare de $0,098 \text{ daN/cm}^2$, pentru turațiile de încercare de 5000, 7500 și 10250 rot/min. Pe fiecare diagramă sînt reproduse distribuțiile măsurate la patru presiuni medii de încărcare de $0,538 ; 0,779 ; 1,015$ și $1,223 \text{ daN/cm}^2$.

Avînd în vedere, că experimental s-a determinat o concentrație volumică de aer liber sub formă de bule de cea. 4,5 % (vezi cap.II), au fost selecționate spre comparație distribuțiile teoretice de coeficienți adimensionali de presiune calculate pentru

$$\psi = 5\%.$$

În figurile VII.9 și VII.10 au fost trasate distribuțiile teoretice calculate pentru parametrul $p_0 \psi^2 / \mu \omega = 0,05$, similar cu cel măsurat în cercetările experimentale. Iar, distribuțiile teoretice trasate în fig.VII.11 au fost calculate pentru $p_a \psi^2 / \mu \omega = 0,1$ apropiat de cel experimental.

Din analiza diagramelor din fig. VII.9, VII.10 și VII.11, se constată că modelul matematic pentru calculul coeficienților adimensionali de presiune, în care se ține cont de existența unui

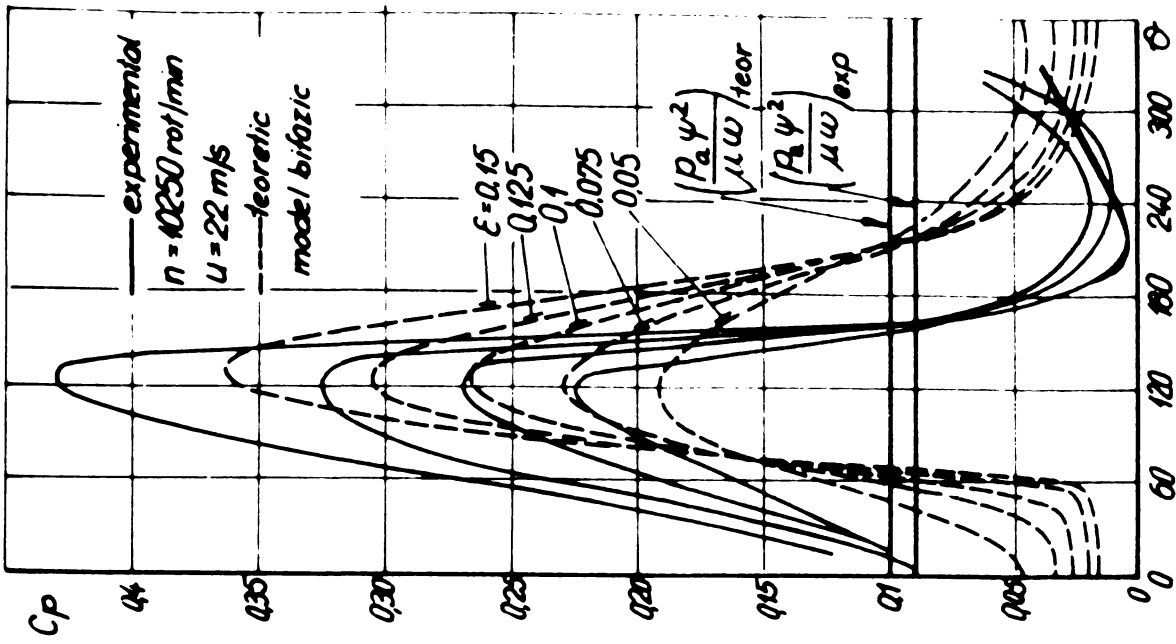


FIG.VII.11

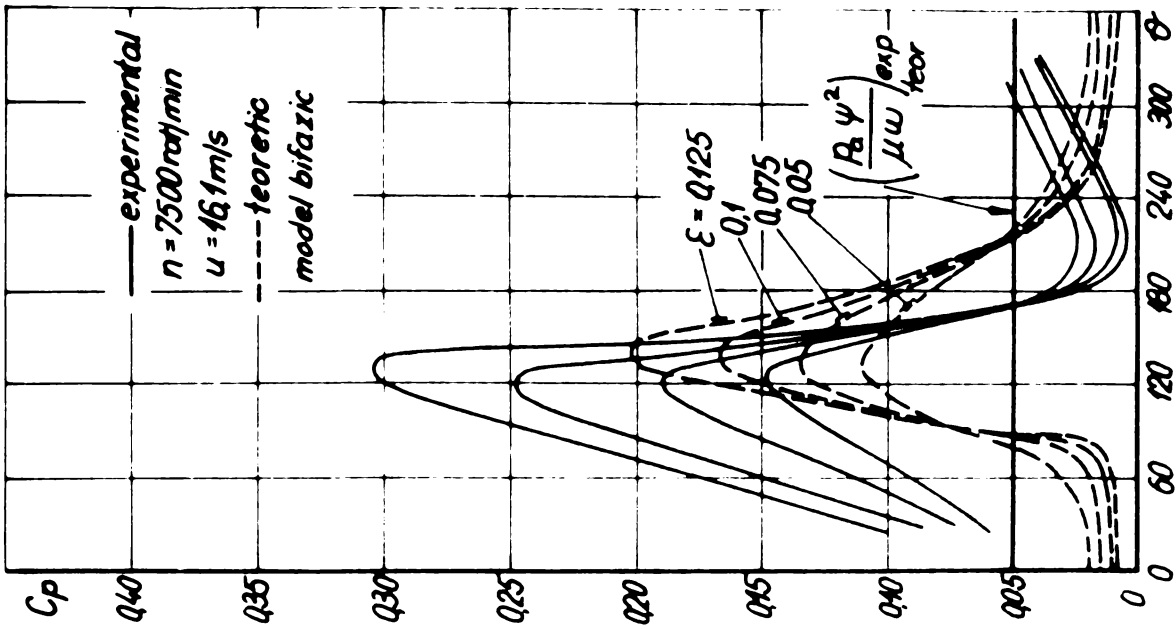


FIG.VII.10

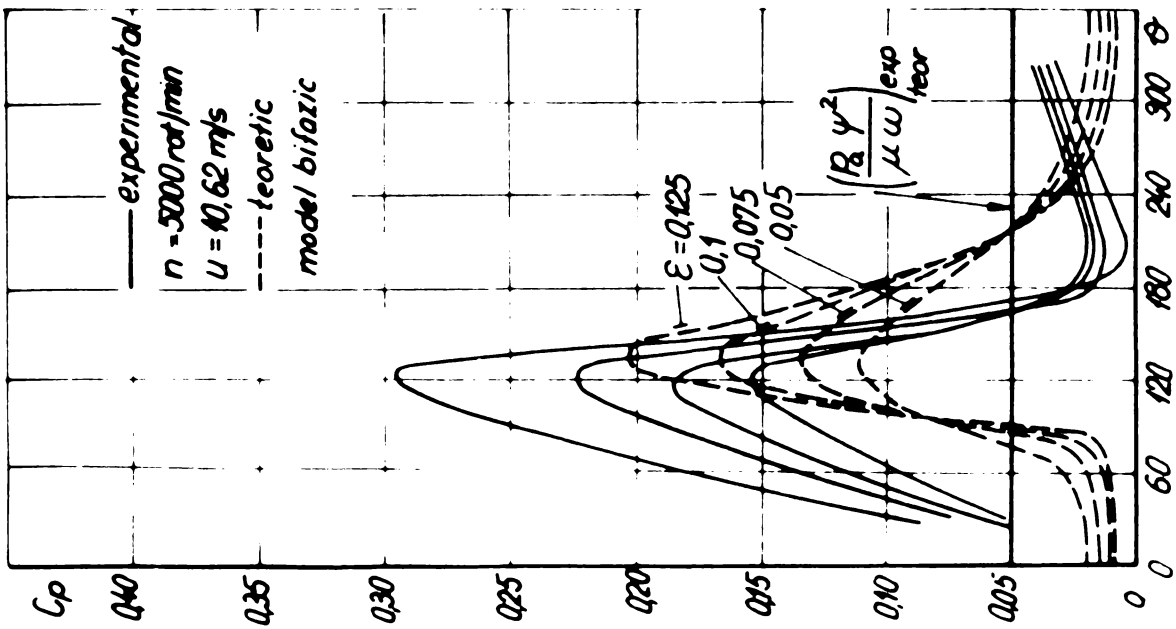


FIG.VII.9

lubrifiant bifasic ulei-bule de aer, nu determină apariția unor tensiuni de întindere în lubrifiant ca în cazul modelului pentru lubrificați incompresibili. Astfel, principala neconcordanță dintre rezultatele teoretice, prezentate în capitolul IV și cele experimentale a fost înlăturată. Rezolvarea acestei probleme este importantă în special pentru trasarea curbelor caracteristice de cavitație interioară.

