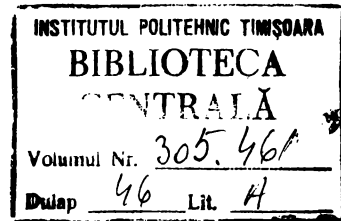


INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMIȘOARA
FACULTATEA DE MECANICA

Ing. Virgiliu Dan Negron

CONTRIBUTII LA CALCULUL FENOMENELOR DE UNDA DIN CONDUCTELE
DE ADMISIUNE ALE MOTOARELOR CU APRINDERE PRIN COMPRIMARE
IN PATRU TIMPI



TEZA DE DOCTORAT

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

Conducător științific
Prof.dr.ing. Vasile Berindean

Contribuții la calculul fenomenelor de undă
din conductele de admisiune ale motoarelor cu aprindere
prin comprimare în patru timpi. . . .

	<i>Pag. a</i>
- Cuprins -	
Prefață	
1. Stadiul actual al cercetărilor privind calculul fe- nomenelor de undă de pe traseele de distribuție ale motoarelor cu ardere internă.....	1.
1.1 Considerații generale.	1.
1.2 Metode de calcul a fenomenelor de undă din țevă de distribuție a motoarelor cu ardere internă.	5.
1.2.1 Metoda bazată pe "teoria acustică".....	5.
1.2.2 Metoda de calcul bazată pe "teoria acțiunii masice".....	12.
1.2.3 Metoda de calcul a undelor în regiă de rezonanță du- pa Lutz.....	19.
1.2.4 Metoda de calcul pe baza "impedanței" după Morse și Frederiksen.....	23.
1.2.5 Metode grafo-analitice de calcul.....	26.
2. Procedeu de calcul al fenomenelor de undă din conducte în condițiile curgerii unidimensionale, cu frecare și schimb de cal- dura, folosind funcții trigonometrice.....	39.
2.1 Ecuațiile care descriu fenomenul de undă și soluțiile lor generale.....	39.
2.2 Condiții limită și soluțiile particulare ale ecuațiilor de curgere.....	50.
2.2.1 Determinarea parametrilor proprii curgerii în regim nestaționar prin conducta de admisiune a unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpi.....	50.
2.2.2 Studiul procesului de curgere nestaționară prin secți- uni de discontinuitate.....	62.

2.2.2.1 Curgerea printr-o conductă ce-și reduce secțiunea	62
2.2.2.2 Curgerea printr-o conductă ce-și mărește secțiunea.....	64
2.2.2.3 Curgerea dintr-o conductă într-un colector....	66
2.2.2.4 Curgerea prin organe de laminare.....	67
3. Calculul fenomenelor dinamice din conducta de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare în patru timpi folosind metoda caracteristicilor.....	71
4. Determinarea analitică a coeficienților de debit proprii supapelor de admisiune și studiul frecării în condițiile curgerii nestaționare.....	93
4.1 Metoda de calcul a coeficienților de debit pentru secțiunea controlată de supapa de admisiune.....	93
4.2 Evaluarea cifrei de frecare la curgerea nestaționara prin canalizația de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare.....	101
5. Metode numerice de calcul a fenomenelor de undă din conducta de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare în patru timpi.....	106
5.1 Considerații generale, prezentarea variantelor de calcul.....	111
5.2 Algoritm de calcul pentru curgerea cu frecare, secțiunea efectivă controlată de supapă fiind determinată prin măsurători staționare.....	107
5.3 Algoritm de calcul pentru curgerea cu frecare, secțiunea efectivă controlată de supapă fiind evaluată analitic.....	112
5.4 Algoritm de calcul pentru curgerea cu frecare după metoda caracteristicilor.....	114
6. Instalații de încercare și metodica experimentală	
6.1 Prezentarea generală a standurilor.....	122

6.1.1	Instalația pentru determinarea coeficienților de debit ai supapelor de admisiune.....	122
6.1.2	Stand pentru cercetarea fenomenelor de unda din conducta de admisiune a motorului TN -6.....	123
6.1.3	Instalația electronică de măsură.....	124
6.2	Metodica de cercetare.....	128
6.3	Metode experimentale.....	130
6.3.1	Măsurarea vitezei aerului aspirat.....	130
6.3.2	Măsurarea presiunilor în regim nestaționar.....	134
6.3.3	Marcararea arborelui de rotație a arborelui galben și marcarea punctului mort interior.....	144
6.3.4	Înregistrarea deplasării supapei de admisiune.....	146
6.3.5	Măsurarea temperaturilor.....	147
6.3.6	Măsurarea debitului	147
7.	Considerații privind precizia de măsurare.....	148
7.1	Analiza generală a funcționării în regim dinamic a traductoarelor și aparatelor de măsură și înregistrare.....	148
7.2	Erori înregistrate la măsurarea vitezei instantanee a aerului.....	160
7.3	Erori înregistrate la măsurarea presiunilor în regim nestaționar.....	165
7.4	Precizia de măsurare a vitezei de rotație a arborelui cotit, precizia înregistrării mișcării supapei de admisiune și cea de măsurare a temperaturilor.....	176
7.5	Precizia de măsurare a debitului.....	177
8.	Analiza rezultatelor obținute.....	185
8.1	Interpretarea datelor de calcul comparativ cu rezultatele experimentale și studiul influenței unor parametri constructivi și funcționali, asupra spectrului fenomenelor de undă.....	185
8.2	Concluzii	193

8.3 Contribuții personale.....	197
Principalele notații utilizate.....	I
Anexe. A1; 2; 3:.....	II; IV; VII
Bibliografia.....	xxvi

P R E F A T A

Schimbul de gaze este unul din procesele care condiționează în măsură însemnată performanțele motoarelor cu ardere internă deoarece cantitatea de încărcătură proaspătă determină cantitatea de energie termică ce se introduce în cilindrul motorului, prin urmare și puterea și consumul de combustibil iar condițiile în care este asigurată evacuarea gazelor arde caracterizează nouă, locuie proporția din energia disponibilă pierdută prin scaparea și gradul de purificare a cilindrului în vederea unei umplerii ulterioare [3].

Asupra calității procesului umplerii, în afara altor factori o influență deosebită o exercită fenomenele dinamice din colectorul de admisiune provocate de funcționarea periodică a motorului. Se constată că aceste fenomene pot favoriza procesul umplerii sau pot provoca perturbații considerabile prin prezența unor "goluri de umplere" manifestate exterior prin creșterea consumului de combustibil, scăderea puterii și a cuplului motor [2].

La motoarele cu aprindere prin comprimare supraalimentate oscilațiile din traseul de admisiune trebuiesc evitate din cauza pericolului pe care-l prezintă pentru funcționarea stabilă a compresorului; din păcate acest lucru nu este în totalitate posibil fiind necesar ca proiectantul să stăpînească cât mai bine calculul proceselor dinamice din conductele de aer pentru a putea evita funcționarea în apropierea domeniilor de instabilitate ale compresorului care pot accentua procesul de încărcare a motorului cu "goluri de umplere".

În privința traseului de evacuare, deși fenomenele care determină condițiile de curgere a gazelor începînd cu deschiderea supapelor motorului și pînă la ieșirea din turbina turbocompresorului au

fost studiate încă cu mulți ani în urmă, la dispoziția constructorului nu stă încă o metodă unitară și sigură pentru evaluarea proceselor dinamice proprii acestei faze a schimbului de încărcătură.

Considerațiile prezentate au stimulat interesul pentru studiul fenomenelor dinamice, ca mijloc de îmbunătățire a performanțelor motoarelor cu ardere internă.

Trebule făcută remarcă că studiul general al proceselor de undă ce caracterizează curgerea fluidelor în regim nestaționar a fost abordat de-a lungul anilor de mulți oameni de știință și cercetători. Astfel eminentul savant rus și sovietic Jukovski [32], a scris relațiile fundamentale care descriu undele de presiune, de aci dezvoltându-se ulterior studiul undelor elastice. Contribuții de seamă a avut și hidraulicianul italian Allievi [1] care a elaborat o teorie generală privind propagarea undelor prin conductele cu apă.

Profesorul Bergeron [6] a elaborat o metodă grafică de calcul a proceselor nestaționare ce permite evaluarea pierderilor prin turbine în regim dinamic. Si alte domenii ale tehnicii au cunoscut preocupări în direcția cercetării fenomenelor de undă.

Bosch [7] și Carletti [13] s-au ocupat cu studiul undelor de presiune în cazul plămănelor de injecție pe cânt Röss [8], Bell [12] și Schuedler [54] au cercetat fenomenele nestaționare în cazul sistemelor hidraulice ale mașinilor unelte și ale preselor. În domeniul medicinei Kennor [35] a cercetat implicațiile pe care undele de presiune le au asupra funcționalității arterei coronariene ș.a.m.d.

Deși problema cercetării proceselor de undă care însoțesc schimbul de încărcătură la motoarele cu ardere internă constituie obiectivul unor laborioase cercetări, nu se poate afirma că există date într-adevăr corespunzătoare în vederea evaluării

cît mai exacte a acestor procese și a acordării funcționale a sistemului de conducte la motor, încă din faza de proiectare. Pornind de la aceste observații în lucrarea de față se încearcă elaborarea unui procedeu de calcul al fenomenelor de undă din conductele de admisiune ale motoarelor cu aprindere prin comprimare în patru timpi, folosind funcții trigonometrice, procedeu ce este verificat și experimental, obținându-se rezultate satisfăcătoare pentru cazul cercetat.

Ținînd seama de scopul urmărit, lucrarea este structurată pe următoarele capitole:

În cap. 1 este prezentat stadiul actual al cercetărilor privind calculul fenomenelor de undă de pe traseele de distribuție ale motoarelor cu ardere internă; după cîteva considerații generale sînt trecute succint în revistă metodele de calcul cele mai reprezentative, grupate fiind după elementele caracteristice proprii.

Capitolul 2 propune o metodă ce permite evaluarea oscilațiilor de viteză și presiune de pe traseul de admisiune al unui motor cu aprindere prin comprimare, folosind funcții trigonometrice.

Procedeu are în vedere soluții tip ale ecuațiilor cu derivate parțiale care descriu fenomenele de undă, constantele de particularizare aceste soluții determinîndu-se din condiții limită formulate termo-dinamic, ceea ce desigur ridică veridicitatea rezultatelor de calcul.

Dupa obținerea relațiilor proprii descrierii procesului de undă în cazul curgerii de frecare și schimb de căldură, acestea se particularizează pentru curgerea cu frecare și pentru cea teoretică, fără frecare.

Capitolul se încheie cu studiul procesului de curgere nestaționare prin cîteva tipuri de secțiuni de discontinuitate.

În capitolul 3 se detaliază calculul fenomenelor dinamice din conducta de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare în patru timpi folosind metoda caracteristicilor, metodă ce a cunoscut consacrară în ultimul timp.

[33] Tabloul condițiilor limită scrise de Jenny este completat pentru toate situațiile specifice admisiunii; totodată se jalonează metodele de rezolvare a sistemelor de ecuații transcendente ce descriu fenomenele cercetate.

Capitolul 4, după prezentarea unei metode de determinare analitică a coeficienților de debit proprii supapelor admisiune, conține un studiu privind evaluarea cifrei de frecare la curgerea nestaționară prin canalizația de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare.

Metodele numerice de calcul prezentate în capitolul 5 presupun determinarea vitezelor și a presiunii momentane locale (într-o anumită secțiune) de pe traseul de aspirație al motorului monocilindric tip TN - 6, folosind pentru aceasta un oscilator electronic de tip IRIS - 50, programat în limbaj BASIC pe un calculator IBM 1130. Programul este scris în limbaj FORTRAN IV pentru prelucrarea relațiilor deduse în capitolul 2,3

Capitolul 6 conține o prezentare a instalațiilor de încercare și a metodicii experimentale folosite pentru punerea în evidență a fenomenelor de undă în cazul traseului de aspirație al motorului TN - 6.

În capitolul 7, după analiza generală a funcționării în regim dinamic a traductoarelor și a aparatelor de măsură și înregistrare, se determină erorile efectuate și se fac aprecieri asupra preciziei pentru fiecare tip de măsurare.

În ultimul capitol, capitolul 8, se interpretează critic, comparativ rezultatele experimentale și de calcul, se concluzionează asupra procedeelelor folosite și se evidențiază contribuțiile autorului.

Lucrarea se încheie cu lista notațiilor, bibliografia și anexo.

Dragostea și interesul pentru cercetarea fenomenelor de undă ce însoțesc schimbul de încărcătură la motoarele cu ardere internă mi-au fost trezite de către distinsul meu dascăl, prof. dr. ing. V. Berindean, conducător științific, care m-a stimulat pe toată durata elaborării acestei lucrări și căruia îi mulțumesc călduros și pe această cale.

Gîndurile mele de recunoștință se îndreaptă către tov. Acad. prof.dr.doc. ing. Ioan Anton, Rector al I.P. "Traian Vuia" care a fost alături de mine cu sfatul său competent în momentele mai dificile și care prin exemplul său personal a constituit un real și de neînlocuit ajutor în elaborarea tezei, punîndu-mi totodată la dispoziție cu multă bună voință aparatura electronică necesară cercetărilor.

Mulțumesc de asemenea tov. prof.emerit dr.ing. Gh. Savii, Decanul facultății de Mecanică ce mi-a facilitat accesul la aparatura catedrei de TCM necesară încercărilor, și mi-a creat condițiile necesare elaborării acestei lucrări.

Aduc mulțumiri conducerii Inst. Politehnic "Tr.Vuia" Timișoara și a Facultății de mecanică pentru sprijinul dat la întocmirea tezei de doctorat.

La realizarea lucrării am primit un ajutor prețios din partea regretatului prof.em.ing. M. Bănărescu, față de care îmi exprim recunoștință deosebită.

Mulțumesc tov. prof. emerit dr.docent ing. Ioan Vlădăreț, conf.dr.ing. T. Raica și conf.dr.ing. D. Perju care prin sfaturile date, prin încurajări, mi-au fost în permanență de un neprețuit folos.

Aduc de asemenea mulțumiri prof.emerit dr.doc.ing. Gh. Silaș, prof.dr.ing. F. Kovacs, conf.dr.ing. I. Groșanu și prof. dr.ing. St. Căproiu pentru aparatura pusă la dispoziție, iar colegilor ing. princ. T. Cioară și ing. princ. I. Potenz le mulțumesc

pentru sprijinul dat la efectuarea măsurătorilor.

Nu pot încheia fără a evidenția ajutorul primit din partea colegilor de catedră, a personalului tehnic al catedrei, pe care i-am simțit alături de mine în toți acești ani de căutări și efort.

Mulțumesc din suflet tuturor celor ce cu fapta sau cu gândul m-au ajutat la elaborarea acestei lucrări.

1. STADIUL ACTUAL AL CERCETĂRIILOR PRIVIND CALCULUL
FENOMENELOR DE UNDA DE PE TRASEELE DE DISTRIBUȚIE
ALE MOTOARELOR CU ARDERE INTERNA.

1.1. Considerații generale

Procesul de schimbare a încărcăturii motoarelor cu ardere internă este însoțit de o serie de fenomene complexe, care au loc în cursul desfășurării sale. Complexitatea fenomenelor este determinată de periodicitatea schimbării gazelor, de compresibilitatea lor, de modificarea secțiunilor de trecere a supapelor, de volumul variabil al cilindrilor, de arhitectura colectoarelor de admisiune și evacuarea, de prezența turbinei și a compresorului la motoarele supraalimentate etc.

În legătură cu modificarea parametrilor gazului și a vitezei de schimbare a secțiunii de trecere a organelor de admisiune și evacuare, se schimbă continuu și intensitatea fenomenelor dinamice care le însoțesc [3].

Analiza diagramelor de pompaj ale motoarelor cu și fără supralimentare, pune în evidență caracterul variabil al presiunii gazelor din cilindru care la motoarele rapide în special, poate căpăta anumite forme perturbate.

Caracterul profund conturbat al variației presiunii este consecința propagării undelor de presiune care apar atât în procesul de evacuare, cât și în timpul admisiunii.

În cazul motorului în patru timpi, umplerea cilindrului se repetă în mod periodic la fiecare a doua rotație a arborelui cotit. În acest timp se produc două procese fundamentale deosebite: procesul de admisiune și procesul de oscilație ambele fiind atrase de cauze diferite, influențându-se reciproc. [3].

Procesul de admisiune are loc în timpul deschiderii supapei de admisiune. Coloana de încărcătură care se deplasează către cilindru la un moment dat este barată în fața supapei când aceasta

închide. Incepe reflexia și cum aceasta este excitat procesul de oscilație care urmează. Complimentar, tremuri de unde iau naștere nu numai la închiderea supapei de admisiune ci și datorită aspirației periodice a aerului în cilindrii motorului precum și din cauza excitațiilor proprii produse de compresor la motoarele supraalimentate.

Dacă amplitudinea oscilațiilor generate de periodicitatea aspirațiilor sau de efectul de barare al supapei de admisiune devine prea mare, se observă trecerea compresorului la funcționare în "pompaž" chiar dacă punctul de funcționare se găsește în zona de stabilitate a caracteristicii acestui agregat.

Pentru efectul de umplere este hotărâtor faptul cum se succede procesul de aspirație cu cel de oscilație. Decisiv este momentul suprapunerii celor două procese [3].

În cazul că în colector înaintea supapei de admisiune se produce o mărire a presiunii la închiderea acesteia, influența oscilațiilor este favorabilă, în caz contrar, defavorabilă.

Pentru un sistem de admisiune dat, variația turației influențează frecvențele și amplitudinile undelor de presiune care se propagă, provocând modificarea presiunilor din colectorul de admisiune și în consecință a presiunilor din cilindru. Astfel, într-un domeniu restrâns de turații se poate asigura o îmbunătățire sensibilă a umplerii prin exploatarea fenomenelor dinamice. Cu tot riscul implicat, de posibilitatea intrării compresorului în regim de funcționare de pompaž, efectele umplerii dinamice poate fi utilizat și în cazul motoarelor supraalimentate cu turbocompresor dacă conductele de aer sînt legate în așa fel încît amplitudinea să fie mică la compresor cu toate că oscilațiile în conducta de admisiune a fluidului sînt destul de mari; astfel s-ar putea suprima treapta a 2 - a de comprimare la supraalimentarea în 2 trepte bineînțeles numai pentru cazul cînd motorul funcționează într-un domeniu foarte restrâns de turații [52].

La motoarele policilindrice și cu succesiune uniformă a aprinderii oscilațiile de presiune în conducta de aer sînt caracterizate de fenomene de rezonanță. Caracterul acestor oscilații depinde de regimul de lucru al motorului, de momentele deschiderii și închiderii supapei de admisiune, de arhitectura colectoarei și de caracteristicile constructive și funcționale ale compresorului.

Calculul schimbului de încărcătură urmărește în principal cunoașterea variației de presiune în cilindru, respectiv în conducte precum și stabilirea variației vitezelor de curgere în organele de distribuție și pe traseele de admisiune și evacuare cu scopul asigurării unei umpleri cît mai bune prin găsirea timpilor de distribuție potriviți în domeniul turațiilor uzitate ale motorului.

Pentru ca rezultatele calculului să fie comparabile cu datele experimentale obținute după executarea și încercarea mașinii este imperios necesară luarea în considerare a fenomenelor de undă care însoțesc procesul de schimb de încărcătură.

Legile fizice ale propagării undelor se scriu cu ajutorul legilor gazodinamice. Pornind de la aceasta H. Hugoniot [26] stabilește că funcție de densitatea variabilă a mediului gazos prin care se propaga undele și legea de deplasare a pistonului, undele de presiune pot interfera producînd șocuri de presiune. E. Schmidt [55] măsurînd oscilațiile de mare amplitudine în coloanele de gaz din conducte pune în evidență apariția unor șocuri de presiune ca urmare a vitezelor diferite de propagare a undelor: H. P. Friem în lucrările [45], [46], [47] cercetează forma undelor de presiune de mare amplitudine, legile reflecției și suprapunerii lor. O. Lutz [37] se ocupă în special cu studiul undelor de rezonanță punînd în evidență faptul că în anumite domenii de rezonanță "rezistența dinamică" a unei curgeri deci și lucrul mecanic necesar acoperirii pierderilor crește. Eichelberg [23] a aprofundat în special studiul condițiilor de umplere și golire a unui cilindru cercetînd undele de compresiune și destindere ce apar aici și demonstrînd că

o contradicție cu procesul de admisie, la cel de evacuare, considerat ca proces de strangulare trebuie luată în considerare variația entropiei gazului. Această observație este dezvoltată de P. Hadlatsch [27] prin introducerea unei funcții de entropie. Liszt [38]

O privire de ansamblu prin lucrările sale bazate pe teoria acustică are în vedere descompunerea undelor de presiune și viteză într-o componentă constantă și încă doi termeni proprii undelor distoate și reflăctate. Din păcate metoda deși intuitivă nu se pretează decât pentru oscilații de amplitudini mici, în apropierea rezonanței sau la impulsuri de mare amplitudine, soldându-se cu erori grosolane. Plecând de la cercetări pe motoare în doi timpi, pentru care rezultatele au fost confirmate practic, și prin considerențe termodinamice, Niedermayer [42] a reușit să demonstreze că în timpul schimbului de încărcătură procesele se pot calcula pas cu pas. Date fiind rezultatele obținute de A. Pischinger în lucrarea [43] a fost posibil calculul schimbului de încărcătură având în vedere legile de deschidere ale clapetelor concomitent cu luare în considerare a proceselor din conducte. Reyl G. [51] dezvoltă procedeul lui A. Pischinger, îl simplifică prin tratarea vectorială a proceselor de unde și printr-o sistematizare reușită face posibil calculul unor cazuri mai complicate cum ar fi cel al conductelor cu ramificație. Ullman [64] aplică procedeul calculului pas cu pas la motoare de avion în patru timpi.

Hadlatsch în lucrarea [27] ia în considerare influența frecării și a reflăcției undelor la calculul pas cu pas al proceselor de curgere cu strangulări prin introducerea a trei mărimi caracteristice adimensionale: un raport de presiuni, cifra Mach și o funcție de entropie. Prin folosirea procedeului indicat de Sauer [56] Andres [24] a demonstrat că cu câteva ipoteze simplificatoare se poate urmări grafic propagarea undelor.

Pror.dr.doc.ing.G. Bărănescu în lucrarea [9] se ocupă cu calculul încărcăturii schimbate de cilindrul unui motor având în vedere și oscilațiile de presiune ale gazelor evaluate după metoda lui List [38].

În lucrarea [29] prof.dr.ing. V.Hoffmann cercetă undele de presiune în colectorul de admisiune al unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpi și cu patru cilindri, realizând printr-o acordare corectă a țevăriei de aspirație la motor creșteri ale coeficientului de umplere în jurul a 12%; este pusă totodată în evidență influența filtrului de aer asupra structurii trenului de unde în lucrarea [28] propunându-se și relații de calcul pentru volumul filtrului având în vedere influența sa asupra caracterului oscilațiilor de presiune.

Pe baza cercetării particularităților de desfășurare a umplerii motoarelor în patru timpi cu admisiune normală, conf.dr.ing. D. Abăitancei [3] elaborează un procedeu de calcul a fenomenelor de undă care apar în timpul acestui proces, bazat pe metoda caracteristicilor.

Lucrările mai sus citate sînt realizări de seamă în domeniul fenomenelor de undă ce însoțesc procesul de schimb de încărcătură. Din păcate literatura tehnică de specialitate nu dispune încă de o metodă unitară pentru calculul schimbului de încărcătură cu considerarea oscilațiilor de presiune și viteze, fiind complexitatea acestui proces, fiecare metodă fiind bazată pe un număr mai mare sau mai mic de ipoteze simplificatoare, de aici rezultînd domeniul ei de aplicare, concordanța cu rezultatele experimentale.

În cele ce urmează se încearcă gruparea și prezentarea metodelor de calcul a fenomenelor de undă cele mai reprezentative, cu pătelele caracteristice proprii.

1.2. Metode de calcul a fenomenelor de undă din țevăria de distribuție a motoarelor cu ardere internă.

1.2.1. Metoda bazată pe "teoria acustică" [38]

Bazele metodei care se înscrie în categoria metodelor de "bilanț energetic" au fost puse de H.List, G.Reyl, E.Niedermayer.

În principiu, pornindu-se de la ecuațiile lui Allicwi aplicate unui mediu gazos, în cazul curgerii unidimensionale, nestaționare:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (1.1)$$

Pentru viteze mici în raport cu viteza sunetului se trage concluzia că presiunea și viteza în orice punct de pe conductă se poate considera ca fiind compusa din trei termeni: din valoarea constantă p_0 și u_0 din undele incidente p_i și u_i și din cele reflectate p_r , u_r . Scriind soluțiile după d'Alambert pentru ecuațiile (1) A. Pischinger obține:

$$\begin{cases} p = p_0 + \rho_0 \cdot \frac{g}{B} [f_i(x - at) - f_r(x + at)] \\ u = u_0 + \frac{g}{B} \end{cases} \quad (1.2)$$

unde f_i și f_r precum și argumentele $x \pm at$ sînt date de condițiile geometrice limită ale sistemului de canale respectiv.

Sintetic, se poate scrie:

$$p = p_0 + p_i + p_r \quad u = u_0 + u_i + u_r \quad (1.3)$$

unde:

$$p_i = \frac{\rho B}{g} \cdot \rho_0 \cdot u_i = \frac{1}{K} u_i \quad u_i = \frac{g}{\rho B} \cdot \frac{1}{\rho_0} p_i = K \cdot p_i \quad (1.4)$$

$$p_r = -\frac{\rho B}{g} \cdot \rho_0 \cdot u_r = -\frac{1}{K} u_r \quad u_r = -\frac{g}{\rho B} \cdot \frac{1}{\rho_0} p_r = -K \cdot p_r \quad (1.5)$$

notîndu-se cu:

$$K = \frac{g}{\rho B} \cdot \frac{1}{\rho_0}$$

Dacă calculul se face pentru procesul de umplere de fluidă, se poate scrie pentru momentul inițial $u_0 = 0$

$$u_i + u_0 = -\frac{dG_{pr}}{dx} \cdot \frac{6n}{\rho g \cdot T} \quad (1.6)$$

unde cantitatea de încărcatură proaspătă intrată în cilindru pe grad

de manivelă motoare este:

$$\frac{dG_{pr}}{dx} = \frac{1}{6n} \mu \cdot f_g \cdot \rho_1 \cdot \psi \cdot 2 \cdot B \cdot R \cdot T \quad (1.7)$$

în expresia de mai sus

$$\psi = \sqrt{\frac{x}{x-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/x} - \left(p_2/p_1 \right)^{\frac{x+1}{x}} \right]} \quad (1.8)$$

căreia valori se pot scoate din tabele sau nomograme, reprezintă "funcția de curgere".

Relația (7) nu se pretează la o rezolvare exactă. De aceea ecuația se scrie pentru diferențe finite $\frac{\Delta Gpr}{\Delta \alpha}$ și se calculează pe domenii egale de $2^\circ - 5^\circ$.

Calculul presupune cunoscute următoarele mărimi:

- $f_g = f(\alpha, p_2/p_1)$ - determinată pe o porțiune de circuit
- $f_g = f(\alpha, p_2/p_1)$ - se evaluează din variația presiunii și temperaturii calculată pentru secțiunea din fața suapei de admisie.
- $p_1 = \frac{p_1}{RT_1} = f(\alpha)$ - calculată de asemenea în prealabil, prin luarea în considerare a undelor de presiune care apar.

Dat fiind faptul că teoria acustică are în vedere numai unde de mică amplitudine, forma lor se modifică numai la trecerile de secțiune. Legătura dintre unda directă și cea reflectată pentru un punct al traseului, se poate stabili când cunoaștem presiunea sau viteza în punctul respectiv.

Dacă se notează cu indicele "d" undele care vin în secțiunile de discontinuitate și cu "ia" cele care pleacă, utilizând relațiile (13) se obține prin înlocuirea termenilor p_r și p_l cu p_{ia} și p_d :

$$p_{ia} = p - p_0 - p_d$$

$$p_{ia} = p_d + \frac{\rho_1}{k} (u - u_0) \quad (1.9)$$

Semnul (-) se adoptă când viteza de deplasare a undei u este orientată în sensul de deplasare a undei de presiune p_d .

Procesul de reflecție a undelor într-un punct de discontinuitate este caracterizat de următoarele situații:

1. Unda de presiune emisă într-un punct oarecare al unei conducte într-o anumită direcție are aceleași caracteristici ca și unda reflectată negativ în punctul respectiv majorată prin supraîncălzirea care a luat naștere.

2. Unda de presiune emisă într-o direcție oarecare dintr-un punct al unei conducte cilindrice este identică cu cea reflectată pozitiv și care vine din direcția respectivă majorată prin unda

presiune $p_E = \rho \cdot p \cdot \frac{u}{c}$ ce ar putea fi generată de un piston care se deplasează în conductă cu viteza u a curgerii.

Pentru o conductă închisă la un capăt și pentru $u = 0$ se poate scrie din relația (9):

$$p_{1a} = p_d ; \quad u_{1a} = -u_d \quad (1.10)$$

Și dacă unda de presiune se reflectă pozitiv iar cea de viteză negativ. Presiunea la capătul conductei devine:

$$p = \bar{p} + 2 p_d \quad (1.11)$$

În fig. 1.1 este prezentat schematic procesul de propagare a undelor dintr-o conductă închisă la un capăt; unda de presiune p_d ref-

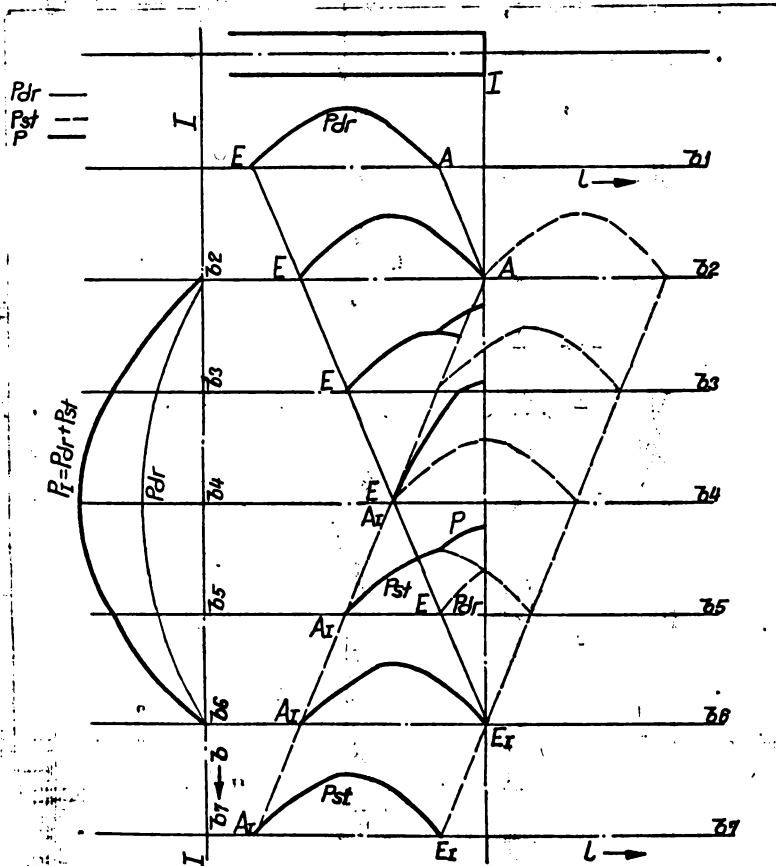


Fig. 1.1

flectată spre stînga ia naștere din unda directă p_{dr} ce se deplasează spre dreapta și este barată la capătul închis al conductei; prin suprapunerea celor două trenuri de unde se obține presiunea din conductă. În afară de formele momentane poziționate ale undelor de presiune de - alungul conductei, de la timpul t_1 la t_2 , în figură se redă și variația presiunii în timp, pentru secțiunea fin-

Pentru conductă cu capăt liber la care se poate considera $p = p_0$ se obține :

$$\begin{aligned} p_{ia} &= - p_d \\ u_{ia} &= u_d \end{aligned} \quad (1.12)$$

În acest caz (fig.1.2) unda de presiune se reflectă negativ iar cea de viteză pozitiv. Așadar unda de presiune reflectată oblic simetrică față de cea directă. Presiunea din secțiunea inițială rămîne constantă pe cînd viteza de ieșire la capătul liber al conductei crește la dublul valorii date de unda directă datorită efectului de compunere ce însoțește fenomenele oscilatorii.

Între presiunea din conductă, viteza curentului și unda de presiune directă există conform egalităților (3) și (9) următoarea relație de legătură:

$$p = p_0 + 2p_d \pm \frac{1}{k} \cdot u = p_B \pm \frac{1}{k} u \quad (1.13)$$

unde s-a notat $p_B = p_0 + 2 p_d$ valoarea presiunii de barare ce s-ar obține la conductă închisă. Semnul negativ al termenului de viteză trebuie avut în vedere în cazul curgerii în sensul undei directe p .