Alura distribuțiilor, poziția maximului și minimului obținute pe cale teoretică diferă în anumite limite de cea experimentală. Aceste diferențe pot fi explicate prin admiterea ipoteselor simplificatorii introduse în calculul teoretic. Astfel, neglijarea efectelor inerțiale în evoluția dinamică a bulei cavitaționale implică aproximații din ce în ce mai mari odată cu creșterea vitezei de variație a presiunii în timpul ougerii bulei cu lubrifiantul în jurul lagărului, respectiv odată cu mărirea turației.

Dacă s-ar ține cont de efectul viscozității lubrifiantului asupra evoluției bulei, de cel al tensiunii superficiale și de efectele inerției, mișcarea pereților bulei ar trebui să fie descrisă de o ecuație de tipul (II.37) combinată cu (II.38). Această ecuație este și ea valabilă numai în ipoteza unei bule înconjurată cu o masă infinită de ulei, ceea ce nu este cazul unui lagăr cu film de lubrifiant relativ subțire și care conține multe bule (vezi V.7). Totuși, această ecuație ar constitui o aproximație mai bună a fenomenului. Însă, dificultățile matematice legate de rezolvarea ecuației diferențiale a evoluției dinamice a bulei în fiecare nod al rețelei, la fiecare ciclu iterativ, pentru aflarea concentrației volumice în nodul respectiv, nu pot fi deosebită, rezolvate operativ cu calculatorul și metoda de calcul pe care o avem.

Considerăm, că dacă efectele inerțiale din evoluția bulelor de aer în lubrifiant vor fi introduse în modelul matematic, rezultatele nu vor diferi prea mult de cele experimentale. În primul rând, credem că alura distribuțiilor teoretice se va apropia de cea experimentală, prin faptul că bulele vor avea o destindere întinsă față de cazul calculat în prezent și astfel gradientul negativ de presiune va fi mai accentuat, similar cu cel măsurat experimental.

De asemenea, considerăm că ipoteza unor procese termice izotermice în întreg filmul de lubrifiant produce o carecure îndepărtare a rezultatelor teoretice de cele experimentale.

În concluzie, rezultatele teoretice sînt deosebit de utile în studiul fenomenului de cavitație, ca urmare a existenței tensiunilor de întindere, ceea ce corespunde cu rezultatele experimentale.

VII.3 Influența parametrilor funcționali ai lagărului asupra curbelor caracteristice de cavitație

În continuare se va analiza influența parametrilor funcționali ai lagărului asupra curbelor caracteristice teoretice de cavitație exterioare și interioare.

Expresia coeficientului de cavitație exterior, stabilită în capitolul III este următoarea :

$$\sigma_{ext} = \frac{(p_a - p_v) \psi^2}{\mu \omega} \approx \frac{(p_a - p_{cr. cav.}) \psi^2}{\mu \omega} \quad (VII.3)$$

Analizînd influența parametrilor, din relația de mai sus, asupra coeficientului de cavitație exterior, vom constata următoarele :

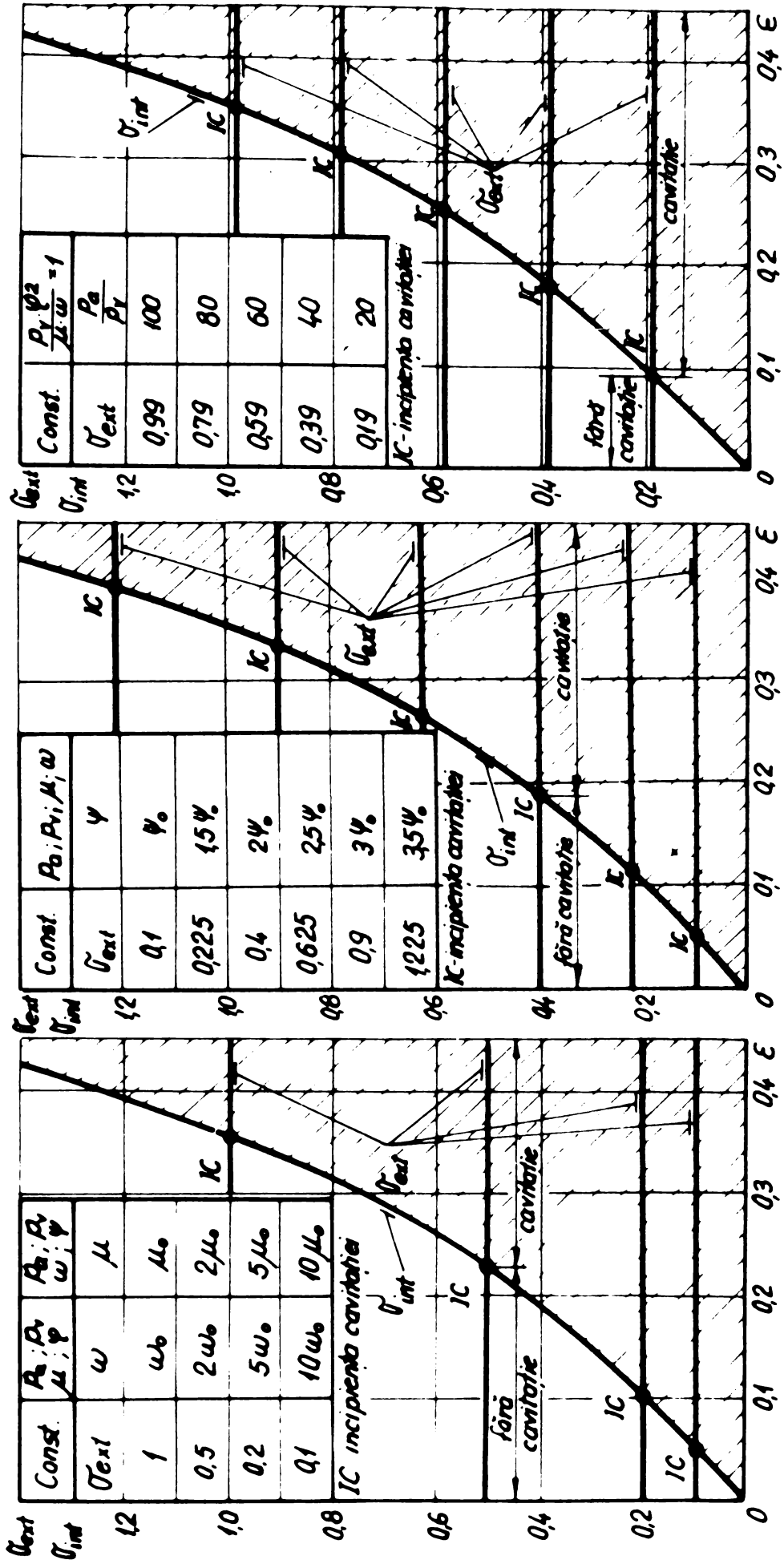
- Creșterea vitezei periferice a arborelui și mărirea viscozității determină scăderea coeficientului de cavitație exterior, ceea ce conduce la creșterea domeniului de funcționare cavitațională (vezi fig.VIII.12).

- Coeficientul de cavitație exterior crește cu patratul jocului radial relativ al lagărului. Astfel, cu cât jocul radial relativ este mai mare cu atât lagărul va funcționa fără cavitație la excentricități mai mari (vezi fig.VII.13).

- Pentru o anumită presiune de vaporizare a uleiului, respectiv pentru o anumită presiune critică de apariție a cavitației, mărirea raportului $p_a/p_{cr.cav.}$ determină creșterea coeficientului de cavitație exterior și deplasarea punctului de incipiență a cavitației la excentricități de funcționare mai mari (vezi fig. VII.14).