Putem deci conchide că presiunea în conductă se compune din presiunea de barare majorată sau diminuată printr-un termen proporțional cu viteza de curgere după cum deplasarea fluidului are în sens contrar sau în același sens ^{cu} unda directă.

În fig.1.3 pentru conductă atașată unui cilindru se poate stabili pe baza legilor gazodinamice viteza u de curgere la ieșirea din cilindru; ea provoacă conform relației de mai sus o variație de presiune $\pm 1/k \cdot u$ care se propagă în conductă sub forma unei unde de presiune. Pe de altă parte, din spre capătul conductei spre

Cilindrul se propagă o undă de presiune p_d care se suprapune peste prima; în momentul în care undele de presiune ajung în cilindru ia naștere o presiune de barare $p_B = p_0 + 2p_d$, prin reflecție pozitivă. În realitate, peste presiunea de barare p_B se va suprapune unda de presiune $(1/k) u = p_E$. Trebuie avut deci în vedere că la unda de presiune reflectată pozitiv la cilindru ca un capăt închis al unei conducte se adună o undă generată de procesul de curgere astfel: presiunea generată la cilindru devine :

$$P = P_B + P_E \quad (1.14)$$

fiind asimilat în acest caz cu p_2 , iar amplitudinea proprie unei de presiune reflectată:

$$P_{1a} = P_d + P_E \quad (1.15)$$

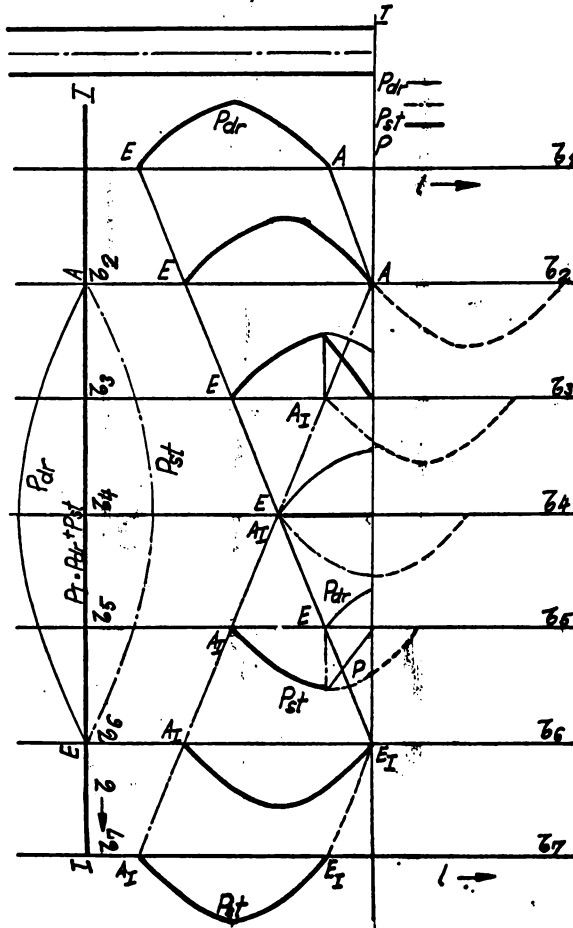


Fig. 1.2

Considerațiile de mai sus permit cunoașterea structurii trenurilor de undă care se propagă de la și spre cilindru și care sînt în ultima instanță factori importanți pentru schimbul de încărcătura. Calculul se efectuează pas cu pas, regimul de presiuni din cilindru fiind determinat pentru undele care se induc, în acel timp, procesele oscilatorii influențînd presiunile la cilindru. Se începe calculul cînd fluidul din sistem se arlă în repaus și se continuă pînă ce se egalizează variația de presiune și viteză în fiecare perioadă a motorului.

Dat rîind volumul apresiabil de calcule pe care-l prezintă pune teoria acustica, utilizarea unor ordinatoare rapide deschide metodei perspective reale pentru practică, bineînțeles sub rezerva aplicării în general mașinilor pentru care procesele oscilatorii pot fi asimilate cu procese de amplitudine mică.

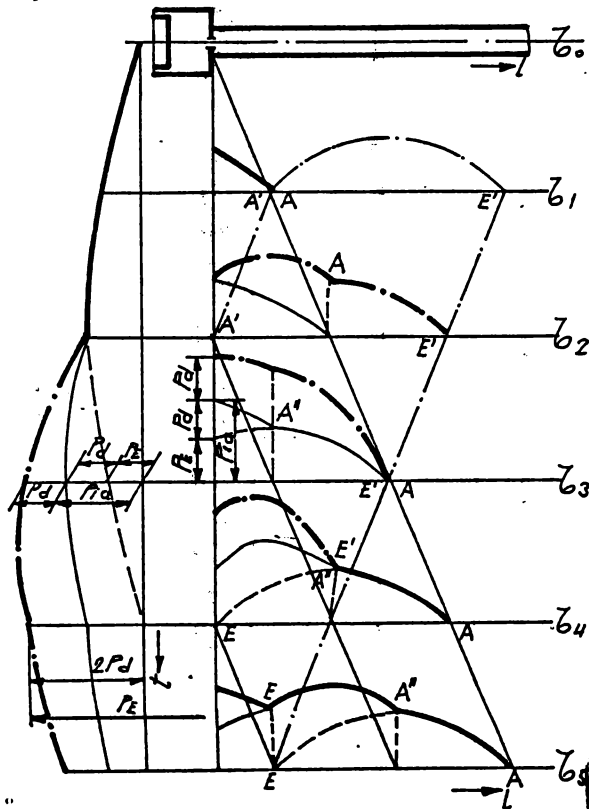


Fig. 1.3

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
BIBLIOTECA CENTRALA

1.2.2. Metoda de calcul bazata pe "teoria acțiunii
masice".

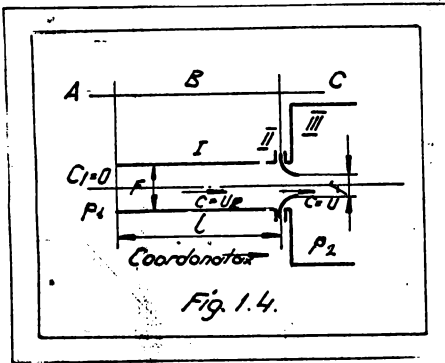
Metoda are în vedere un procedeu de calcul prin care se poate lua în considerare efectul masei unei coloane de gaz accelerată sau decelerată în procesul de curgere fără a urmări propagarea undelor de presiune și reflecția acestora.

Bazele procedeuului cu caracter de bilanț energetic au fost puse de E.W.Huber [30] și G.Eichelberg [23] metoda fiind proprie calculului schimbului de încărcătură la mașinile cu piston mai ales în cazul proceselor de admisiune, caracterizate în general de oscilații de mică amplitudine; în regim funcțional apropiat de rezonanță sau atunci când în mod voit se urmărește exploatarea efectelor undelor de mare amplitudine, rezultatele calculurilor cunosc abateri severe de la datele măsurătorilor, ca de altfel și în cazul metodei bazate pe " teoria acustică".

În principiu procedeul constă în determinarea vitezei curentului fiind în considerare inerția masei de gaz în mișcare, viteza a cărei valoare o dată cunoscută într-una din secțiunile țesului luat în studiu permite evaluarea cantității de încărcătură schimbată.

Deoarece la procesele însoțite de oscilații de presiune de mică amplitudine diferențele de presiune sînt mici, în calcul se vor întrebuița valori medii pentru densitate.

Să considerăm (fig.1.4) o conductă de lungime l , secțiune F , care comunică cu un capăt cu atmosfera la presiune constantă p_1 . La capătul opus există un dispozitiv de strangulare cu secțiune de distribuție f , variabilă, urmat de un rezervor de presiune constantă p_2 . Curgerea este unidimensională, neglijîndu-se frecarea și schimbul de căldură cu exteriorul.



Relația de bază este ecuația de curgere pentru lichide incompresibile (ecuația lui Bernoulli) cu soluția pentru curgerea netaționară printr-o conductă de secțiune constantă ca poziție și în timp; utilizarea ei este motivată prin aceea că la calculul schimbului de încărcătură se realizează cu intervale de timp suficient de

mici când diferențele de presiune și densitatea medie sînt mărimi constante.

Printr-o alegere potrivită a densității medii ρ_m , rezultatele calculului după ecuația lui Bernoulli sînt sensibil apropiate de valorile date în relația curgerii adiabaticice. După H. List calculul se poate face pe baza diferențelor de presiune în locul raportului de presiuni dacă densitatea medie ρ_m se calculează pentru o presiune medie.

$$p_m = p_1^{(1-\gamma)} \cdot p_2^\gamma \quad (1.16)$$

cu ajutorul relației:

$$\rho_m = \rho_1 (p_1/p_m)^{1/\gamma} \quad (1.17)$$

unde pentru aplicațiile practice $\gamma = 0,5$ și $\gamma = 1,4$ în cazul aerului.

În această situație $p_m = \sqrt{p_1 \cdot p_2}$ semnificația indicilor puțin fi dedusă și din fig. 1.4

Densitatea medie ρ_m trebuie avută în vedere numai la stabilirea influenței inerției pe cînd la stabilirea debitelor masice reale de gaz care se scurg se iau densitățile medii proprii fiecărui interval.

În cazul curgerii subcritice, staționare, în secțiunea de strângulare viteza este dată de relația:

$$u_{stat} = \sqrt{\frac{2}{\rho_m} (p_1 - p_2)} \quad (1.18)$$

iar pentru curgerea critică și supracritică $u_{stat} = u_{critic}$.

Intr-o formă mai generală notînd cu c_1 viteza în secțiunea x_1 de presiune p_1 , cu c_2 viteza în secțiunea x_2 de presiune p_2 și cu ρ_m densitatea medie constantă, ecuația curgerii pentru fluide incompresibile se poate scrie:

$$p_1 = p_2 + \frac{\rho_m}{2} c_2^2 - \frac{\rho_m}{2} c_1^2 + \rho_m \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial c}{\partial x} dx \quad (1.19)$$

Analizînd procesele de curgere după fig.1.4 se poate deduce:

În domeniul A, gazul trece de la viteza $c_1 = 0$ la viteza $c = u_R$ în conductă, cîurgînd prin secțiunea F în domeniul B.

Pentru accelerarea fluxului de gaze pînă la viteza u_R este necesară o cădere de presiune $p_1 - p_R$; această accelerație nu are loc instantaneu astfel că viteza u_R , se atinge undeva în interiorul conductei fiind rațională înlocuirea lungimii adevărate l prin lungimea efectivă l' . Helmholtz indică pentru l' expresia: $l' = l + \lambda$ unde $\lambda = \pi r / 4$. Pentru conducte de secțiune triunghiulară $\lambda = 0,187 (b + h)$ unde b și h sînt laturile secțiunii triunghiulare, după Wertheim.

În domeniul B secțiunea conductei F rămîne constantă. Pe baza condițiilor inițiale ($\rho_m = \text{constant}$ și curgere fără frecare) în acest domeniu nu avem pierderi de presiune, gazul pătrundînd în conductă cu viteza u_R și presiunea p_R .

Dacă se impune luarea în considerare și a frecării aceasta poate fi asimilată cu o micșorare a secțiunii de curgere în cazul menținerii constante a vitezei, putînd fi sintetizată printr-o cifră de curgere.

În domeniul C, gazul curge la început cu viteza u_R prin secțiunea F la presiunea p_R ; sub influența diferenței de presiune $p_R - p_2$ el părăsește secțiunea $f = f(\zeta)$ nestaționar cu viteza u și în acest caz trecerea se face într-o zonă mai mult sau mai puțin extinsă de lungime " l ", funcție de u_R și de raportul $\phi = f/F$.

Curgerea din domeniul A pînă în C trebuie să îndeplinească condiția de continuitate. Pentru simplificarea raționamentului vom considera că variația vitezei are loc în salturi obținându-se conform fig. 1.5 două spații de control A_1 și A_2 de lungimi efective l' , la conducta cu secțiunea F respectiv l'' la dispozitivul de strângere de secțiune variabilă f .

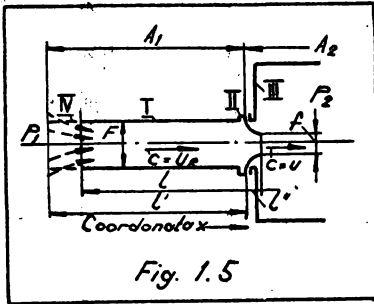


Fig. 1.5

În cadrul fiecărui spațiu avem conform condiției de continuitate în general $\frac{\partial c}{\partial x} = 0$ deci $\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{dc}{dz}$

și $\int_0^{l'} \frac{dc}{dz} dx = l' \frac{dc}{dz}$
 Ecuația (19) devine pentru spațiul de control A_1 :

$$p_1 - p_R = \frac{\rho_m}{2} u^2 + \rho_m l' \frac{du_R}{dz} \quad (1.20)$$

iar pentru zona A_2 :

$$p_R - p_2 = \frac{\rho_m}{2} (u^2 - u_R^2) + \rho_m l'' \frac{du}{dz} \quad (1.21)$$

La granița celor două zone există condiții identice pentru cele două curgeri. Prin adunarea ultimelor două relații obținem:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho_m}{2} u^2 + \rho_m l' \frac{du_R}{dz} + \rho_m l'' \frac{du}{dz} \quad (1.22)$$

Înmulțind cu $2/\rho_m$ și înlocuind u_{stat} din (18):

$$u_{stat}^2 - u^2 = 2l' \frac{du_R}{dz} + 2l'' \frac{du}{dz} \quad (1.23)$$

Se poate considera l'' ca o deoarece lungimea dispozitivului de strângere la distribuția cu ferestre sau supape poate fi neglijată comparativ cu lungimea țevăriei de admisie de pildă.

Din ecuația de continuitate rezultă:

$$u_R \cdot F = u f \quad (1.24)$$

Pentru intervalul de timp Δz raportul secțiunilor se modifică cu $\Delta \phi$

Notăm:

$$k = \frac{d\phi}{dz} = \frac{\Delta \phi}{\Delta z} \quad (1.25)$$

Notînd cu ϕ_a valoarea inițială a acestei funcții a cărei variație o asimilăm cu o variație liniară, se obține din (24):

$$\frac{u_R}{u} = \frac{f(z)}{F} = \phi(z) = \phi_a + kz \quad (1.26)$$

Prin diferențierea rezultă:

$$\frac{du_R}{d\bar{z}} = \frac{du}{d\bar{z}} \cdot \frac{du_R}{du} = \frac{du}{d\bar{z}} (\phi_0 + k\bar{z}) + u_k \quad (1.27)$$

Cu aceasta din (1.23) se obține pentru $l''=0$

$$u_{staf}^2 - u^2 = 2l' \frac{du}{d\bar{z}} (\phi_0 + k\bar{z}) + 2l'ku. \quad (1.28)$$

care se poate pune sub formă:

$$\frac{1}{2l'k} \frac{d(k\bar{z})}{\phi_0 + k\bar{z}} = \frac{du}{u^2 + 2l'ku - u_{staf}^2} \quad (1.29)$$

Prin integrare, notînd cu c constanta de integrare vom obține:

$$\frac{1}{2l'k} \ln(\phi_0 + k\bar{z}) + C^* = \frac{1}{\sqrt{l'^2 k^2 + u_{staf}^2}} \operatorname{arc} \operatorname{th} \left(\frac{l'k + u}{\sqrt{l'^2 k^2 + u_{staf}^2}} \right) \quad (1.30)$$

unde funcția superioară arc th este variabilă pentru $|u| < 1$

iar funcția inferioară arc cth pentru $|u| > 1$.

Cu notațiile $w = l'k$ și $\varepsilon = \sqrt{l'^2 k^2 + u_{staf}^2}$ relația

(30) devine:

$$\frac{u+w}{\varepsilon} = \frac{\operatorname{th}}{\operatorname{cth}} \left[\frac{\varepsilon}{2w} \ln(\phi_0 + k\bar{z}) + C^* \right] \quad (1.31)$$

Constanta de integrare C^* se determină după cum

se prezintă:

Valorile finale ale intervalului precedent sînt

valori inițiale ϕ_a, u_a pentru timpul \bar{z}_a la începutul intervalului

de timp $\Delta\bar{z} = \bar{z}_e - \bar{z}_a$ unde \bar{z}_e este timpul la sfîrșitul intervalului.

Viteza u_e corespunzătoare timpului \bar{z}_e este :

$$u_e = \frac{1}{\Delta\bar{z}} \int_{\bar{z}_a}^{\bar{z}_e} u \cdot d\bar{z} \quad (1.32)$$

Pentru condițiile de margine $\phi = \phi_a$ și $w = w_a$

la $\bar{z} = \bar{z}_a = 0$ rezultă: $C^* = \operatorname{arc} \operatorname{th} \left(\frac{u_a + w}{\varepsilon} \right) - \frac{\varepsilon}{2w} \ln \phi_a$

(1.33)

deci:

$$\frac{u+w}{\varepsilon} = \frac{\operatorname{th}}{\operatorname{cth}} \left\{ \frac{\varepsilon}{2w} \left[\ln \left(1 + \frac{k\bar{z}}{\phi_a} \right) \right] + \operatorname{arc} \operatorname{th} \left(\frac{u_a + w}{\varepsilon} \right) \right\} \quad (1.34)$$

Relația (34) permite calculul vitezei u , celelalte

parametri fiind cunoscute de la intervalul precedent de calcul; pro-

blema impusă pentru calculul schimbului de încălzire este ast-

fel principal rezolvată.

Pentru utilizarea practică a relației se res-

ping anumite valori caracteristice, iar vitezele se raportează la

unghiul RAC, intervalul devenind $\Delta\alpha = \alpha_e - \alpha_a$; la valori mici ale acestuia legea de deschidere a organului de distribuție poate fi considerată liniară fiind caracterizată de mărimea:

$$k = \frac{w}{u_{stat}} \quad (1.35)$$

Stiind că:

$$w = l \cdot k; \quad k = \frac{\phi_e - \phi_a}{\Delta\phi}; \quad \Delta\phi = \frac{\alpha_e - \alpha_a}{6n} \quad (1.36)$$

Se obține:

$$k = \frac{6l'n (\phi_e - \phi_a)}{u_{stat} (\alpha_e - \alpha_a)} = \frac{6l'n \Delta\phi}{u_{stat} \cdot \Delta\alpha} \quad (1.37)$$

La deschiderea organului de distribuție ($\phi_e > \phi_a$), $k > 0$

la închidere ($\phi_e < \phi_a$) iar $k < 0$.

Diminuarea secțiunii reale de curgere la supapă față de secțiunea teoretică poate fi prinsă în calcul prin adoptarea unor coeficienți de curgere μ suficient de exact determinați și stabili, care vor corecta valoarea funcției ϕ . Cu relația (37) ecuația (34) devine:

$$\frac{u}{u_{stat}} = \sqrt{1+k^2} \cdot \frac{1}{\cos} \left\{ \frac{1}{2k} \sqrt{1+k^2} \ln \left(1 + \frac{\phi_e - \phi_a}{\phi_a} \frac{\alpha_e - \alpha_a}{\alpha_e - \alpha_a} + \text{arc} \frac{1}{\cos} \left[\frac{(u_e/u_{stat}) + k}{\sqrt{1+k^2}} \right] \right) \right\} \cdot k \quad (1.38)$$

mai intuitivă și mai accesibilă calculului.

Cercetări experimentale au dovedit că metoda descrisă mai sus redă suficient de exact variația vitezelor de curgere funcție de legea de distribuție; precizia obținută la calculul schimbului de încărcătură pentru procese însoțite de oscilații de mică amplitudine se înscrie în limita preciziei înregistrată la calculul acestor procese pe baza fenomenelor reale de oscilație, volumul de muncă însă mult mai redus.

Se pot construi nomograme de tipul celei din fig.1.6 care permit determinarea, exclusiv grafică, a vitezei la sfârșitul intervalului w_e pe baza raportului inițial w_a / w_{stat} și a valorii cunoscute ϕ_e / ϕ_a . Tehnica de lucru rezultă din nomograma prezentată pentru a se exemplifica determinarea raportului w_{eII} / w_{stat} în cazul în care organul de distribuție se deschide și w_{eII} / w_{stat} când acesta se

chide. Semnificația notațiilor suplimentare utilizate este redată la agenda nomogramei.

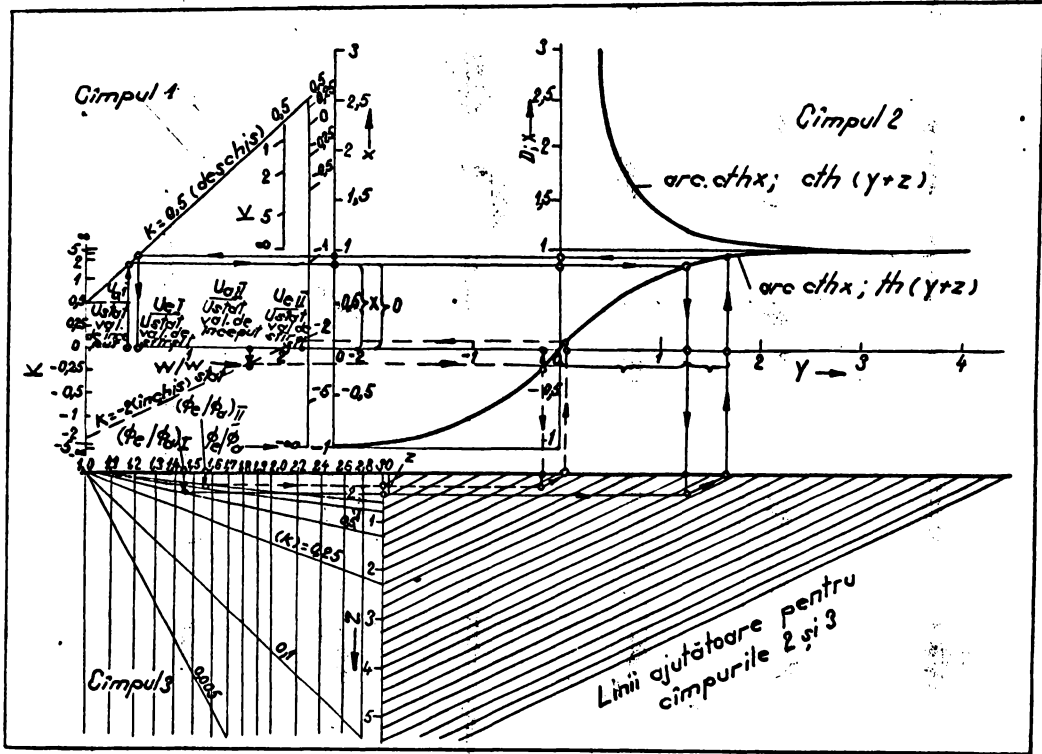


Fig. 1.6. - Nomogramă pentru determinarea raportului

$$U_e / U_{stat} = f(k, U_a / U_{stat}, \phi_c / \phi_a)$$

Semnificația notațiilor

$$x = \frac{(U_e / U_{stat}) + k}{\sqrt{1+k^2}} \quad y = \operatorname{arcth} x \text{ sau } y = \operatorname{arc} . \operatorname{cth} x,$$

$$z = \frac{1}{2k} \sqrt{1+k^2} \ln. (\phi_c / \phi_a); \quad D = \operatorname{th}(y-z) \text{ sau } D = \operatorname{cth}(y+z)$$

Procedeeul simplificat de calcul după "efectul ma-
 c" prezentat mai sus dă rezultate foarte bune în cazul admisiei la
 teorele cu piston cu viteză relativ mare de rotație; pentru a se ev-
 ta totalmente influențele pe care le-ar putea da oscilațiile de
 tune este indicat ca durata de deschidere τ_d să-au $\ll d$ a supapei
 sic suficient de mare în comparația cu timpul τ_L sau αL în
 de RAC în care perturbația de presiune parcurge conducta, în li-

mita $\alpha_1/\alpha_0 \leq 1/6$. În procesul de evacuare acordarea condițiilor reale cu tratarea matematică a fenomenelor după metoda de mai sus este dificilă datorită influenței puternice a cădurii evacuate, a variațiilor mari de temperatură și a oscilațiilor de presiune mai severe ca intensitate.

1.2.3. Metoda de calcula undelor în regim de rezonanță după Lutz.

În lucrarea [36] O. Lutz dezvoltă o metodă pentru reprezentarea oscilațiilor gazelor din conducte în formă vectorială.

Pornind de la relația lui Euler și relația continuității se ajunge la:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1.40)$$

Pentru descrierea undelor periodice mici se dau următoarele relații pentru u, p și ρ :

$$\begin{aligned} u &= \hat{u} + \Delta u \cdot e^{i\omega z} \\ p &= \hat{p} + \Delta p \cdot e^{i\omega z} \\ \rho &= \hat{\rho} + \Delta \rho \cdot e^{i\omega z} \\ \alpha &= \hat{\alpha} \end{aligned} \quad (1.41)$$

neglijându-se deci oscilațiile vitezei sunetului.

Introducând (41) în (39) și (40) și neglijând termenul ordinul II se obține:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + \hat{u} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{1}{\hat{\rho}} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} = 0 \quad (1.39')$$

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} + \hat{u} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} + \hat{\alpha}^2 \hat{\rho} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} = 0 \quad (1.40')$$

de unde după o a doua derivare în raport cu z respectiv x și câteva artificii matematice avem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial z^2} + 2\hat{u} \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x \partial z} + (\hat{u}^2 - \hat{\alpha}^2) \frac{\partial^2 \hat{u}}{\partial x^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial z^2} + 2\hat{u} \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial x \partial z} + (\hat{u}^2 - \hat{\alpha}^2) \frac{\partial^2 \hat{p}}{\partial x^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1.42)$$



Soluțiile periodice ale acestor ecuații care să fie compatibile și cu (39') și (40') sînt în complex:

$$\begin{aligned} u &= \hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} e^{ik\omega z} \left(A_k \cdot e^{i \frac{k\omega x}{\hat{\alpha} - \hat{u}}} + B_k \cdot e^{-i \frac{k\omega x}{\hat{\alpha} + \hat{u}}} \right) \\ p &= \hat{p} + \hat{\rho} \cdot \hat{\alpha} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} e^{ik\omega z} \left(-A_k \cdot e^{i \frac{k\omega x}{\hat{\alpha} - \hat{u}}} + B_k \cdot e^{-i \frac{k\omega x}{\hat{\alpha} + \hat{u}}} \right) \end{aligned} \quad (1.43)$$

În considerare numai oscilațiile de ordinul I ($k=1$), Lutz introduce notațiile:

$$U = A \cdot e^{\frac{j\omega x}{\delta-\delta'}} + B \cdot e^{-\frac{j\omega x}{\delta+\delta'}}$$

$$\frac{P}{\rho \cdot \delta} = P^* = -A \cdot e^{\frac{j\omega x}{\delta-\delta'}} + B \cdot e^{-\frac{j\omega x}{\delta+\delta'}} \quad (1.44)$$

stfel ca soluțiile (43) devin:

$$\begin{aligned} u &= \hat{u} + U \cdot e^{j\omega t} \\ p &= \hat{p} + \hat{p}' \cdot \delta \cdot P^* \cdot e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (1.43')$$

Ca și condiții de margine pentru determinarea constantelor A și B se au în vedere intrarea într-o conductă rotunjită deschisă complet și ieșirea într-un rezervor sub depresiune printr-o secțiune care se modifica periodic, strict sinusoidal.

La intrare condiția limită după ecuația lui Bernoulli scrisă pentru fluide incompresibile este (vezi și fig. 17):

$$\frac{u_0^2}{2} + \frac{1}{\rho} \cdot p_0 = const. \quad (1.45)$$

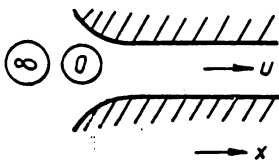


Fig. 17

Înlocuind u și p după (43'), neglijând termenii de ordinul II și separând relațiile obținute în relații ce conțin termenii constanți și cei de oscilație avem:

$$\frac{1}{2} \hat{u}_0^2 + \frac{1}{\rho} \hat{p}_0 = const.$$

și $\hat{u}_0 \cdot \hat{u}_0 + \frac{1}{\rho} \hat{p}_0 = 0$ sau

$$\hat{p}_0 = -b \cdot \hat{u}_0 \quad (1.46) \text{ unde } b = \frac{\hat{u}_0}{\hat{u}_0}$$

La ieșirea din conductă (fig. 18) formulând condițiile limită staționar după ecuația lui Bernoulli avem:

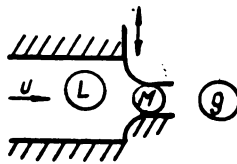


Fig. 18

$$\frac{\rho}{2} (u_M^2 - u_L^2) = p_L - p_M = p_L - p_g.$$

In ecuația de continuitate scrisă pentru fluide incompresibile:

$$u_M \cdot S_M = u_L \cdot S_L$$

se înlocuiește secțiunea de ieșire ce variază sinusoidal cu expresia:

$$S_M = \hat{S}_M + \gamma \cdot e^{i\omega t}$$

și u_M respectiv u_L , după (43'), se neglijează termenii foarte mici obținându-se:

$$\hat{S}_M \cdot \hat{u}_M = \hat{S}_L \cdot \hat{u}_L \quad \text{respectiv}$$

$$\hat{u}_M \cdot \gamma + \hat{S}_M \cdot u_M = u_L \cdot \hat{S}_L = u_L \cdot \frac{\hat{S}_M \cdot \hat{u}_M}{\hat{u}_L}$$

sau

$$\frac{\gamma}{\hat{S}_M} + \frac{u_M}{\hat{u}_M} = \frac{u_L}{\hat{u}_L} \quad (1.47)$$

Ecuația lui Bernoulli conduce la:

$$\frac{\rho}{2} (\hat{u}_M^2 - \hat{u}_L^2) = \hat{p}_L - \rho g \quad \text{respectiv}$$

$$\frac{\rho}{2} (2 \cdot \hat{u}_M \cdot u_M - 2 \cdot u_L \cdot \hat{u}_L) = \hat{p}_L \quad \text{sau}$$

$$\hat{u}_M \cdot u_M = \hat{u}_L \cdot u_L = \frac{1}{\rho} \hat{p}_L \quad (1.48)$$

Din (47) și (48) rezultă:

$$u_L \cdot \frac{\hat{u}_L}{\hat{u}_L} \cdot \frac{1}{\frac{\hat{u}_M^2}{\hat{u}_L^2} - 1} \cdot \hat{p}_L^* + \frac{1}{1 - \frac{\hat{u}_L^2}{\hat{u}_M^2}} \cdot \frac{\hat{u}_L}{\hat{S}_M} \cdot \gamma \quad (1.49)$$

sau scrisă prescurtat :

$$u_L = c \cdot \hat{p}_L^* + d \cdot \gamma^* \quad (1.49')$$

După (44) u și \mathcal{P} pentru intrare la $x=0$ se scriu:

$$u_0 = A + B ; \mathcal{P}_0^* = -A + B \quad \text{și cu condiția de intrare } \mathcal{P}_0^* = -b \cdot u_0$$

avem:

$$\frac{B}{A} = \frac{1-b}{1+b} = k \quad (1.50)$$

In secțiunea plasată la $x=L$ și folosind parametrii q și r

$$\text{avem: } u_L = A \cdot e^{\frac{i\omega L}{\sigma - v}} + B \cdot e^{-\frac{i\omega L}{\sigma + v}} = A e^{iq} + B e^{-ir} \quad (1.51)$$

$$\mathcal{P}_L^* = -A e^{\frac{i\omega L}{\sigma - v}} + B e^{-\frac{i\omega L}{\sigma + v}} = -A e^{iq} + B e^{-ir}$$

Cu B după (50) și folosind și (49') prin eliminarea lui u se obține:

$$-\mathcal{P}_L^* \cdot \{ c[1+k^2 - 2k \cdot \cos(q+r)] + 1 - k^2 - i \cdot 2k \sin(q+r) \} = -d \cdot \gamma^* [1+k^2 - 2k \cdot \cos(q+r)] \quad (1.52)$$

Din această relație se poate calcula parametrul \mathcal{P}_L^* și amplitudinea Δp_L^* și oscilațiile \mathcal{P}^* în raport cu amplitudinea variației secțiunii de ieșire și defazajul între presiune și variația secțiunii:

$$\Delta p_L^* = \frac{d \cdot \mathcal{Y}^* [1+k^2 - 2k \cos(q+r)]}{\sqrt{\{c [1+k^2 - 2k \cos(q+r)] + 1 - k^2\}^2 + 4k^2 \sin^2(q+r)}} \quad (1.53)$$

$$\psi = \arctg \frac{-2k \sin(q+r)}{c [1+k^2 - 2k \cos(q+r)] + 1 - k^2} \quad (1.54)$$

Amplitudinea Δp_L a oscilației de presiune în locul L rezultă din scrierea termenilor \mathcal{P}^* și \mathcal{Y}^* :

$$\frac{\Delta p_L}{p_{\infty}} = \frac{\mathcal{Y}}{\hat{S}_L} \cdot \kappa \cdot \frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_M} \cdot \frac{p_L}{p_{\infty}} \cdot b \cdot d \cdot \frac{1+k^2 - 2k \cdot \cos(q+r)}{\sqrt{\{c [1+k^2 - 2k \cdot \cos(q+r)] + 1 - k^2\}^2 + 4k^2 \sin^2(q+r)}} \quad (1.55')$$

Pentru ca frecvența circulară să apară ca și variabilă independentă se folosește relația:

$$q+r = \frac{\omega \cdot L}{\hat{\sigma}} \cdot \frac{2}{1-b^2} \quad (1.55)$$

Amplitudinea oscilației de viteză în secțiunea (L) este:

$$v = \frac{d \cdot \mathcal{Y} \cdot [1+k^2 + 2k \cos(q+r)]}{\sqrt{\{c \cdot (1-k^2) + 1+k^2 + 2k \cos(q+r)\}^2 + 4c^2 k^2 \sin^2(q+r)}} \quad (1.56)$$

Extremele oscilațiilor de presiune se află în secțiunile pentru care $\sin(q+r) = 0$; maximele la $\cos(q+r) = -1$ și minimele la $\cos(q+r) = +1$.