- Diferitele regimuri termice în care funcționează lagărele sînt dependente de transmiterea căldurii, produsă prin frecare, prin conducție la uleiul evacuat din lagăr și prin convecție de la cușinet. Variația temperaturii lagărului determină modificarea viscozității uleiului, ceea ce implică variația coeficientului de cavitație exterior în funcție de excentricitate. În fig.VII.15 a sînt trasate exagerat variațiile posibile ale viscozității cu excentricitatea, iar în figura VII.15 b sînt reprezentate curbele caracteristice de cavitație exterioare rezultate ca urmare a modificării viscozității.

Pentru evidențierea influenței parametrilor funcționali ai lagărului asupra curbelor caracteristice de cavitație exterioare s-a admis, în prima instanță, existența unei singure curbe caracteristice de cavitație interioară (vezi fig.VII.12...VII.15).



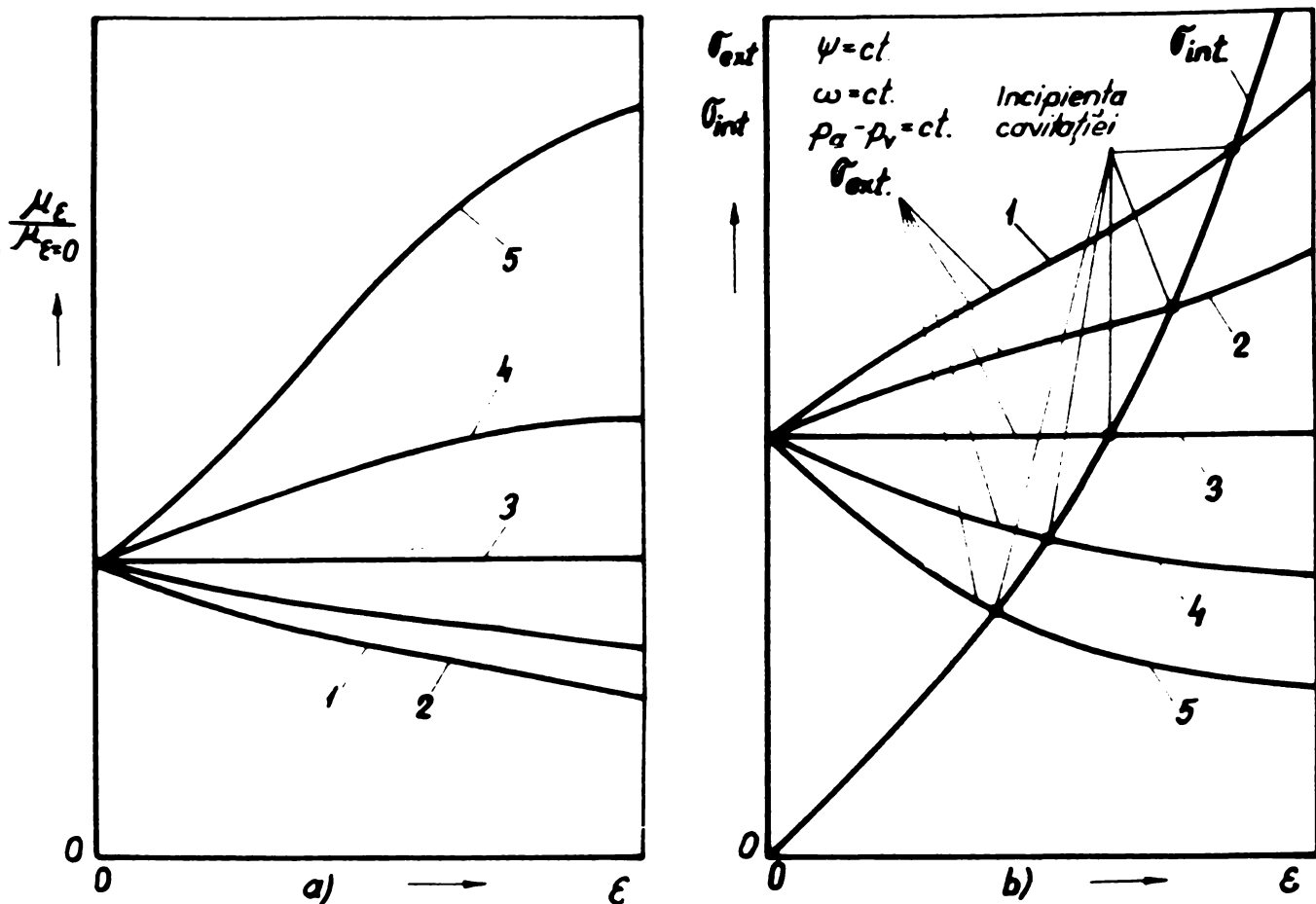


Fig. VII.15

In realitate, prezența bulelor de aer în ulei va determina existența unei familii de curbe caracteristice de cavitație interioară. Acest fenomen necesită generalizarea expresiei coeficientului de cavitație interior sub forma :

$$\sigma_{int} = - C_{pmin} \left(\epsilon, \lambda, \varphi, \frac{p_a \psi^2}{\mu \omega} \right) \quad (VII.9)$$

Influența concentrației volumice de aer φ asupra curbelor caracteristice de cavitație interioară este prezentată în fig.

VII.16, în condițiile menținerii constante a parametrului $\frac{p_a \psi^2}{\mu \omega}$.

Curbele σ_{int} au fost obținute cu ajutorul metodei de calcul expusă în acest capitol și folosind relația (III.3).

S-au trasat în fig.VII.16 curbele σ_{int} pentru următoarele concentrații volumice de aer $\varphi = 0 ; 2,5 ; 5 ; 10$ și 15% .

Se constată că aceste curbe tind asimptotic către o orizon-

tală, la excentricități relative cu atât mai mari cu cât concentrația volumică de aer este mai mare.

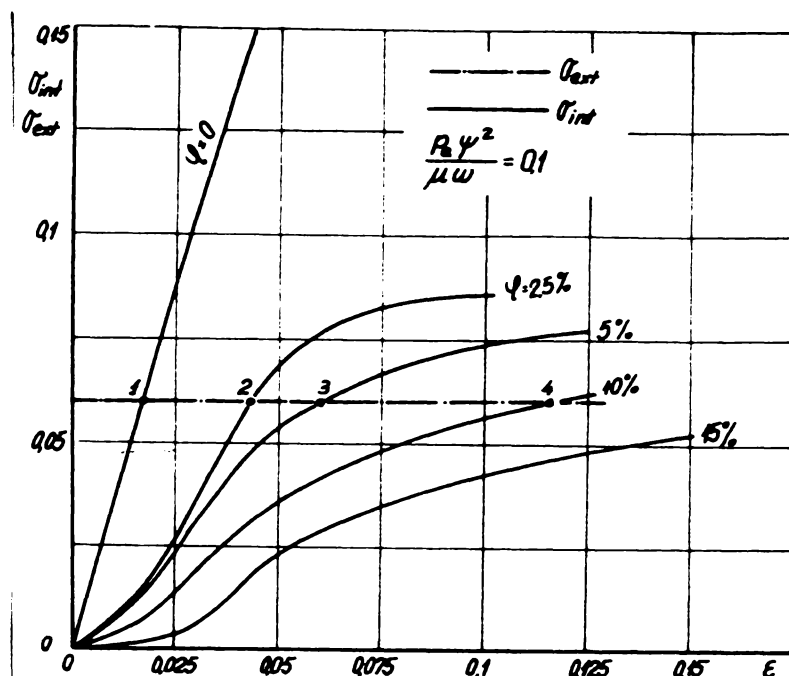


Fig. VII.16

S-a notat cu 1, 2, 3 și 4 punctul de incipiență a fenomenului de cavitație pentru v_{ext} trasat în diagramă și pentru v_{int} corespunzător lui $\varphi = 0 ; 2,5 ; 5 ; 10$ și 15% . Din punctul de vedere a apariției fenomenului de cavitație, observăm că creșterea concentrației volumice de aer în lubrifiant determină apariția fenomenului de cavitație la excentricități relative mai mari, deci la creșterea domeniului de funcționare necavitațională.

În fig.VII.17 este prezentată influența parametrului $p_a \psi^2 / \mu \omega$ asupra curbelor caracteristice de cavitație interioare. S-au trasat curbele teoretice pentru un lubrifiant bifazic cu concentrația volumică $\varphi = 5 \%$ la următoarele valori ale parametrului $p_a \psi^2 / \mu \omega : 0,05$ și $0,1$.