Condițiile de extremă pentru ω sînt:

Maximă (rezonanță): $\frac{\omega L}{\hat{\sigma}} \cdot \frac{2}{1-b^2} = \pi; 3\pi; 5\pi; \dots$

Minimă (contrarezonanță): $\frac{\omega L}{\hat{\sigma}} \cdot \frac{2}{1-b^2} = 2\pi; 4\pi; 6\pi; \dots$

În mod special pentru rezonanță, viteza de rotație este:

$$n_{rez} = \frac{15 \cdot \hat{\sigma}}{L} (1-b^2) \quad (1.57)$$

Amplitudinea oscilațiilor de presiune raportate la secțiunea suprafeței de întare în zona (L) este:

$$\frac{\Delta p_L \cdot \hat{S}_L}{p_{\infty} \cdot \mathcal{Y}} = \kappa \cdot \frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_M} \cdot \frac{\hat{p}}{p_{\infty}} \cdot b \cdot \frac{d}{c+b} \quad (1.58)$$

Defazajul ψ rezultă 180° adică presiunea și secțiunea variază în contrafază.

Oscilația de viteză devine:

$$\frac{\Delta u_L \cdot \hat{S}_L}{\hat{\sigma}_\infty \cdot \mathcal{V}} = \frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_M} \cdot b^2 \cdot \frac{d}{c+b} \quad (1.59)$$

care este în fază cu oscilația secțiunii. Similar pentru contrarezonanță avem:

$$\frac{\Delta p_L \cdot \hat{S}_L}{\rho_\infty \cdot \mathcal{V}} = x \cdot \frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_M} \cdot \frac{p}{\rho_\infty} \cdot b \cdot \frac{d}{c+b} \text{ și } \psi_p = 180^\circ \quad (1.60)$$

$$\frac{\Delta u_L \cdot \hat{S}_L}{\hat{\sigma} \cdot \mathcal{V}} = \frac{\hat{S}_L}{\hat{S}_M} \cdot \frac{d}{c+b} \text{ și } \psi_p = 0^\circ$$

acești parametri putîndu-se reprezenta grafic.

Relațiile dezvoltate aici permit evaluarea oscilațiilor la rezonanță, pentru unde de amplitudine mică, condițiile limită fiind formulate hidrodinamic ($\rho = \text{const.}$),

1.2.4. Metoda de calcul pe baza "impedanței" după Morse și Frederiksen.

Pentru cercetarea din punct de vedere al frecvențelor proprii și al amplitudinilor de rezonanță în cazul sistemului de conducte propriu traseului de admisiune în lucrarea [52] după Morse și Frederiksen se propune utilizarea noțiunii de impedanță operîndu-se cu parametrul masa controlului M și presiunea p unde:

$$M = \rho \cdot u \cdot S \quad (1.61)$$

Pentru o conductă cilindrică ($\frac{ds}{dx} = 0$) și oscilații de amplitudine relativ mică:

$$\begin{aligned} \Delta p &= p - \hat{p} \\ \Delta \rho &= \rho - \hat{\rho} \end{aligned} \quad (1.61')$$

Folosind (39), (61) și ecuația de continuitate scrisă de forma:

$$\frac{\partial (\rho \cdot u \cdot S)}{\partial x} + S \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (1.62)$$

se obține:

$$\frac{\partial \Delta M}{\partial x} + S \frac{\partial \Delta \rho}{\partial z} = 0 \quad (1.63) \text{ care conduce la}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta M}{\partial z^2} + 2\hat{v} \frac{\partial^2 \Delta M}{\partial x \partial z} - (\hat{\sigma}^2 - \hat{v}^2) \frac{\partial^2 \Delta M}{\partial x^2} = 0 \quad (1.64)$$

Considerînd că:

$$\Delta M = \mathcal{M}(x) \cdot e^{i\omega z} \quad \text{din (64) se deduce:}$$

$$\Delta M = \left(A \cdot e^{i \frac{\hat{\sigma} - \hat{v}}{\hat{\sigma}^2 - \hat{v}^2} x} + B \cdot e^{-i \frac{\hat{\sigma} + \hat{v}}{\hat{\sigma}^2 - \hat{v}^2} x} \right) \cdot e^{i\omega z} \quad (1.65')$$

Constantele A și B se determină și de această dată din condițiile limită.

Inlocuind (65):

$$A = \frac{1}{2} M_0 \cdot e^{-\zeta_0} ; \quad B = \frac{1}{2} M_0 \cdot e^{\zeta_0}$$

$$\hat{M}_0 = \frac{\hat{Q}}{\hat{S}} \quad \text{și circa de undă } \zeta = \frac{\omega}{\hat{S}(1-\hat{M}_0^2)}$$

obține:

$$M = M_0 \cdot e^{i \hat{M}_0 \omega x} \cdot \cos k (\zeta_0 - i \omega x) \cdot e^{i \omega t} \quad (1.65)$$

Cu ajutorul relației (64) expresia oscilației de presiune devine:

$$\Delta p = \frac{\hat{Q}}{S(1-\hat{M}_0^2)} \cdot M_0 \cdot e^{i \hat{M}_0 \omega x} \cdot [\sinh (\zeta_0 - i \omega x) - \hat{M}_0 \cdot \cosh (\zeta_0 - i \omega x)] \cdot e^{i \omega t} \quad (1.66)$$

Impedanța complexă se definește prin:

$$Z = \frac{\Delta p}{\Delta \dot{M}} \quad (1.67)$$

Cu ajutorul relațiilor (65) și (66) se poate scrie:

$$Z = \frac{\hat{Q}}{S(1-\hat{M}_0^2)} \cdot [\operatorname{th} (\zeta_0 - i \omega x) - \hat{M}_0] \quad (1.68)$$

Constanta de integrare ζ_0 este în complex, pentru oscilații amortizate: $\zeta_0 = \xi + i \cdot \eta$.

În cazul oscilațiilor neamortizate este posibil ca amplitudinea $\Delta \dot{M}$ să devină infinit mică, pe când Δp rămâne finit, condiția aceasta fiind îndeplinită o dată cu ξ de aci rezultând $\hat{M}_0 = 0$ cu care (65), (66) și (68) devin:

$$\Delta \dot{M} = M_0 \cdot \cos (\eta_0 - \omega x) \cdot e^{i \omega t} \quad (1.65'')$$

$$\Delta p = \frac{\hat{Q}}{S} \cdot M_0 \cdot i \cdot \sin (\eta_0 - \omega x) \cdot e^{i \omega t} \quad (1.66')$$

$$Z = \frac{\hat{Q}}{S} \cdot i \cdot \operatorname{tg} (\eta_0 - \omega x) \quad (1.68')$$

Dintre condițiile limită, pentru exemplificare se tratează cazul unei conducte condice care se îngustează în sensul de curgere de la secțiunea 1 la secțiunea 2.

Condițiile de margine sînt formulate incompresibil și cuasistationar scriindu-se după relația lui Bernoulli:

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2} (v_2^2 - v_1^2) = \frac{\dot{M}^2}{2 \rho S_1^2} \cdot \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right) \quad (1.69)$$

Pentru termenii de oscilație avem:

$$\Delta p_1 - \Delta p_2 = \frac{d(p_1 - p_2)}{d\dot{M}} \cdot \Delta \dot{M} \quad (1.70)$$

"Rezistența" R va fi:

$$R = Z_1 - Z_2 = \frac{\Delta p_1 - \Delta p_2}{\Delta \dot{M}} = \frac{\dot{M}}{\rho \cdot S_1^2} \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right) - \frac{v_1}{S_1} \cdot \left(\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right) \quad (1.71)$$

Ipoieza unui curent cuasistationar conduce la

$\Delta \dot{M}_1 = \Delta \dot{M}_2$ pentru toate secțiunile în care se face legătura comunei formată din tronsoane. Este de observat că după cercetările lui Lutz [36] liniarizarea condițiilor de limită nu se limitează numai pentru cazul amplitudinilor mici.

În lucrarea [52] sînt schematizate o serie de condiții limită specifice țevăriei de distribuție a motoarelor, care pot folosi la cercetarea traseului de admisiune o dată cu relațiile (65) ÷ (68) respectiv (65') ÷ (68'). În acest sens traseul respectiv urmează a fi împărțit în tronsoane asimilabile cu unul din cazurile tratate din punct de vedere al condițiilor limită, în schimb figurînd chiar și compresorul de supraalimentare.

Pentru determinarea frecvenței proprii ale coloanelor de fluid conținută într-o conductă de aspirație se presupune că la intrare (x=0) impedanța reală este Z_{vi} ; la ieșire (x=L) acționînd o oscilație de curent masiv excitatoare $\Delta \dot{M}$.

Impedanța în secțiunea în care se produce excitația poate fi scrisă din (68), în cazul rezonanței avînd un maxim. Așa cum se poate deduce ușor din condiția $\frac{dZ}{d(\omega L)} = 0$, frecvența de rezonanță considerînd procesul fără frecare este independentă de termenul de

3.

Prin reprezentarea oscilațiilor sub forma unor diagrame de vectori, atît pentru motoarele cu admisiune normală cît și pentru cele supraalimentate se poate studia comportarea țevăriei de admisiune și în cazul motoarelor policilindrice, pentru o ordine de aranjare

la viteză de rotație a arborelui cotit impuse, făcându-se aprecieri în legătură cu măsurile constructive și funcționale ce trebuie să se ia în ideea unei umpleri optime, a evitării rezonanței.

1.2.5. Metode grafo-analitice de calcul:

Metodele grafo-analitice de calcul a fenomenelor unde au fost elaborate cu scopul simplificării calculelor legate de aceste procese. Dintre acestea, în ultimul timp este tot mai mult utilizată metoda caracteristicilor pentru simplitatea și precizia ei ridicată.

De Haller în lucrarea [24] prezintă o expunere generală a metodei caracteristicilor pentru rezolvarea unor probleme de dinamica gazelor.

Prima reprezentare detaliată a metodei caracteristicilor legată de problema de a calcula unde de presiune de mare amplitudine în conducta de evacuare a fost dată de E. Jenny în lucrarea [33] ; discutând la început legile de propagare a curenților staționari, unidimensionali în curgerea fără frecare, prin lărgirea sferei condițiilor limită Jenny reușește să sintetizeze în calculul grafic influențele frecării, a variației secțiunii și a schimbului de căldură suportat de curent; se poate afirma că Jenny este primul autor care a demonstrat teoretic și experimental veridicitatea metodei caracteristicilor și pentru calculul oscilațiilor de amplitudine mare.

În lucrarea [27] P. Hadlatsch a studiat curgerea gazelor cu frecare prindosele cît și reflexia undelor de presiune cu mare amplitudine; curgerea prin orificiul controlat de supapă se are în vedere considerînd suprafața variabilă de trecere ca fiind formată din suma unor suprafețe constante la un moment dat, suprafețe echivalente, corespunzătoare secțiunii - timp.

H. Seifert în lucrarea [57] pornind de la metoda lui Jenny, ținînd seama de construcția De Haller, folosind diagrama condițiilor limită a lui Hadlatsch, analizează unele pro-

bleme ale dinamicii gazelor proprii motoarelor cu ardere internă, în special celor în doi timpi.

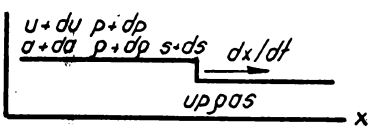
Stabilind caracteristicile și condițiile de compatibilitate, calculul pornește de la ecuațiile de bază ale propagării undelor în curgerea neizentropică pe care transformându-le pe linii Mach și introducând anumite mărimi de referință obține în forma adimensională condițiile de compatibilitate și ecuațiile de direcție. Pe baza acestor ecuații se studiază diferitele cazuri ale curgerii întâlnite în procesul schimbării încărcăturii la motoare în doi timpi acordându-se o deosebită atenție condițiilor limită.

În cele ce urmează se vor face câteva referiri de principiu asupra metodei caracteristicilor, folosind în primul rând lucrarea lui Jenny [33].

Unda parțială, caracterizată de existența unei perturbații de mică amplitudine, produce variații ale vitezei cu du și ale stării cu dp, ds, da, ds . (fig.1.9)

Ecuatiile generale de stare pot fi scrise

se sub forma:

$$\begin{aligned} \rho/\rho_0 &= (p/p_0)^{1/\kappa} \cdot e^{-\frac{s-s_0}{\kappa p}} \\ p/p_0 &= (\rho/\rho_0)^\kappa \cdot e^{+\frac{s-s_0}{\kappa v}} \\ T/T_0 &= (p/p_0)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot e^{+\frac{s-s_0}{\kappa p}} \end{aligned} \quad \text{Fig. 19} \quad (1.72)$$


Acceptându-se inexistența variației de entropie:

$$ds = 0 \quad (1.73)$$

ecuația de transformare izentropică se scrie:

$$p/p_0 = (\rho/\rho_0)^\kappa = \left(\frac{v_0}{v}\right)^\kappa = \left(\frac{a}{a_0}\right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} \quad (1.74)$$

sau prin diferențiere:

$$\frac{dp}{p} \cdot \kappa \frac{d\rho}{\rho} = -\kappa \frac{dv}{v} = \frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{da}{a} \quad (1.75)$$

Parametrul - a - poate fi considerat ca mărime de stare, avînd expresia cunoscută:

$$a^2 \left(\frac{dp}{p}\right)_{s=const.} = \kappa g R T = \kappa g p v = \kappa p/\rho \quad (1.76)$$

Dacă sistemul de referință se mișcă cu unda, ecuațiile impulsului

și a continuității se pot scrie sub forma:

$$\rho \left(v - \frac{dx}{dt} \right)^2 + p - (\rho + d\rho) \left(v - \frac{dx}{dt} + dv \right)^2 + (p + dp).$$

$$\rho \left(v - \frac{dx}{dt} \right) = (\rho + d\rho) \left(v - \frac{dx}{dt} + dv \right).$$

Prin neglijarea infinițimalor mici de ordin superior și folosirea relațiilor (74-76) se obține ecuația de direcție:

$$\frac{dx}{dt} = v \pm \alpha \quad (1.77)$$

Dar prin înlocuirea acesteia în relația continuității rezultă ecuația de stare:

$$dv = \pm \alpha \frac{d\rho}{\rho} = \pm \frac{1}{\alpha} \frac{dp}{\rho} \quad (1.78)$$

Termenul superior este propriu undei parțiale cu deplasare spre dreapta iar cel inferior undei cu sens stînga. Folosind (75) se obține:

$$dv = \pm \frac{2}{\alpha - 1} d\alpha \quad (1.79)$$

Fiecare undă de mare amplitudine este compusă din multe unde de amplitudine mică ce se deplasează peste unda anterioară cu viteza sunetului. Proiecțiile traiectoriilor undelor în planul $x - t$, liniile de deplasare sau caracteristicile spațiu, timp nu sînt paralele, după (77), la trecerea de la o undă la alta fiind valabilă ecuația (79). Integrarea ei dă toate stările posibile pe unda parțială spre dreapta respectiv stînga:

$$v - v_0 = \pm \frac{2}{\alpha - 1} (\alpha - \alpha_0) \quad (1.80)$$

Pentru calcul trebuie să considerate trepte finite, intervalul ales determinînd precizia și durata prelucrării.

Fiecare undă parțială (spre dreapta sau spre stînga) este caracterizată de o mărime care rămîne continuu constantă:

- pentru o undă parțială stînga:

$$\omega^- = v - \frac{2}{\alpha - 1} \cdot \alpha = \text{const.} \quad (1.81)$$

- pentru o undă parțială spre dreapta:

$$\omega^+ = v + \frac{2}{\alpha - 1} \cdot \alpha = \text{const.} \quad (1.81')$$

Parametrii v și α la înțesecția a două unde (una stînga, altă dreaptă) se pot determina ușor grafic dacă se cunosc valorile ω^- și ω^+ ale acestor unde.

Pentru prelucrarea adimensională a relațiilor

(77) și (81) se introduc următoarele mărimi raportate:

$$P = p/p_0; A = \alpha/\alpha_0; U = u/u_0; X = x/L; Z = \frac{\alpha_0}{L} z \quad \text{obținându-se:}$$

$$\frac{dx}{dz} = U \pm A \quad (1.82)$$

$$dU = \mp \frac{2}{x-1} dA \quad (1.83)$$

În planul spațiu-timp curbele de deplasare ale undelor care se intersectează după ecuația (82) formează o rețea. Dacă în planul $U - A$ se reprezintă mărimile de stare corespunzătoare rețelei din planul $X - Z$, se obține o rețea similară în planul $U - A$. Alegând scara mărimii A de $\frac{2}{x-1}$ ori mai mare decât scara mărimii U , rezultă

pentru curbele ω^- și ω^+ niște drepte la 45° . Conform relației (74) pe ordonata planului de stare $U-A$ se poate dispune și mărimea P având o scară neliniară $P \frac{2-A}{1-A}$ (fig. 1.10)

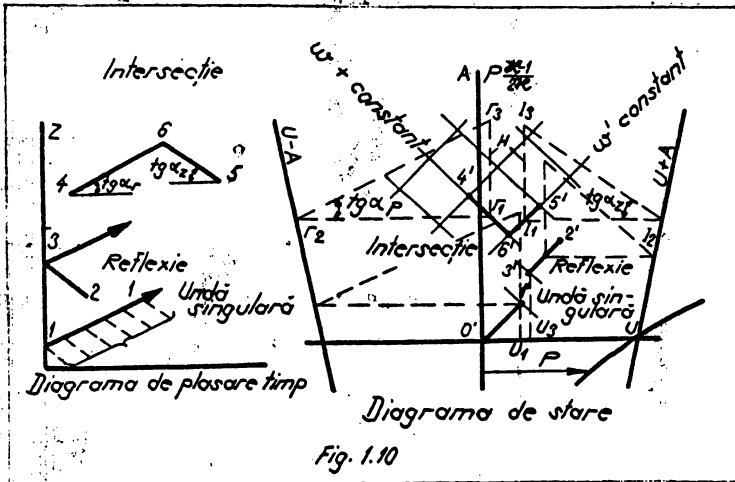


Fig. 1.10

Gazodinamica nestaționară pune următoarele probleme în legătură cu studiul undelor:

- Inersecția a două unde
- Reflecția undelor
- Propagarea undelor singulare.



a.) Se consideră o undă parțială spre dreapta cu starea $4'$ (U_4, A_4) în locul 4 (X_4, Z_4) care intersectează o undă parțială spre stînga

cu starea $5' (U_5, A_5)$ în punctul $5 (X_5, Z_5)$. Pentru prima undă trebuie ca ω^+ să fie constant iar pentru cea de a doua, ω^- . Aceste condiții sînt reprezentate de două drepte ce trec prin punctele $4'$ și $5'$ fiind înclinată la 45° . Starea la intersecția undelor va fi data de concurența dreptelor în $6 (U_6, A_6)$.

Panta segmentelor 4-6 și 5-6 se poate obține grafic astfel: pornind din mijlocul segmentului $4' - 6'$ respectiv $5' - 6'$ se ridică un segment de dreaptă de lungime constantă H - distanța polară, paralel cu axa coordonatelor. Prin aceleași puncte se duce câte o dreaptă F_1, F_2 , respectiv l_1, l_2 paralelă cu axa absciselor pînă la intersecția cu dreptele ajutătoare $U = +A$ respectiv $U = -A$. Se închide triunghiul dreptunghic format cu ipotenuza F_2K_3 respectiv l_2l_3 . Panta ipotenuzei este egală cu înclinația segmentelor 4-6 respectiv 5-6 din planul $X - Z$. Triunghiurile formate F_1, F_2, K_3 respectiv l_1, l_2, l_3 au drept bază mărimea $U \pm A$ și panta $\text{tg} \alpha_r$ respectiv $\text{tg} \alpha_l$ unde:

$$\text{tg} \alpha_{r,l} = \frac{H}{U \pm A} = \left(\frac{dz}{dx} \right)_{r,l} \quad \text{distanța polară fiind:}$$

$$H_{[cm]} = \frac{\text{Unitatea lui } U \text{ [cm]} \cdot \text{Unitatea lui } Z \text{ [cm]}}{\text{Unitatea lui } X \text{ [cm]}} \quad (1.84)$$

b). Dacă o undă parțială spre stînga, care în punctul $2 (X_2, Z_2)$ are starea $2' (U_2, A_2)$ ajunge la capătul unui tub, ecuația trebuie să îndeplinească anumite condiții limită, de pildă să atingă viteza U_3 . Starea unei $2'$ poate varia numai de-a lungul unei drepte înclinate la 45° spre stînga cu $\omega^- = \text{const.}$ pe care există un singur punct $3' (U_3, A_3)$ de viteză U_3 , pentru ca o undă, în cazul studiat, undă reflectată să fie.

c). Fenomenul care se petrece într-o undă singulară este redat de relația (80). Domeniul unei singulare cu viteza sunetului constantă A_0 și cu viteza staționară constantă U_0 se poate considera ca o înclinitate de unde perturbatoare, care au stare identică, corespunzătoare punctului $0' (A_0, U_0)$. Intersecția lor cu o undă singulară condu-

ce la stările A_1, U_1 determinate pe o caracteristică ω^- dusă prin O' , ceea ce corespunde expresiei (80).

Curentul nestaționar monodimensional poate fi studiat și cu ajutorul schemei diferențelor a lui Lax și Wendroff [69] folosită și de Dobremille [22].

Relația ce governază curgerea nestaționară poate fi scrisă de forma:

$$V_t + F_x = S \quad (1.85)$$

Pentru o conductă de secțiune constantă, vectorul necunoscut V are componentele:

$$V_1 = \rho; \quad V_2 = \rho u; \quad V_3 = \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \quad (1.86) \text{ unde}$$

e este energia internă.

Cel de-al 2-lea vector are componentele:

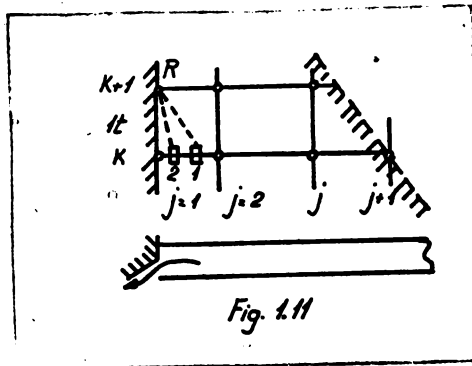
$$\begin{aligned} F_1 &= \rho \cdot u = V_2 & (1.87) \\ F_2 &= \rho \cdot u^2 + p = V_2^2 / V_1 + V_1 \cdot R \cdot T \\ F_3 &= \rho \cdot u \left(e + RT + \frac{u^2}{2} \right) = V_2 \cdot V_3 / V_1 + V_2 \cdot R \cdot T \end{aligned}$$

Dacă se consideră $S=0$, sistemul de mai sus sintetizează chiar ecuațiile conservării masei, a impulsului și energiei în ipoteza că se neglijează frecarea și schimbul termic.

Pentru rezolvarea ecuației (85) se formează matricea derivatelor funcției F după V :

$$F_V = \begin{vmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial V_1} & \frac{\partial F_1}{\partial V_2} & \frac{\partial F_1}{\partial V_3} \\ \frac{\partial F_2}{\partial V_1} & \frac{\partial F_2}{\partial V_2} & \frac{\partial F_2}{\partial V_3} \\ \frac{\partial F_3}{\partial V_1} & \frac{\partial F_3}{\partial V_2} & \frac{\partial F_3}{\partial V_3} \end{vmatrix}$$

Conform fig.1.11 se consideră o rețea dreptunghiulară pentru planul spațiu-timp, notându-se cu j indicele de poziție al punctului și cu k cel de timp. Dacă la timpul k pentru toate punctele j valorile lui V_{\max} sînt cunoscute, atunci după intervalul de timp Δt , adică pentru $k+1$ se pot calcula valorile funcției V de la $j = 2$ pînă la $m-1$ (unde m reprezintă numărul punctelor rețelei).



$$V_{j,k+1} = V_{j,k} - \Delta z / (2 \cdot \Delta x) \cdot [F(v_{j+1,k}) - F(v_{j-1,k})] + (\Delta z / \Delta x)^2 / 2 \cdot [Q_j - Q_{j-1}] + \Delta z \cdot S(v_{j,k}) \quad (1.88)$$

unde s-a notat:

$$Q_j = \frac{1}{2} [F_V(v_{j+1,k}) + F_V(v_{j,k})] \cdot [F(v_{j+1,k}) - F(v_{j,k})] \quad (1.89)$$

Pentru determinarea valorilor funcției la cavitățile conductei trebuie să formulăm condițiile de compatibilitate de-a lungul caracteristicilor după geometria sistemului și valorile stărilor de stare ale mediului exterior.

Trecînd de la o stare inițială dată pentru ξ ,

poate evalua valoarea funcției V în fiecare punct de-a lungul conductei respective. În afară de aceasta, componentele lui V în puncte oarecare ale traseului se pot integra numeric pentru anumite intervale de timp rezultînd așadar soluțiile ecuațiilor de bilanț masic, energetic și de impuls.

În general fenomenele dinamice încep să fie studiate din repaus, la calculul curgerilor apărînd frecvent procese periodice. La început nu se cunosc condițiile create de perioada anterioară astfel încît calculul se face în prima formă pornind din starea de repaus. Apoi se determină condițiile dinaintea începerii următorului ciclu; dacă oscilațiile remanente nu sînt neglijabile se reia calculul, folosindu-le ca și condiții inițiale.

Procesele periodice și de rezonanță pot fi relativ comod studiate prin metode grafice.

Dacă într-un tub deschis la un capăt se mișcă un piston acesta va da naștere unei unde (fig.1.12). În planul X - Z apar două familii de drepte paralele, care reprezintă aproximativ liniile de perturbare. Se admite ipoteza egalității vitezelor de deplasare pentru toate undele parțiale.

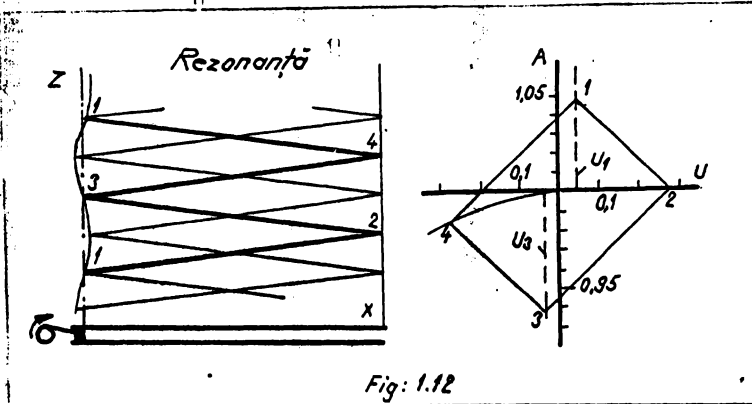


Fig. 1.12

În condiții de rezonanță fiecare undă perturbatoare ajunge după două drumuri dus-întors în poziția inițială a pistonului 1,2,3,4,1 - fig.1.12. Condiția că viteza pistonului este cunoscută se reprezintă în diagrama U - A prin dreptele $U = U_1$ respectiv $U = U_3$. La capătul deschis al tubului avem condiția $P_2 = P_{nod.înc.}$ pentru evacuarea gazului iar la respirarea sa starea 4' se găsește pe o curbă de tip Borda. Conturul caracteristicilor se desenează prin încercări pînă ce se închide. Se constată că deși viteza pistonului este mică apar variații mari de presiune și viteză la capătul liber. Punctele 4' și 2' nu se află la presiunea mediului ambiant; în ipoteza $p'_4 = p'_2$ nu s-ar obține o soluție finită și nici conturul caracteristicilor nu s-ar închide. În realitate energia cinetică a curentului de gaz evacuat este pierdută prin turbionare, fluxul proaspat trebuind reaccelerat.

În ceea ce privește condițiile limită, în continuare pentru exemplificare, se vor prezenta condițiile de margine inerente evacuării printr-un organ de strangulare. Se are în vedere schema cu notații din fig.1.13 pentru urmărirea calculului.

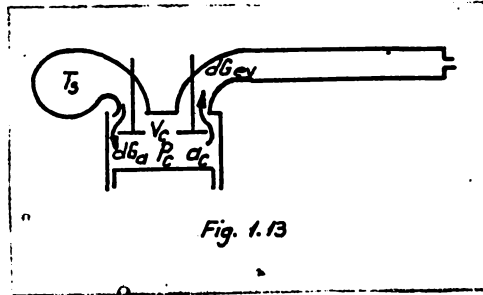
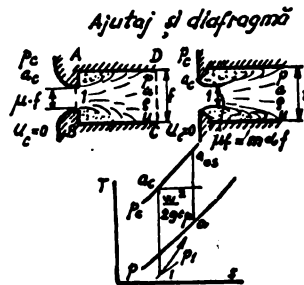


Fig. 1.13

În calculul ajutorajelor și diafragmelor se impune formularea condițiilor limită de forma $U/a_c = f(p/p_0)$ ("c" caracterizând condițiile de intrare în organul studiat). În acest scop sunt scrise (n - 1) ecuații, prezentate în fig. 1.14.



- Cunoscute :** $p_c, a_c, S_c = \pi p_c / a_c^2, u_c = 0$
- Necunoscute :** $u_1, a_1, \rho_1, S_1, u_1, a_1, \rho_1, S$
- Parametri :** μ
- Funcția căutăți :** $u/a_c = f(p/p_c)$
- Ecuația energiei :** $u^2 = \frac{2}{\gamma-1} (a_c^2 - a^2) ; u_1^2 = \frac{2}{\gamma-1} (a_c^2 - a_1^2)$
- Ecuația de stare :** $u S = \mu u_1 S_1$
- Ecuația gazului :** $S = \pi p / a^2 ; S_1 = \pi p_1 / a_1^2$
- Ecuația izentropică :** $p_1 / p_c = (S_1 / S_c)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = (a_1 / a_c)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}$
- Fenomenul în sect. minimă :**
- Sonic :** $u_1 = a_1$
- Subsonic :** $p - p_1 = \mu \cdot \rho_1 \cdot u_1^2 - \rho u^2$
- Domeniul sonic :** $p/p_c = \mu \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot (a_c/u) \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{2} (u/a_c)^2 \right\}$
- Domeniul subsonic :** $p/p_c = \mu \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} \left\{ \frac{1}{(p/p_c)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}} - 1 \right\} \left\{ 1 - \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{u}{a_c} \right)^2 \right\}$

Fig. 1.14

pentru o detaliere a fenomenelor și prelucrarea lor grafică analitică presupunem că gazul este evacuat printr-un ajutoraj de tipul celui din fig.1.15 a). într-un spațiu cu presiune cunoscută p_0 . Pentru secțiunea minimă este valabilă următoarea condiție:

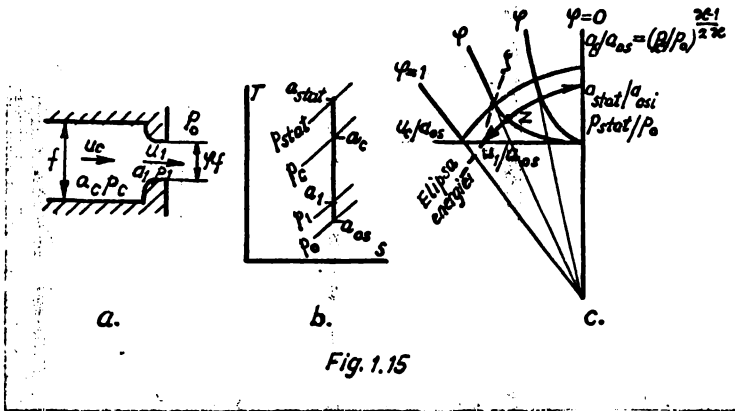


Fig. 1.15

$$p_c/p_0 = 1 \text{ pt. } u_c/a_{0s} \leq 1 \text{ și } w_1/a_1 = 1 \text{ pt. } u_c/a_{0s} \leq 1. \quad (1.90)$$

unde a_{0s} este viteza sunetului pentru gazul de entropie s la presiunea de referință p_0 .