Se constată că parametrul $p_a \psi^2 / \mu \omega$ este de fapt asimptote orizontală către care tind curbele v_{int} .

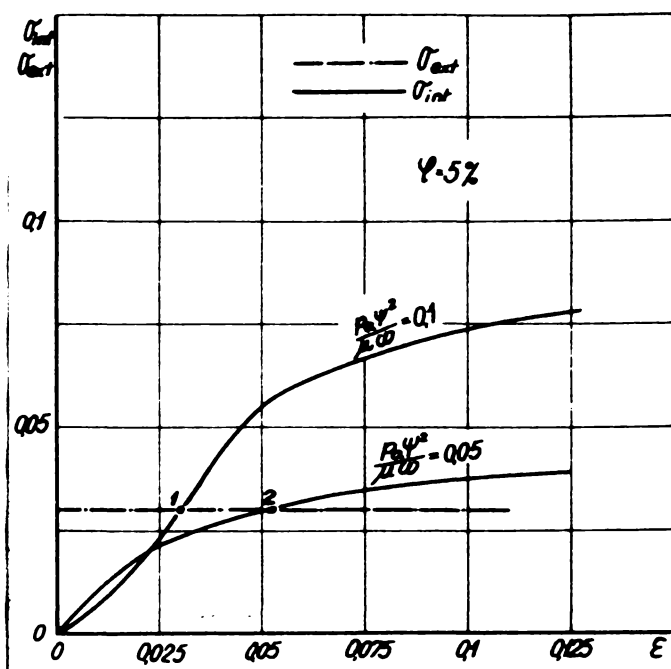


Fig. VII.17

Creșterea parametrului $p_a\psi^2/\mu\omega$ determină reducerea domeniului de funcționare necavitatională. Acest fenomen se observă analizând poziția punctului de intersecție dintre σ_{ext} și σ_{int} la $p_a\psi^2/\mu\omega = 0,1$, notat cu 1 și σ_{int} la $p_a\psi^2/\mu\omega = 0,05$, notat cu 2 (fig.VII.17).

Opiniam, că probabil în viitor va fi introdus încă un parametru, în speță viteza unghiulară ω , care va influența valoarea lui $C_p \min$ respectiv σ_{int} . Influența cantitativă a acestui parametru va fi determinată numai după introducerea efectelor inerțiale din evoluția dinamică a bulei cavitaționale în modelul matematic al curgerii bifazice a lubrifiantului.

VII.4 Comparația curbelor caracteristice de cavitație teoretice cu cele experimentale

Trasarea curbelor caracteristice de cavitație experimentale interioare și exterioare în funcție de excentricitatea relativă de funcționare a lagărului, a fost realizată pe o cale indirectă datorită neefectuării măsurătorilor experimentale referitoare la grosimea filmului de lubrifiant. Măsurând la dispoziție un traductor inductiv de precizie ridicată pentru deplasări de ordinul sutimilor

le milimetru $155,56,571$, s-a recurs la deducerea excentricității relative de funcționare prin compararea distribuțiilor teoretice cu cele experimentale.

Pentru compararea distribuțiilor teoretice cu cele experimentale s-a luat în considerare următorul criteriu : egalitatea coeficientului adimensional de presiune maximă $C_{p \max}$.

În fig.VII.18 s-a trasat variația coeficientului teoretic $C_{p \max}$ în funcție de excentricitatea relativă ϵ . Cu crucele sînt indicate valorile $C_{p \max}$ obținute experimental pentru frecvența a turății $n = 10250 \text{ rot/min}$, respectiv viteza periferică $U = 22 \text{ m/s}$. Utilizînd excentricitățile relative deduse din diagrama VII.18 s-au trasat curbele experimentale de cavitație exterioară și interioară în diagrama din fig.VII.19.

Pe această diagramă s-au trasat și curbele teoretice de cavitație interioară pentru parametrul $\rho_a \psi^2 / \mu \omega = 0,1$, aproximativ egal cu cel existent în cadrul experiențelor (0,09).

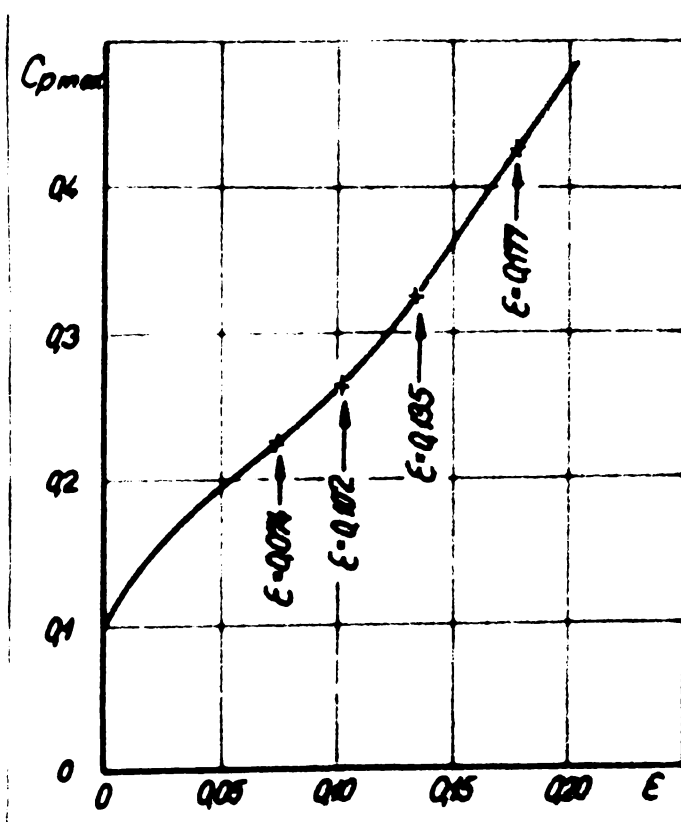


Fig. VII. 18

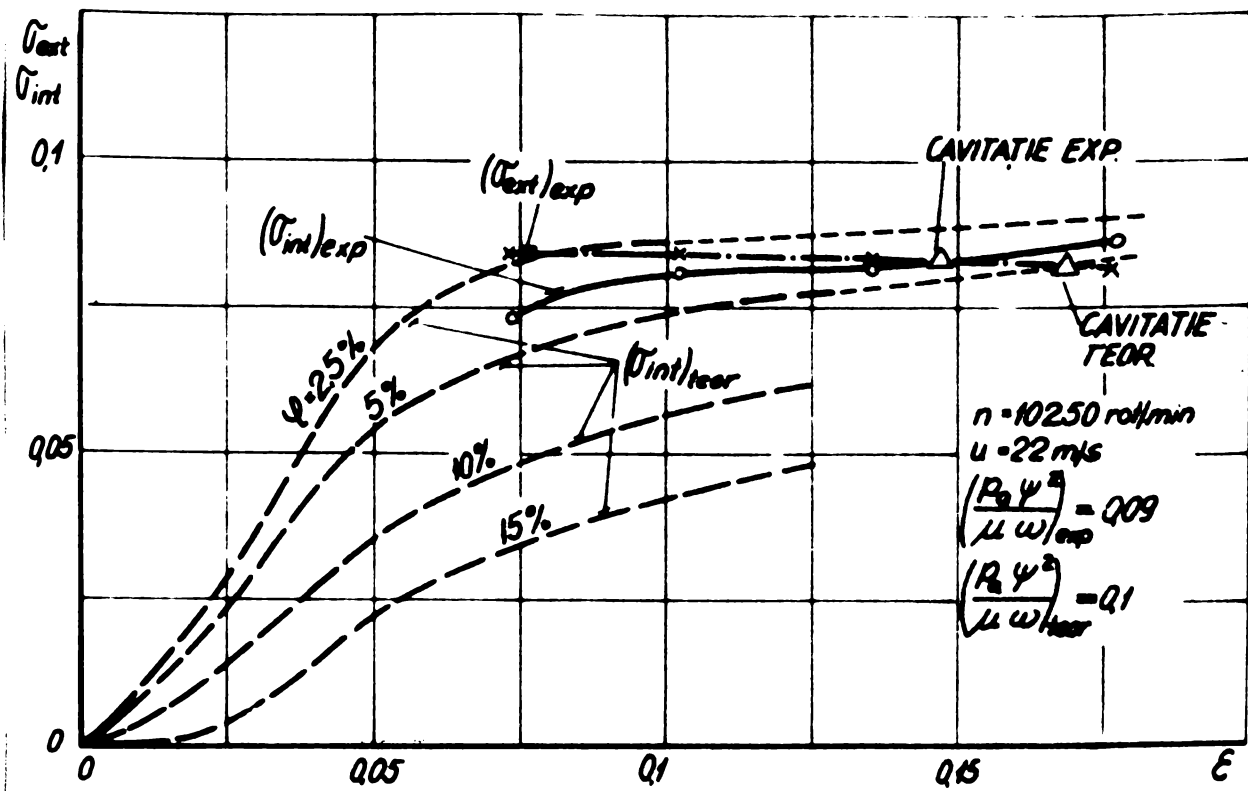


Fig. VII.19

Se constată o concordanță bună între curba v_{int} experimentală și cea teoretică, calculată, pentru concentrația volumică de 5%. Amintim că în cadrul experiențelor s-a determinat o concentrație volumică de 4,5 %.

La intersecția curbelor experimentale v_{int} cu v_{ext} , $\epsilon = 0,147$, se realizează incipiența fenomenului de cavitație.

În concluzie vom folosi în continuare, la celelalte turații de încercare, criteriul egalității lui $C_{p \max}$ teoretic cu cel experimental, pentru determinarea excentricității relative de funcționare.

În acest mod, au fost trasate curbele experimentale de cavitație interioară și exterioară pentru încercările lagirului I-8z, la turațiile de 7.500 și 5.000 rot/min, în fig. VII.20 și VII.21. Pe aceste figuri a fost reprezentată și curba v_{int} teoretică calculată pentru concentrația volumică $\phi_a = 5\%$ și la parametrul $\frac{R_0 \phi^3}{\mu \omega} = 0,05$ similar cu cel măsurat în experiențe.

La intersecția curbelor experimentale v_{ext} și v_{int} la încercarea cu turația de 7.500 rot/min, se realizează incipiența fenomenului de cavitație pentru $\epsilon = 0,194$. La încercarea cu turația de 5.000 rot/min nu s-au realizat condiții pentru incipiența fenome-

nului de cavitație (curbele σ_{int} și σ_{ext} nu se intersectează).

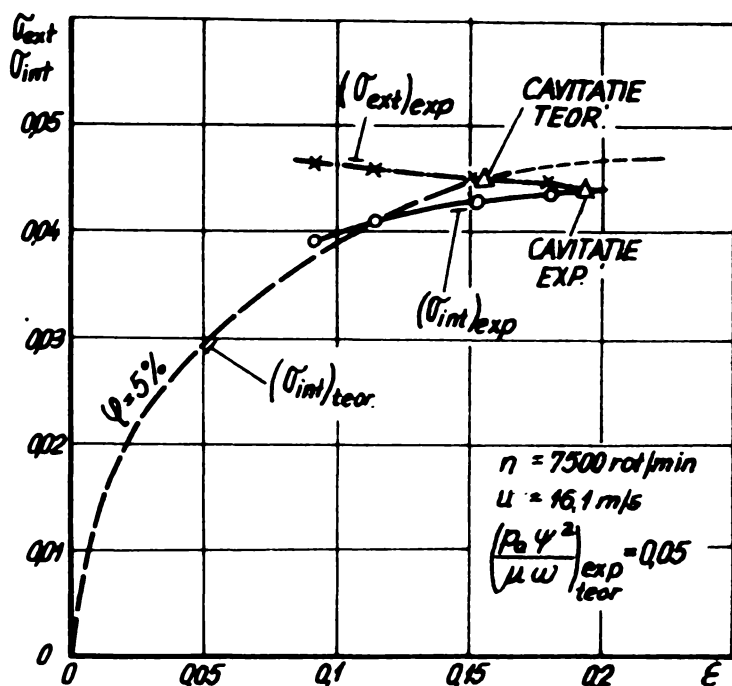


Fig.VII.20

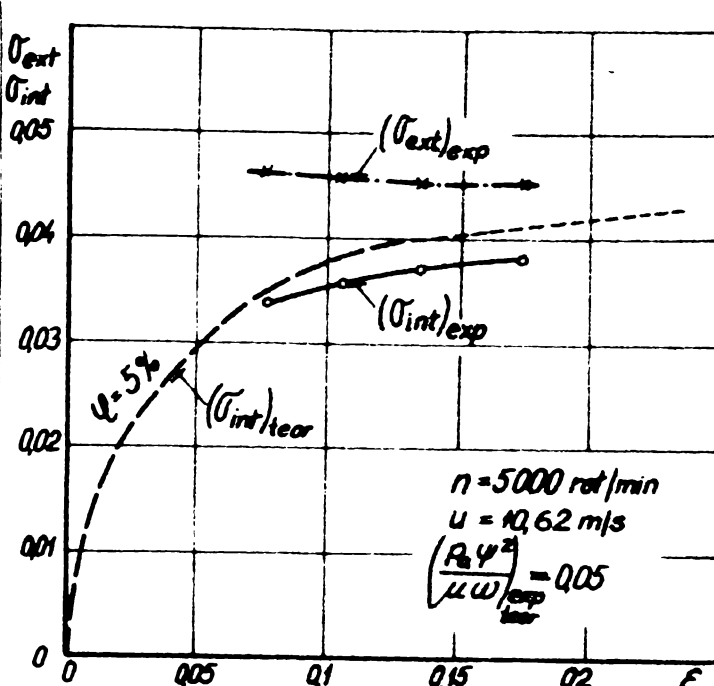


Fig.VII.21

Analizând diagramele din fig.VII.19 și VII.20 constatăm că dacă prelungim curba σ_{ext} experimentală pînă la intersecția cu curba σ_{int} teoretică obținem punctul de incipiență a fenomenului de cavitație teoretic, care difere de cel experimental cu 12 % pentru încercarea la viteză periferică de 22 m/s și cu 19 % la viteză de 16,1 m/s. Considerăm, că precizia punctului teoretic de incipiență a fenomenului de cavitație în raport cu cel experimental este foarte bună, dacă ținem cont de aproximările care s-au făcut la metoda teoretică de calcul și la determinarea excentricității relative de funcționare.

Din fig. VII.19, VII.20 și VII.21 se constată că σ_{int} experimental se translatează de la o poziție superioară lui σ_{int} teoretic către una inferioară, odată cu scăderea vitezei de încercare respectiv a turanției. Acest fenomen poate fi interpretat, în raport cu curba σ_{int} teoretică obținută la concentrația volumică $\phi = 5\%$ ca o creștere a concentrației volumice de aer odată cu scăderea turanției respectiv a vitezei periferice.

Scăderea turației arborelui, respectiv a vitezei periferice, determină creșterea timpului de parcurgere a lubrifiantului în zona depresionară a lagărului, deci se creează condiții mai bune pentru degajarea aerului dizolvat în ulei. De asemenea, scăderea vitezei periferice a fusului implică scăderea energiei cinetice a lubrifiantului, care la marginile lagărului în zona depresionară poate avea un efect de etanșare a zonei centrale supuse la depresiuni mari, față de pătrunderea aerului din exterior. Acest fenomen a fost remarcat indirect de V.A. Agafonov /1/ prin indicarea stabilității fenomenului de cavitație la lagăre cu lungimi relative mai mari. În consecință, scăderea turației respectiv a vitezei periferice a fusului conduce la creșterea concentrației volumice de aer sub formă de bule, ceea ce este indicat și de curbele caracteristice de cavitație.

VII.5 Concluzii

1. S-a elaborat un model matematic al curgerii lubrifiantului în lagărele hidrodinamice cilindrice în care se ține cont de existența bulilor de aer și a fenomenului de cavitație gazoasă.

2. Ecuația diferențială a presiunilor pentru un lubrifiant bifazic ulei-bule de aer a fost rezolvată numeric cu ajutorul metodei diferențelor finite. Calculul a fost programat în limbaj FORTRAN. S-a utilizat o metodă iterativă de rezolvare a sistemului de ecuații liniare din nodurile rețelei. Pentru a asigura convergența soluției, s-a constatat că este necesară creșterea densității rețelei odată cu creșterea gradientilor de presiune, respectiv cu mărirea excentricității relative.