În domeniul subsonic se calculează condiția limită din următoarele ecuații de curgere adimensională:

$$\left(\frac{u_1}{a_{0s}}\right)^2 - \left(\frac{u_c}{a_{0s}}\right)^2 = \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{a_c}{a_{0s}}\right)^2 - 1\right] \quad (1.91)$$

Ecuția continuității:

$$\frac{u_c}{a_{0s}} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_{0s}} = \mu \cdot \frac{u_1}{a_{0s}} \quad (1.92)$$

Procesul de curgere este reprezentat în diagrama T-S din fig.1.15 b și decurge izentropic după relația:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{0s}} = \left(\frac{a_c}{a_{0s}}\right)^{\frac{2}{\gamma-1}} = \left(\frac{p_c}{p_0}\right)^{1/\gamma}$$

Raportul ρ_c/ρ_{0s} se introduce în (92), cu ecuația rezultată putîndu-se elimina u_1/a_{0s} din (91); se obține astfel condiția limită:

$$\left(\frac{u_c}{a_{0s}}\right)^2 = \frac{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{a_c}{a_{0s}}\right)^2 - 1\right]}{\frac{1}{\mu^2} \left(\frac{a_c}{a_{0s}}\right)^{\frac{4}{\gamma-1}} - 1} = \frac{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_c}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right]}{\frac{1}{\mu^2} \left(\frac{p_c}{p_0}\right)^{2/\gamma} - 1} \quad (1.93)$$

Două curbe de acest gen, cu adură de parabolă sînt reprezentate în fig.1.15.c.) Pentru a determina viteza u_1/a_{0s} din

presiunea minimă corespunzătoare unei valori $Z \left(\frac{U_c}{a_{os}} ; \frac{a_c}{a_{os}} \right)$ mărim conturul elipsei de energie prin Z pînă la satisfacerea condiției (90) în secțiunea minimă. Elipsa prin $U_c = U_1 = a_{os}$ limitează domeniul subsonic, ecuația ei fiind după (91) cu $U_1/a_{os} = 1$:

$$\frac{2}{x-1} \left(\frac{a_c}{a_{os}} \right)^2 + \left(\frac{U_c}{a_{os}} \right) = \frac{x+1}{x-1} \quad (1.94)$$

Dacă s-a atins viteza critică (U_{cr}) contrapresiunea p_0 nu mai are nici o importanță raportatele $\frac{dc}{a_{os}}$ și $\frac{U_c}{a_{os}}$ depinzând numai de coeficientul secțiunii efective al de curgere μ . Pentru μ dat, a și U cresc linear cu a_1 și astfel curba condiției limită (95) în domeniul sonic are o alură de dreaptă și trece prin punctul zero. Fiecărui punct Z (fig. 1.15.c) îi corespunde un anumit debit

$$G = \frac{\dot{M}}{M_0} = \frac{f \cdot p_1 \cdot U_c}{f \cdot p_{os} \cdot a_{os}} = (p_c/p_0)^{1/x} \frac{U_c}{a_{os}} \quad (1.95)$$

Curbele de debit G după ecuația (95) completează diagrama $U - A$, ele pornesc de la o valoare corespunzătoare U_c/a_{os} pe axa U și intersectează curba limită (94) acolo unde $\gamma = G$.

Asimilînd curgerea pe lingă supapă cu curgerea prin diuză pot fi aplicate în calcul relațiile mai sus inserate; bineînțeles că presiunea de mediu p_0 , după organul în studiu, trebuie evaluată pas cu pas prin stabilirea valorilor momentane determinate de trenurile de unde, oportună fiind utilizarea în acest scop a unui calculator electronic numeric.

* * *

Din analiza metodelor privind calculul fenomenelor de unde ce însoțesc schimbul de încărcătură prezentate mai sus se pot desprinde cîteva concluzii:

Metodele de calcul bazate pe bilanțuri energetice au în general un principiu unitar de rezolvare a problemei, folosindu-se fie de ecuațiile "acustice" pentru undele de presiune de mică amplitudine fie de ecuația de curgere pentru lichide incompresibile care se poate utiliza în cazul oscilațiilor atenuate care permit calculul pe baza unei densități medii a agentului de lucru. Deosebiri

severe apar în ceea ce privește ipotezele simplificatoare, modul de integrare și condițiile de aplicare ale metodei. Cuprinzând analiza multilaterală a fenomenelor, ele prezintă o deosebită importanță științifică. Datorită complexității lor cât și numărului mare de legături aceste metode sînt greu aplicabile fără ajutorul calculatoarelor electronice; din păcate, reducerea oscilațiilor de presiune care apar în conductele de distribuție a m.a.i., în special a celor supraalimentate cu turbine de impuls, la oscilații de mică amplitudine este de multe ori neavenită, metodele de bilanț energetic conducînd la abateri severe de la valorile măsurate în instalații experimentale. Ipoteza undelor de mică amplitudine, dacă în general poate fi acceptată pentru traseul de admisiune, în cazul traseului de evacuare ea trebuie limitată la motoarele supraalimentate lente sau la cele mediu supraalimentate cu un grad de supralimentare ce să nu depășească 60%.

Metodele grafo-analitice de rezolvare a problemelor legate de calculul proceselor de undă își dovedesc eficiența și prin aceea că pot fi incluse mai ușor condițiile limită, calculul fiind mai complet și pretîndu-se mai bine studiului fenomenelor însoțite de oscilații de mare amplitudine. Metoda caracteristicilor permite urmărirea caracterului de dezvoltare a mișcării fluidului schimbînd cu cilindrul precum și determinarea parametrilor lui în orice secțiune a traseului examinat și în orice moment.

În măsura în care un calculator electronic numeric este informat asupra diagramelor de curgere și de stare, metoda se pretează unei prelucrări mai rapide, deși este extrem de laborioasă.

Cele relatate permit sublinierea faptului că nu există încă un procedeu unitar de calcul a fenomenelor de undă care apar în procesul schimbării încărcăturii. Diferiții cercetători au abordat problema din anumite puncte de vedere în ideea de a controla cu mai multă precizie efectul favorabil al oscilațiilor de presiune, neputîndu-se însă vorbi de un control eficient al acestor fenomene,

orice preocupare în acest sens fiind binevenită.

2. PROCEDEUL DE CALCUL AL FENOMENELOR DE UNDA
DIN CONDUCTE IN CONDITIILE CURGERII UNIDI-
MENSIONALE, CU FRECARÉ SI SCHIMB DE CALDURA
FOLOSIND FUNCTII TRIGONOMETRICE

2.1. Ecuatiile care descriu fenomenele de undă și
soluțiile lor generale.

Curgerea nestaționară de pe traseul de aspirație al
motoarelor cu aprindere prin comprimare se sintetizează matematic
acceptând următoarele ipoteze simplificatoare [33] :

a^o.) Procesul se consideră unidimensional, fenomenele
care-l guvernează fiind dependente numai de timpul τ și o singură
coordonată de spațiu x .

b^o.) Se neglijează efectele frecării interne

c^o.) Dintre forțele exterioare se au în vedere numai
forțele de frecare la pereți

d^o.) Se neglijează efectul "stratificării" fluidului

e^o.) Se acceptă ipoteza invariabilității căldurii specifice
la presiune constantă.

Pentru elementul de fluid din fig.2.1. se scriu ecuația
de continuitate, ecuația de echilibru a forțelor ce acționează
asupra sa, și ecuația energiei:

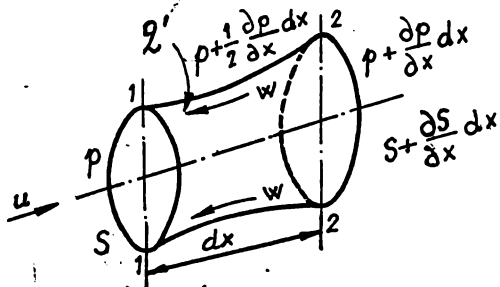


Fig.2.1.

$$\frac{\partial(\rho \cdot s)}{\partial z} dx = - \frac{\partial(\rho \cdot s \cdot u)}{\partial x} dx \quad (2.1.)$$

$$\rho \cdot s \cdot dx \frac{du}{dz} = \rho \cdot s \cdot (\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx) (s + \frac{\partial s}{\partial x} dx) + (\rho + \frac{1}{2} \frac{\partial \rho}{\partial x} dx) \frac{\partial s}{\partial x} \cdot dx - (2.2.)$$

$$- w \cdot \rho \cdot s \cdot dx.$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (u^2 + g \cdot c) \rho \cdot s \cdot dx = - \frac{\partial}{\partial x} (\frac{u^2}{2} + g \cdot c + \frac{p}{\rho}) \cdot \rho \cdot s \cdot u \cdot dx + g \cdot \rho \cdot s \cdot dx. \quad (2.3.)$$

Ecuația (2) stabilește că forța care caracterizează masa de fluid în mișcare, conținută în tubul de curent, este echilibrată de forța determinată de presiunile rezultante din secțiunile 1-1 și 2-2, de componenta orizontală a forței de presiune la perete precum și de forța de frecare W proprie fiecărei unități de masă [40] .

Ecuația (3) pune în evidență faptul că variație în timp a energiei totale conținută de fluid (formată din energia cinetică și energia internă) este egală cu diferența dintre energia introdusă și cea extrasă din tubul de curent (energie cinetică, energie internă și energie necesară deplasării fluidului prin secțiunea de referință) la care se adaugă căldura introdusă în zona de curgere, după indicațiile date în [40] .

O mărime oarecare $Z(x, z)$, de tipul parametrilor care descriu procesul de curgere, are derivată totală în raport cu timpul de forma cunoscută :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial z}{\partial z} + u \frac{\partial z}{\partial x} \quad (2.4.)$$

Dacă tubul de curent este o conductă de secțiune constantă, ecuația (1) devine:

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.5.)$$

Ecuația (2) prelucrată corespunzător conduce la

$$\frac{\partial u}{\partial z} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = -w. \quad (2.6.)$$

Primul principiu al termodinamicii pentru sisteme închise și deschise are expresia matematică :

$$T ds = de + p \cdot d\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (2.7')$$

$$T ds = di - \frac{1}{\rho g} dp.$$

Conform ecuațiilor calorice de stare scrise pentru

gaze perfecte :

$$\begin{aligned} de &= c_v \cdot dT \\ di &= c_p \cdot dT. \end{aligned} \quad (2.7'')$$

Dacă se ține cont că entalpia specifică este :

$$i = e + p \cdot 1/\rho g. \quad (2.7''')$$

prin derivare parțială în raport cu timpul și gruparea corespunzătoare a termenilor avem :

$$g \frac{\partial e}{\partial z} = g \frac{\partial i}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (p/\rho). \quad (2.8.)$$

Folosind (4), (7') și grupînd corespunzător termenii din (3) se obține :

$$\left(\frac{u^2}{2} + g \cdot i\right) \left[\frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot s) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot s \cdot u)\right] + s \cdot \rho \cdot \frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{2} + g \cdot i\right) - \frac{\partial}{\partial z} (s \cdot p) = \frac{q}{\rho} \cdot s. \quad (2.9.)$$

Cu (1) și ținînd cont că secțiunea S este constantă (9) devine:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{2} + g \cdot i\right) - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = 2 \quad (2.10.)$$

care se poate scrie:

$$u \frac{du}{dz} + g \frac{di}{dz} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} = 2 \quad (2.10')$$

Pornind de la ecuația (1.7') și ținînd cont că:

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sigma^2} \quad \text{și} \quad T = \frac{a^2}{g \cdot c_p (\sigma - 1)} \quad (2.11)$$

se deduce :

$$u \frac{du}{ds} + \frac{\sigma^2}{\rho(\alpha-1)} \cdot \frac{d\sigma}{ds} + \frac{1}{\rho} \cdot u \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = z \quad (2.10'')$$

din care

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\rho(\alpha-1)}{\sigma^2} [z - u \left(\frac{du}{ds} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right)] \quad (2.10''')$$

Având în vedere relația (6) obținem :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\rho(\alpha-1)}{\sigma^2} (z - u \cdot w) \quad (2.12)$$

Dezvoltând după (4) relația (12) și neglijând variația în timp a entropiei față de variația sa locală avem :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{\rho(\alpha-1)}{\sigma^2} \left(\frac{z}{u} + w \right) \quad (2.13)$$

Din (7') ținând cont de (7'') și (11) relația primului principiu al termodinamicii devine :

$$\frac{\sigma}{\alpha \rho} \cdot \frac{dp}{ds} = \frac{z}{\alpha-1} \cdot \frac{d\alpha}{ds} - \frac{1}{\alpha-1} \cdot \frac{\sigma}{\rho} \cdot \frac{d\sigma}{ds} \quad (2.14.)$$

Folosind (4) și separând termenii care conțin derivatele în raport cu X avem :

$$\frac{\sigma}{\alpha \rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{z}{\alpha-1} \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \frac{1}{\alpha-1} \cdot \frac{\sigma}{\rho} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (2.15.)$$

Se explicitizează $\frac{\partial p}{\partial x}$ din (15) și înlocuind în (6) se obține:

$$\frac{\partial u}{\partial s} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{z}{\alpha-1} \cdot \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \frac{1}{\alpha-1} \cdot \frac{\sigma^2}{\rho} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial x} = -w \quad (2.16')$$

Cu (13) vom avea :

$$\frac{\partial u}{\partial s} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{z}{\alpha-1} \cdot \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \frac{1}{u} \cdot \rho = 0 \quad (2.16.)$$

Efectul frecării poate fi avut în vedere în ecuația (16) considerând că energia disipată prin frecare și transformată în căldură este parte componentă a căldurii schimbată cu mediul de unitatea de masă de fluid în unitatea de timp :

$$z = -w \cdot u + z' \quad (2.17.)$$

După [58] :

$$W = \frac{\lambda}{2d_{ca}} \cdot u^2 \text{ astfel că notînd :}$$

$$f = \frac{\lambda}{2d_{ca}} \quad (1.18') \quad \text{avem } W = f \cdot u^2 \quad (2.18.)$$

Folosind relația lui Newton pentru calculul căldurii preluată de fluid se deduce :

$$Q' = \frac{4\alpha (\hat{T}_p - \hat{T}_a)}{f \cdot d_{ca}} \quad (2.19.)$$

Coefficientul de transfer termic convectiv α pentru toate gazele și vaporii supraîncălziți în curgere turbulentă prin conducte de rugozitate obișnuită în tehnică, după [65], a cărei expresie a fost prelucrată pentru a rezulta în $[W/m^2 \cdot K]$ conduce la :

$$\alpha = 864,017 \cdot c_p^{0,81} \cdot \lambda_c^{0,19} \cdot d_{ca}^{-0,25} \cdot u^{0,75} \cdot \rho^{0,75} \quad (2.20.)$$

unde c_p este dat în $[kcal/kg \cdot ^\circ K]$ și λ_c în $[kcal/m \cdot s \cdot ^\circ K]$

Dacă traseul cercetat se găsește în chiulasa motorului, cercetările lui Zepf [68] coeficientul de transfer termic este :

$$\alpha = 0,214 \cdot \lambda_c \cdot d_{ca}^{-0,68} \cdot u^{0,68} [1 - 0,765 \text{ hs/ds}] \quad (2.21.)$$

unde λ_c se introduce în $[W/m^2 \cdot K]$

Introducînd (20) în (19) rezultă

$$Q' = 3456,068 \cdot c_p^{0,81} \cdot \lambda_c^{0,19} \cdot d_{ca}^{-1,25} \cdot \rho^{-0,25} \cdot (\hat{T}_p - \hat{T}_a) \cdot u^{0,75} \quad (2.22')$$

Dacă se consideră constante parametrii c_p , λ_c și ρ lucrîndu-se cu temperaturi medii ale peretelui conductei și ale aerului și se notează :

$$ZE = 3456,068 \cdot c_p^{0,81} \cdot \lambda_c^{0,19} \cdot d_{ca}^{-1,25} \cdot \rho^{-0,25} \cdot (\hat{T}_p - \hat{T}_a) \quad (2.22'')$$

relația (22') devine :

$$z' = -2 \cdot \varepsilon \cdot v^{0,75} \quad (2.22)$$

Trebuie observat că dată fiind valoarea densității aerului

$$\rho \approx 1,2 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

parametru ce variază mai mult ca c_p și λ_c datorită fenomenelor de undă, și exponentul la care se ridică acest parametru, în relația (22") se poate accepta și constanta sa.

Exponentul vitezei din relația (22) poate diferi între anumite limite după formulele puse la dispoziție de literatura tehnică de specialitate; notîndu-l cu $\xi + 1$ și folosind și (18) relația (16) devine :

$$\frac{\partial v}{\partial z} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{2}{x-1} \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \sqrt{v^2} + 2 \varepsilon v^\xi = 0 \quad (2.23)$$

Ecuția continuității (5) prelucrată corespunzător conduce la o relație de forma :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} + v \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{x-1}{2} \alpha \cdot \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (2.24.)$$

Valorile momentane ale vitezelor pot fi scrise ca fiind egale cu valorile medii determinate din condițiile staționare de curgere la care se sumează algebric pulsațiile acestora.