3. Au fost calculate distribuții teoretice de coeficienți adimensionali de presiune și portanță pentru patru concentrații volumice de aer și două valori ale presiunii ambiante adimensionalizate. Rezultatele teoretice reliefează influența concentrației volumice de aer și a parametrului $p_a \psi^2 / \mu \omega$ asupra distribuțiilor de pre-

siuni.

4. Comparația distribuțiilor teoretice de coeficienți adimensionali de presiune cu cele experimentale evidențiază în primul rând buna concordanță obținută în privința inexistenței tensiunilor de întindere în lubrifiant.

5. Deosebirile dintre distribuțiile teoretice și cele experimentale pot fi explicate prin neglijarea unor fenomene în modelul matematic al curgerii lubrifiantului, ca efectele inerțiale în evoluția dinamică a bulei și ipoteza lubrifiantului izoterm. Rezolvarea ecuației diferențiale a presiunilor ținând cont și de aceste fenomene nu este încă posibilă, dar constituie o direcție viitoare de cercetare.

6. Creșterea jocului radial relativ, scăderea viscozității uleiului și a vitezei unghiulare a arborelui determină mărirea valorilor coeficientului de cavitație exterior, respectiv lărgirea domeniului de funcționare necavitațională a lagărului. Variația viscozității uleiului odată cu temperatura lagărului, respectiv cu excentricitatea relativă, determină neliniarizarea caracteristicii de cavitație exterioară.

7. Caracteristicile de cavitație interioare sînt familii de curbe care depind de trei parametri adimensionali: lungimea relativă a lagărului, concentrația volumică de aer și presiunea adimensională a mediului ambiant în care funcționează lagărul. Creșterea concentrației volumice de aer și scăderea presiunii adimensionale a mediului ambiant conduce la creșterea domeniului de funcționare necavitațională.

8. Comparația curbelor caracteristice de cavitație interioare teoretice cu cele experimentale obținute la lagărul cu joc radial relativ de $\psi = 0,00293$ la turațiile de 5.000, 7.500 și 10.250 rot/min, respectiv vitezele periferice de 10,62 ; 16,1 și 22 m/s indică o concordanță bună a teoriei cu experimentul.

Diferența dintre curbele teoretice și cele experimentale au fost explicate prin neglijarea în modelul matematic a unor efecte dinamice în evoluția bulelor cavitaționale.

9. S-au determinat excentricitățile relative la care apare incipiența fenomenului de cavitație atât pe cale teoretică cât și pe cale experimentală. Abateră relativă dintre teorie și experiment a fost de 12 și 19 %, ceea ce considerăm că este o precizie bună având în vedere ipotezele simplificatorii introduse în modelul matematic și la determinarea excentricității relative de funcționare.

10. Concordanța dintre teorie și experiment constituie un argument privitor la justetea abordării fenomenului de cavitație în lagire cu ajutorul curbelor caracteristice de cavitație, similar ca la teoria fenomenului de cavitație din mașinile hidraulice.

CAPITOLUL VIII

CONCLUZII GENERALE SI PRINCIPALELE CONTRIBUTII

Cercetările teoretice și experimentale, prezentate în lucrarea de față, constituie o contribuție la studiul fenomenului de cavitație în lubrifiția lagărelor hidrodinamice cilindrice, având drept scop final îmbunătățirea metodelor de proiectare.

Concluziile generale ale cercetărilor și principalele contribuții originale ale autorului sînt următoarele :

- S-a elaborat metoda de calcul numeric a coeficienților adimensionali de presiune și portanță pentru lagărele hidrodinamice cilindrice în ipoteza lubrifiantului continuu incompresibil. Metoda de calcul a fost programată în limbaj FORTRAN. Rezultatele numerice sînt în bună concordanță cu soluțiile teoretice ale lui A.Sommerfeld pentru lagărele infinit lungi și ale lui N.Tipei pentru lagărele finite.

- Au fost determinate distribuțiile coeficienților adimensionali de presiune și portanță cu ajutorul unei metode numerice de calcul în ipoteza unui lubrifiant compresibil, care simulează lubrifiantul bi-fazic ulei-bule de aer. Metoda de calcul a fost de asemenea programată în limbaj FORTRAN și este utilizabilă în proiectarea lagărelor.

- Pe baza unei concepții proprii, a fost realizată aparatura și metodologia de încercare a lagărelor hidrodinamice cilindrice cu viteze periferice mari, pînă la 22 m/s. Performanțele standului au permis încercarea lagărelor în condițiile măsurării principalelor parametri cu erori mai mici de 1...2 %.

- Rezultatele cercetărilor experimentale, distribuțiile presiunilor pentru 34 regimuri diferite de funcționare și vizualizarea filmului de lubrifiant, au evidențiat că prezența bulilor de aer din ulei determină distribuții de presiuni mult diferite față de cele teoretice, calculate pentru lubrifiantul incompresibil continuu. Acest fenomen a impus introducerea modelului teoretic

de curgere a lubrifiantului bifazic, ulei cu bule de aer.

- Prin preluarea conceptelor fundamentale din studiul fenomenului de cavitație în mașinile hidraulice, s-au definit teoretic, pentru prima dată, coeficienții de cavitație și curbele caracteristice de cavitație la lagărele hidrodinamice cilindrice.

- Au fost calculate teoretic curbele caracteristice de cavitație și s-a studiat influența parametrilor constructivi și funcționali ai lagărelor, folosind modelul teoretic de curgere al lubrifiantului bifazic.

- Concordanța bună, obținută între curbele caracteristice teoretice de cavitație și cu cele prelucrate din rezultatele experimentale, confirmă atât valabilitatea principiilor teoretice admise cât și precizia calculului teoretic.

- Rezultatele teoretice și experimentale au fost prelucrate adimensional în scopul generalizării utilizării lor în proiectarea lagărelor hidrodinamice cilindrice cu viteze periferice mari și cu joc radial relativ mai mic de 3,4 ‰.

Pe baza studiilor teoretice și experimentale, care au pătruns în intimitatea fenomenelor, s-a atins obiectivul dorit, definirea și calculul curbelor caracteristice de cavitație.

În același timp s-au reliefat noi probleme, care deschid următoarele direcții de cercetare, cu privire la funcționarea cavitațională a lagărelor hidrodinamice cilindrice :

- Perfecționarea modelului matematic de curgere a lubrifiantului bifazic prin introducerea efectelor datorate evoluției dinamice a bulelor cavitaționale și a fenomenelor termice din filmul de lubrifiant.

- Completarea cercetărilor experimentale prin studierea influenței lungimii relative, a jocului radial relativ a lagăru-

lui și a concentrației volumice de aer din ulei asupra distribuțiilor de presiuni din filmul de lubrifiant.

■

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMIȘOARA
BIBLIOTECA CENTRALĂ

BIBLIOGRAFI

1. Agafonov V.A. - O protiajennosti smazocinovo sloia v podšipnikah skolijenia (Despre tensiunile de întindere ale filmului de lubrifiant în lagărele cu alunecare). Vestnik mašinstroenie ; Maš ; No.5 ; 1962 ; p.29-32.
2. Agafonov V.A., Jagnov L.A. - Metod issledovania podšipnikov skolijenia bistrohodnih mašin (Metoda de cercetare a lagărelor de alunecare ale mașinilor de viteză mari). Vestnik mašinstroenie ; Nr.12 ; 1960 ; p.29 - 32
3. Anouș V. - Determinarea curbelor de sensibilitate la cavitație ale unui profil hidrodinamic ținând cont de influența conținutului de nucleu din apă. Teza de doctorat. I.P. "Traian Vuia" Timișoara 1972
4. Anouș V. - O expresie analitică pentru descrierea repartiției de nucleu din apă. Buletinul Inst.Pol.Timișoara ; Secția Mecanică Nr.1/1971
5. Anouș V., Anton I. - Determination of the Period of Cavitation Nuclei Succession in the Boundary Layer of a Clark Y 11,7 Hydrofoil. 4-th Conference on Fluid Machinery. Budapest, Sept. 1972
6. Anton I. - Sarcina maximă de aspirație la pompe. Curbe caracteristice de cavitație. St.Cerc.St.Tehn.Timișoara ; IV ; 1-2 ; 1957 ; p. 49-58
7. Anton I. - Curbe caracteristice de cavitație teoretice și experimentale la pompele centrifuge de turaj specific și joasă. St.Cerc.St.Tehn. Timișoara ; VII ; 3-4 ; 1960 ; p.210-226.

8. Anton I. - Jarbe caracteristice de cavitație la pompele centrifuge de turatie specifică joasă. Lucrare de disertație. Inst. Politehn. Timișoara, 1960
9. Anton I. - Curbe caracteristice de cavitație la mașinile hidraulice (Turbine și pompe). Comunicările Conferinței de mașini hidraulice. Timișoara, Septembrie 1964, Partea I-a
10. Anton I., Popa O. - Asupra caracteristicilor de cavitație ale unui profil izolat. St.Cerc.St.Tehn. ; X ; 2 ; 1965 ; Acad.RPR Timișoara ; p.213-229
11. Anton I., Popoviciu M.O. - The Behaviour of Hemispherical Bubbles Generated by Electric Sparks. Proceedings of the Fourth Conference on Fluid Machinery ; 1972 ; Budapest p. 89-102
12. Anton I., Preda I., Anghel A. - Definirea fazelor caracteristice de cavitație în funcționarea turbinelor axiale. St. Cerc.St.Tehn. Acad.RPR Timișoara 1/1965
13. Anton I., Vékás L. - Studiu asupra activării centrelor de nucleație de diferite microgeometrii în procesul de nucleație. St.cerc.Mec.Apl.,T 31, vol.3, 1972, p.485
14. Arjanicov M.C., Malțev V.N. - Aerodinamica, Ed.Tehnică 1954
15. Barbu V. - Asupra nucleației bulelor cavitaționale. Studii și cercetări de energetică și electrotehnică. Tom.20, Nr.2, p. 331-354, 1970
16. Bașta T.A. și colab. - Obiective hidraulice și hidrostatische (Actiuni hidrostatische), Moscova, 1969, Ed.Mașinostroenie
- 17.a. Birkhoff G. - Free Boundary Problems for Viscous Flows in Channels. Cavitation in Real Liquids, Elsevier 1964, p.102-121

- 17.b Birkhoff G., Hays D.F. - Free Boundaries in Partial Lubrication. Journal of Mathematics and Physics. Vol. XIII, Nr. 2, June 1963, p. 126-138
18. Booth A.D. - Numerical Methods. Londra. Butterworths Scientific Publications, 1957
19. Carafoli S., Crovesanu T. - Mecanica fluidelor. Ed. Academiei RPR, București, 1962
20. Constantinescu V.N. - Lubrificația cu gaze. Ed. Acad. RPR, București, 1963
21. Constantinescu V.N. - Teoria lubrificației în regiă turbulenta. Ed. Acad. RPR, București, 1965
- 22.a Constantinescu V.N. și colab. - A procedure for the analysis of bearing operating in the transition range between laminar and fully developed turbulent flow. Rev. Roum. Sci. Techn. Mec. Appl. Tom 16, Nr. 5 p. 945-982, Buc. 1971
- 22.b Constantinescu V.N. - Relații fundamentale pentru mișcările turbulente în straturi subțiri cu aplicații în lubrificație. St. Cerc. Mec. Apl. Tom 31, nr. 3, 1972, p. 537-557
23. Coyne J.C., Elrod H.G. - Conditions of the Rupture of a Lubricating Film. Tehn. Rep. M.T.I. - 65 TR 58
24. Dowson D. - Investigation of Cavitation in Lubricating Films Supporting Small Loads. Wear, Oct., 1957, Paper 49, The Institution of Mechanical Engineers.
25. Eisenberg P. - A Critical Review of Recent Progress in Cavitation Research. Cavitation in Hydrodynamics. III 50 Londra 1956
26. x x x - Fizică. Vol. I. Ed. Did. Ped. București 1964
27. Floberg L. - Experimental Investigation of Power Loss in Journal Bearings Considering Cavitation. Trans. of Chalmers Univ. of Technol., Göteborg, Suedia, Nr. 215, 1959

28. Floberg L. - Lubrication of a Rotating Cylinder on a Plane Surface Considering Cavitation. Trans.of Chalmers Univ.of Technol., Göteborg, Suedia, Nr. 216, 1959
29. Floberg L. - On Hydrodynamic Lubrication with Special Reference to Cavitation in Bearings. Trans.of Chalmers Univ. of Technol., Göteborg, Suedia, Teza de doctorat, 1961
30. Floberg L. - Experimental Investigation of Cavitation Regions in Journal Bearing. Trans. of Chalmers Univ.of Technol., Göteborg, Suedia, Nr.238, 1961
31. Floberg L. - Lubrication of Two Cylindrical Surfaces, Considering Cavitation. Trans.of Chalmers Univ.of Technol., Göteborg, Suedia, Nr.239, 1961
32. Floberg L. - Cavitation in Lubricating Oil Films. Cavitation in Real Liquids. Elsevier, 1964, p.133-146
33. Floberg L. - On Hydrodynamic Lubrication with Special Reference to Sub-cavity Pressures and Number of Streams in Cavitation Regions. Acta Polytechnica Scandinavica, Mec. Eng. Series, Nr.19, Stockholm, 1965
34. Garcia R., Hamitt F.G. - Cavitation Damage and Correlations with Material and Fluid Properties. Trans.ASME, J.of.Dyn. Eng., Series D., p.1-11, 67-11-10
35. Ghiter R., Ursinski B.V. - Elementi cislunovo analiza i nuntioscooci obrebotni rezultatov opita (Elemente de analiza numerică și de prelucrare matematică a rezultatelor experimentale) Izd.Fizmatgocova, 1962
36. Gyulai F., Anton V. - Considerații asupra gradului admisiunii de dezvoltare a cavității la pompe. Comunicările Conferinței de Mașini hidraulice, Sep. 1964, Partea II, p.321-329

37. Gyulai F., Anton V., Deleanu M. - Citeva probleme actuale in cercetarea fenomenului de cavitație. Comunicările Conferinței de Magini hidraulice, Septembrie 1964, Partea I.
38. Gyulai F. - Studiul zonelor secundare de cavitație in lubrificație in turbopompe. Teză de doctorat, Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timișoara, 1972
39. Harkins W.D., Jordan H.F. - A method for the Determination of Surface and Interfacial Tension from the Maximum Pull on a Ring, Am.Chem.Soc., 52, p.1751, 1930
40. Mauro Mori și colab. - Research on Discontinuity of Lubricant Film in Journal Bearings. Bulletin ISAB, vol.10, Nr.42, 1967, p.1039-1047
41. Hays D.F., Feiten J.H. - Cavities Between Moving Parallel Plates. Cavitation in Real Liquids. Elsevier, 1964, p.122-137
42. Hayward A.T.J. - Aeration in Hydraulic Systems its Assessment and Control. Proceedings of the Conference on Oil Hydraulic Power Transmission and Control, 1961, p.216-224, Londra, Institution of Mec.Eng., 1962
43. Jakobson B., Floberg L. - The Finite Journal Bearing, Considering Vaporization, Trans.of Chalmers Univ. of Technol., Göteborg, Suedia, Nr. 190, 1957
44. Johnson Jr.V.L. - Cavitation Inception and Damage. Schifftech-nik, Bd.13, 1966, Heft 65, p.19-26
45. Knapp R.T. - Cavitation and Nuclei. Trans.ASME, Vol.80, 1958, p.1315-1324
46. Korovinskiĭ L.V. - Teoreticeskaia osnovi raboti podsipnikov skoljonia (Bazele teoretice ale funcționării lagirelor de alunecare) Mashin, Moscova, 1959

47. Lance G.N. - Numerical Methods for High Speed Computers. Londra
Iliffe & Sons Ltd., 1960
48. Manea G. - Organe de maşini. Vol. I. Ed. tehnică Bucureşti 1970
49. x x x - Anualul inginerului. Vol. I. Ed. Tehnică, Bucureşti, 1954
p.694
50. Marin G.A. - Măsurători termotehnice. Ed. Energetică, Bucureşti
1954
51. Nica A. - Sisteme de lubrificaţie. Ed. Acad. RSR, Bucureşti, 1969
52. Nücker W. - Über den Schmiervorgang in Gleitlager, VDI, For-
schungsheft 352, Ausgabe B., Band 3, Jan/Febr. 1952
53. Olsson K.D. - Cavitation in Dynamical Loaded Bearings. Trans.
Chalmers Univ. of Technol., Nr. 308, 1965, Göteborg, Suedia
54. Oroveanu T. - Mecanica fluidelor viscoase. Ed. Acad. RSR, Bucu-
reşti, 1967
55. Pavelescu Dan - Aspecte ale evoluţiei uzurii în frecarea limită
şi semifluidă, în legătură cu caracterul statistic al feno-
menului şi al metodei de măsură, Teză de doctorat, Institutul
Politehnic Timişoara, 1967
56. Pavelescu Dan - Concepţii noi, calcul şi aplicaţii în frecarea
şi uzura solidelor deformabile. Ed. Acad. RSR, Buc. 1971
57. Pavelescu D. şi Iliuc I. - Metode pentru măsurarea grosimii
filmului de lubrifiant la lagărele circulare. St. Cerc. Mec.
Apl. Tom 12, Nr. 5, 1961, p. 1117-1131
58. Pernik A.D. - Problemele cavităţii. Izd. Sudostroenie, Leningrad,
1963 şi 1966
59. Pinkus O., Sternlicht B. - Theory of Hydrodynamic Lubrication.
Mc.Graw-Hill Book Co. N.Y. 1961
60. Ping Chun Wang - Metode numerice şi matriceale în mecanica
construcţiilor Ed. Tehnică Bucureşti 1972
61. Plesset S.M. - Bubble Dynamics. Cavitation in Real Liquids.
Elsevier Amsterdam 1964

62. Plesset S.L. - Physical Effects in Cavitation and Boiling. Naval Hydrodynamics Publication, Nr.515, National Academy of Sciences, National Research Council, 1957
63. Plesset S.L. , Mitchell T.P. - On the Stability of the Spherical Shape of a Vapour Cavity in a Liquid. Quart of Appl. Mathem., v.13, nr.4, 1954
64. Plesset S.L. - The Pulsation Method for Generating Cavitation Damage. Trans.ASME, Series D, Sept. 1963, Vol.35,p.360
65. Pociolan F. - Studiul lagărelor hidrodinamice cilindrice finite în condiții de cavitație. Sesiunea de comunicări științifice a tinarilor din ramura construcțiilor de mașini, București, 6-8 aprilie 1972, secția V.
66. Popoviciu U.L. - Evoluția bulilor cavitaționale produse prin scintei electrice. Teza de doctorat, Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timișoara, 1971
67. Popoviciu U.L. - A Photographic Study of Spherical Bubbles Dynamics. Proceedings of the Fourth Conference on Fluid Machinery, 1972, Budapest, p.1031-1043
68. Preda I. - Examen critique de la limite admissible de cavitation pour déterminer les caractéristiques cavitationnelles des turbines Kaplan. AIRI Symposium 1970, Stockholm
69. Preda I. - Contribuții la definirea și determinarea caracteristicilor cavitaționale la turbinele Kaplan. Teză de doctorat. Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timișoara, 1972
70. Proobrajenski T.P. - Măsurări și aparate de măsurat tehnice. Ed. Tehnică, București 1960
71. Rayleigh, Lord - On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity. Phil.Mag., Vol.34, Nr.200, Aug.1917, p.94-98

72. Rădulescu G.A. - Fabricarea uleiurilor lubrifiante. Ed.Tehnică București, 1965
73. Rădulescu G.A. - Tehnologia uleiurilor minerale. Ed.Tehnică București, 1957
74. Rosenhead L. - Editor - Laminar Boundary Layers, Oxford, 1963 Clarendon Press
75. Saffman P.G., Taylor G.I. - The Penetration of a Fluid into a Porous Medium or Hele-Shaw Cell Containing a More Viscous Liquid. Proc.Roy.Soc., Londra, A 245 (1958), June Nr. 1242, p.312-329
76. Salvadori M.G., Baron M.M. - Metode numerice în tehnică. Ed. Tehnică București 1972
77. Schlichting H. - Boundary Layer Theory. Mc.Graw Hill Book Co. 1960
78. Scott P.A.G. - Condițiile la limită ale ecuațiilor lubrificației hidrodinamice. Teza de doctorat, Institutul de Mecanica Fluidelor "Traian Vuia" București, 1963
79. Shepard G.D. - Lubricant Cavitation in Journal Bearings. Cavitation in Fluid Machinery, N.Y. 1965
80. Taylor G.I. - Cavitation of a Viscous Fluid in Narrow Passages. J.Fluid Mech., 1963, 16, part.4
81. Taylor G.I. - Cavitation in Hydrodynamic Lubrication. Cavitation in Seal Liquids. Elsevier, 1964, p.80-101
82. Thiruvengadam A. , Waring S. - Mechanical Properties of Metals and Effects of Cavitation Damage Resistance. Journal of Ship Research, vol.10, Nr.1, p.1-9, Martie 1966
83. Tipai N. - Hidro-aerodinamica lubrificației, Ed.Acad.RPR, București 1957

85. Tipei H., Constantinescu V.N., Nica A., Biță O. - Lagăre cu alunecare. Ed. Acad. RSR, București, 1961
86. Tipei H. - Boundary Conditions of a Viscous Flow Between Surfaces With Rolling and Sliding Motion. Trans. ASME. J. of Lub. Techn., vol. 90, Series F., Nr. 1, Jan. 1968 p. 254-261
87. Tokari I.I. - Proektirovanie i raschiot opotrenia. (Proiectarea și calculul lagărelor). Izd. Maşinostroenie, Moscova 1971
88. Vlădeș I. - Manual de termotehnică, vol. 1, Ed. did. și ped. 1962
89. Vlădeș I. - Manual de termotehnică, vol. 2, Ed. did. și ped. 1963
90. Vogelwohl G. - Betriebssichere Gleitlagen. Springer Verlag, Berlin, 1967
91. Yeaple F.D. - editor - Hydraulic and Pneumatic Power and Control. Mc.Graw Hill Book Co. N.Y. 1966
92. Sovran G. - editor - Fluid Mechanics of Internal Flow. Elsevier Publishing Comp. N.Y. 1967
93. Maksyn D. - New Methods in Laminar Boundary-Layer Theory. Pergamon Press N.Y. 1961
94. Pociolanu F. - Rezolvarea ecuației diferențiale a presiunilor din lagărele hidrodinamice prin metoda diferențelor finite. Bul. șt. și tehn. IPT, Seria mecanică, Tom. 19(33), fasc. 2, 1974, p. 204-210
95. Pociolanu F. - Calculul "liniilor de curent limită" în lagărele hidrodinamice. Bul. șt. și tehn. IPT, Seria Mecanică, Tom. 19(33), fasc. 1, 1974, p. 105-110
96. Devidovici V.V. și colab. - Cislennie metodi analiza. Izd. Nauka 1967, Moscova, p. 151-156
97. Peeken H. - Hydrostatische Querlager. Konstruktion 16 (1964), H 7, p. 266

98. Pecken H. - Tragfähigkeit und Seifigkeit von Radiallagern mit freunderzeugtem Tragdruck. Konstruktion, 18 (1966), H 10, p.414
99. Anton I., Pocioianu F. - Curbe caracteristice de cavitație ale lagărelor hidrodinamice. Sesiunea de con.șt.IPTV Timișoara, iunie 1974
100. Pocioianu F., Anton I. - Cercetări experimentale asupra fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice cilindrice Sesiunea de con.tehnică-științ. ICPEN Reșița, 8 octombrie 1974
101. Anton I., Pocioianu F. - Studiul fenomenului de cavitație în lagărele hidrodinamice prin compararea rezultatelor experimentale cu cercetările teoretice. Sesiunea de con.șt. IPTV Timișoara, iunie 1974
102. Cornault P. - Contribution à l'étude de l'influence des teneurs en gaz de l'eau sur la cavitation dans les turbomachines hydrauliques. Bulletin du Centre de Recherches et d'Essais de Chatou, Supplément Nr.2, Dec.1962
103. Pearson J.R.A. - The Instability of Uniform Viscous Flow under Rollers and Spacers. J.Fluid Mech., vol.7, Part 4, Apr. 1960, p.431-500
104. Floberg L. - Lubrication of Two Rotating Cylinders at Variable Lubricant Supply with Reference to the Tensile Strength of the Liquid Lubricant. Trans.ASME J.of.Lub.Tech. April 1973, p.155-166