Deoarece fenomenele de undă au caracter periodic, pulsațiile vitezelor se pot descompune în serie complexă Fourier astfel că avem :

$$v = \hat{v} + \sum_{k=1}^{\infty} v_k \cdot e^{ik\omega z} \quad (2.25.)$$

$$\alpha = \hat{\alpha} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot e^{ik\omega z} \quad (2.26.)$$

Soluții de acest tip a utilizat Lutz [36] la studiul undelor de presiune și viteză în regim de rezonanță pentru proces strict sinusoidal de oscilație, neglijînd pulsațiile vitezei sunețului și formulînd condițiile limită hidrodinamic

($\rho = \text{const.}$)

Pentru descrierea fenomenelor de undă în cazul de față preferat utilizarea vitezei sunetului ca parametru de calcul în detrimentul presiunii.

Dat fiind faptul că variațiile de stare din undele sonore se produc atât de rapid, încît timpul nu este suficient pentru evacuarea căldurii de compresione, se poate admite că această compresione se produce adiabatic. Într-adevăr, la măsurarea vitezei sunetului în aerul ambiant, s-au găsit valori care coincid cu cele calculate pe baza supoziției unei compresioni izotermice, așa cum ar părea probabil la prima vedere [65]

Așadar pe lângă relația

$$a^2 = \frac{x \cdot p}{\rho} \quad (2.27')$$

este valabilă și

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = a^2 \quad (2.27'')$$

Dacă se logaritmează (27') se diferențiază și se trece de la cantități infinite mici la cantități finite mici obținem:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{x}{x-1} \cdot \frac{\Delta a}{a} \quad (2.27.)$$

Cum pentru aer $x = 1,4$ rezultă că oscilațiile relative ale vitezei sunetului sînt de 7 ori mai mici decît oscilațiile de presiune, ceea ce conduce la reducerea amplitudinii undei.

Aplicînd relația (25) avem :

$$u^{\xi} = (\hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} u_k \cdot e^{i k \omega \xi})^{\xi} = \hat{u}^{\xi} + \xi \cdot \hat{u}^{\xi-1} \cdot (u - \hat{u}) + \dots \quad (2.28.)$$

neglijîndu-se termenii cu rang mai mare decît doi.

Se introduce (25), (26) și (28) în (23) și (24) și prin neglijarea înrîniților mici de ordin superior obținem :

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \hat{u} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{x}{x-1} \hat{a} \cdot \frac{\partial a}{\partial x} + \sigma \cdot \hat{u}^2 + 2\sigma \cdot \hat{u} \cdot (u - \hat{u}) + 2\varepsilon \cdot \hat{u}^{\xi} + 2\varepsilon \cdot \xi \cdot \hat{u}^{\xi-1} \cdot (u - \hat{u}) = 0 \quad (2.29.)$$

$$\frac{\partial a}{\partial \xi} + \hat{u} \cdot \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{x-1}{2} \hat{a} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.30.)$$

Derivînd relațiile (29) și (30) în raport cu ξ și x , amplificîndu-le cu factori potrivit aleși și sumîndu-le corespunzător se obține

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + 2\hat{u} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \xi} + (\hat{u}^2 - a^2) \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + (2\sigma \hat{u} + 2\varepsilon \xi \cdot \hat{u}^{\xi-1}) \cdot \frac{\partial u}{\partial \xi} + (2\sigma \hat{u}^2 + 2\varepsilon \xi \cdot \hat{u}) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.31.)$$

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \xi^2} + 2\hat{u} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x \partial \xi} + (\hat{u}^2 - \hat{\sigma}^2) \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} + (2\hat{\sigma} \cdot \hat{u} + 2\epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}^{\mathcal{J}-1}) \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} + (2\hat{\sigma} \cdot \hat{u}^2 + 2\epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}^{\mathcal{J}}) \frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0 \quad (2.32.)$$

Ecuatiile (31) și (32) descriu fenomenele nestaționare pentru fluidul în curgere cu frecare și schimb de căldură, având ca parametrii viteza momentană a gazului "u" și viteza sunetului "a" la condițiile respective de stare.

Pentru ecuația (31), în cazul armonicii de ordinul K se caută o soluție de forma :

$$u = \hat{u}_K + \mathcal{U}_K \cdot e^{ik\omega\xi} \quad \text{unde} \quad (2.33.)$$

$$\mathcal{U}_K = iA_K \cdot e^{\eta_1 x} + iB_K \cdot e^{\eta_2 x} \quad (2.33')$$

adică:

$$\mathcal{U}_K = \mathcal{U}_K(x)$$

Înlocuind (33) în (31), scriind transformata în r a ecuației rezultate, ecuație în care se neglijează termenul $(\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K + \epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1})^2$ care este de altfel mic, se obțin soluțiile:

$$\eta_1 = \frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K + \epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} + i \cdot k \cdot \omega}{\hat{\sigma}_K - \hat{u}_K} \quad (2.34.)$$

$$\eta_2 = \frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K + \epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} + i \cdot k \cdot \omega}{\hat{\sigma}_K + \hat{u}_K}$$

În această situație vom avea :

$$u = \hat{u}_K + \left(iA_K \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K \cdot x}{\hat{\sigma}_K - \hat{u}_K}} \cdot e^{\frac{\epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_K - \hat{u}_K}} \cdot e^{\frac{i \cdot k \cdot \omega \cdot x}{\hat{\sigma}_K - \hat{u}_K}} + iB_K \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K \cdot x}{\hat{\sigma}_K + \hat{u}_K}} \cdot e^{\frac{-\epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_K + \hat{u}_K}} \cdot e^{\frac{i \cdot k \cdot \omega \cdot x}{\hat{\sigma}_K + \hat{u}_K}} \right) \cdot e^{ik\omega\xi} \quad (2.35.)$$

și deci :

$$\mathcal{U}_K = iA_K \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K + \epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} + i \cdot k \cdot \omega}{\hat{\sigma}_K - \hat{u}_K} \cdot x} + iB_K \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_K \cdot \hat{u}_K + \epsilon \mathcal{J} \cdot \hat{u}_K^{\mathcal{J}-1} + i \cdot k \cdot \omega}{\hat{\sigma}_K + \hat{u}_K} \cdot x} \quad (2.35')$$

Pentru ecuația (32) căutăm de asemenea o soluție de forma:

$$\alpha = \hat{\alpha}_k + A_k \cdot e^{ik\omega t} \quad (2.36.)$$

unde: $A_k = A_k(x)$

Soluțiile tip (33) și (36) trebuie să verifice și ecuațiile (29) și (30) astfel că vom avea :

$$i \cdot k \cdot \omega \cdot \hat{u}_k \cdot e^{ik\omega t} + \hat{u}_k' \cdot \hat{u}_k' \cdot e^{ik\omega t} + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\alpha}_k \cdot A_k' \cdot e^{ik\omega t} + \hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k'^2 + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^3 + 2\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k' \cdot \hat{u}_k \cdot e^{ik\omega t} + 2\varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1} \cdot \hat{u}_k \cdot e^{ik\omega t} = 0 \quad (2.38.)$$

$$ik\omega A_k \cdot e^{ik\omega t} + \hat{u}_k' \cdot A_k' \cdot e^{ik\omega t} + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k' \cdot e^{ik\omega t} = 0 \quad (2.39.)$$

din (39) obținem : $A_k' = - \frac{\frac{x-1}{2} \cdot \hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k' + i \cdot k \cdot \omega \cdot A_k}{\hat{u}_k'}$
care înlocuită în (38) conduce la :

$$A_k = \frac{x-1}{2} \left[i \frac{\hat{u}_k'}{k \cdot \omega \cdot \hat{\alpha}_k} \cdot (\alpha_k^2 - \hat{u}_k'^2) + \left(\frac{\hat{u}_k'}{\hat{\alpha}_k} - 2i \frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k'^2}{k \cdot \omega \cdot \hat{\alpha}_k} - 2i \frac{\varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^3}{k \cdot \omega \cdot \hat{\alpha}_k} \right) \cdot \hat{u}_k - i \frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k'^3 \cdot \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1}}{k \cdot \omega \cdot \hat{\alpha}_k \cdot e^{ik\omega t}} \right] \quad (2.40.)$$

Ultimul termen din paranteza patrată se neglijează, valoarea sa fiind redusă; în același timp trebuie avut în vedere că parametrul A_k nu este funcție de timp.

Înlocuind în (40) pe \hat{u}_k și calculat după (35') se obține după prelucrare :

$$A_k = \frac{x-1}{2} \left\{ -i \left[1 - i \frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1}}{k \cdot \omega} \left(1 - \frac{\hat{u}_k}{\hat{\alpha}_k} \right) \right] \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1} + ik\omega \cdot x}{\hat{\alpha}_k - \hat{\alpha}_k}} + i \left[1 - i \frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1}}{k \cdot \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\alpha}_k} \right) \right] \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1} + ik\omega \cdot x}{\hat{\alpha}_k + \hat{\alpha}_k}} \right\} \quad (2.41')$$

De aici soluția care reprezintă valoarea momentană a vitezei sunetului la distanța X , pentru proces de curgere cu frecare și schimb de căldură, în cazul armonicii de ordinul K este:--

$$\alpha = \hat{\alpha}_k + \frac{x-1}{2} \left\{ -i \left[1 - i \frac{\hat{\alpha}_k \cdot \hat{u}_k + \varepsilon_k \cdot \hat{u}_k'^{3-1}}{k \cdot \omega} \left(1 - \frac{\hat{u}_k}{\hat{\alpha}_k} \right) \right] \right\}$$

$$\cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i \cdot k \cdot \omega \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} + i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k + E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1}}{k \cdot \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\sigma}_k} \right) \right]$$

$$\cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i \cdot k \cdot \omega \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \} e^{i k \omega t}$$

(2.41.)

Soluțiile generale ale ecuațiilor (31) și (32), soluții ce cuprind toate armonicele, vor fi:

$$u = \hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(i A_k \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} + i B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \right) \cdot e^{i k \omega t}$$

(2.42.)

$$\alpha = \hat{\alpha} + \frac{x-1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ -i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k + E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1}}{k \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\sigma}_k} \right) \right] \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} + i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k + E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1}}{k \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\sigma}_k} \right) \right] \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{E_k \cdot \hat{J} \cdot \hat{u}_k^{\hat{J}-1} \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \right\} e^{i k \omega t}$$

(2.43.)

Dacă se neglijează influența schimbului de căldură, adică dacă se consideră :

$$\hat{T}_p = \hat{T}_a \text{ și deci } E_k = 0$$

să obținem expresia soluțiilor generale în cazul procesului de curgere cu frecare numai:

$$u = \hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(i \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} + i \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \right) \cdot e^{i k \omega t}$$

(2.44.)

$$\alpha = \hat{\alpha} + \frac{x-1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ -i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k}{k \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\sigma}_k} \right) \right] \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k - \hat{u}_k}} + i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k}{k \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_k}{\hat{\sigma}_k} \right) \right] \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{\sigma}_k + \hat{u}_k}} \right\} e^{i k \omega t}$$

(2.45.)

În cazul curgerii subcritice cu $Ma_k = \frac{\hat{u}_k}{\hat{a}_k}$ relativ mic se poate neglija valoarea acestuia față de unitate; soluțiile generale ale ecuațiilor de curgere, care redau valorile instantanee ale vitezelor gazului și a sunetului la distanța x de capătul liber al conductei sînt :

$$u = \hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(i \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} + i \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \right) \cdot e^{i k \omega z} \quad (2.46.)$$

$$a = \hat{a} + \frac{x-1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \left(1 - \frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_k}{k \omega} \right) \cdot \left[-i \cdot A_k \cdot e^{\frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} + i \cdot B_k \cdot e^{-\frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_k \cdot x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \right] \right\} \cdot e^{i k \omega z}$$

INSTITUTUL DE FIZICĂ
 TIMIȘOARA
 BIROUȚA ȘTIINȚILOR
 (2.47.)

Pentru proces teoretic de curgere, fără schimb de căldură și fără frecare ($\epsilon_k = 0$ și $\hat{a}_k = 0$) soluțiile sînt :

$$u = \hat{u} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(i \cdot A_k \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} + i \cdot B_k \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \right) \cdot e^{i k \omega z} \quad (2.48.)$$

$$a = \hat{a} + \frac{x-1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left(-i \cdot A_k \cdot e^{\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k - \hat{u}_k}} + i \cdot B_k \cdot e^{-\frac{i k \omega x}{\hat{a}_k + \hat{u}_k}} \right) \cdot e^{i k \omega z} \quad (2.49.)$$

Legătura funcțională între constantele A_k și B_k se va determina din condiții de margine.

De observat că în cazul procesului de curgere cu frecvență și a celui teoretic, ecuația energiei (3) își pierde importanța, fenomenul de undă putînd fi descris doar cu ajutorul ecuației de continuitate (1) și a ecuației de echilibru a forțelor (2).

2.2. Condiții limită și soluțiile particulare ale ecuațiilor de curgere.

2.2.1. Determinarea parametrilor proprii curgerii în regim nestaționar prin conducta de admisiune a unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpi.

Condițiile de margine pentru procesul luat în studiu se vor scrie în ipoteza că traseul de aspirație este o conductă deschisă complet la un capăt și obturată periodic la cealaltă extremitate de către supapa de admisiune, fluidul de lucru evoluind în continuare spre un rezervor sub depresiune materializat prin cilindrul motorului (fig.2.2.)

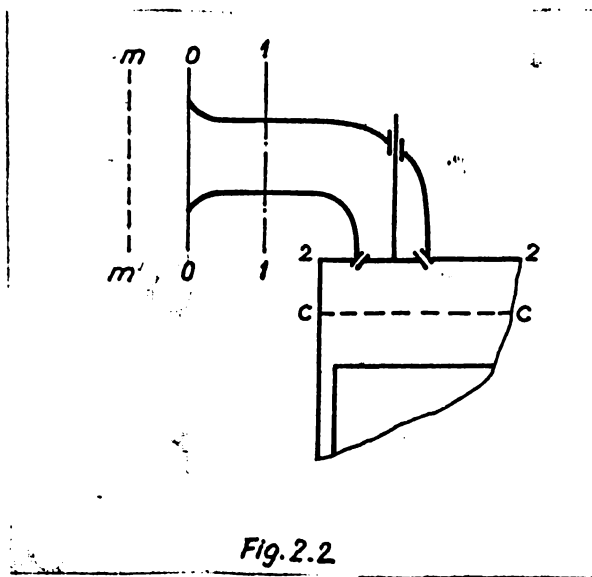


Fig.2.2

Muchile de intrare sînt astfel rotunjite încît jetul nu se contractă ci umple canalul, în cazul luat în studiu presiunea la intrare în conductă fiind egală cu presiunea exterioară.

Dacă conducta are secțiune de intrare cu muchii ascuțite, după cercetările lui Helmholtz citate în [33] și [36]

conducta trebuie prelungită fictiv cu $l = \frac{\pi d}{8}$

spre exterior, aci obținându-se "nodul" care asigură egalitatea presiunii din conductă cu cea din exterior. La conductele de aspirație lungi și de diametru relativ mic, chiar când acestea au porțiunea de intrare nerotunjită, corecția de lungime își pierde din importanță (la $d = 40$ mm rezultă $l = 15,7$ mm doar).

Dacă se integrează ecuația (23) pentru secțiunea de intrare 0-0 se obține :

$$U_0(\xi) + \frac{U_0^2}{2} + \frac{1}{\alpha-1} \alpha_0^2 = D \quad (2.50.)$$

în care funcția de curgere $U_0(\xi) = 0$ pentru cazul în speță deoarece în amonte secțiunii de intrare fluidul nu este în mișcare; totodată trebuie avut în vedere că la schimbări brusce de secțiune variațiile locale ale vitezelor depășesc variațiile în timp [33].

Pentru mediu în repaus aplicând ecuația (50) se deduce constanta de integrare care este :

$$D = \frac{1}{\alpha-1} \alpha_m^2 \quad (2.50')$$

În acest context relația (50) devine:

$$U_0^2 + \frac{2}{\alpha-1} \alpha_0^2 = \frac{2}{\alpha-1} \alpha_m^2$$

Prin înlocuirea expresiilor lui u_0 și α_0 pentru armonica k și intrarea în conductă după (33) și (36) și prin neglijarea termenilor foarte mici obținem :

$$-(\hat{U}_{k_0}^2 + 2\hat{U}_{k_0} \cdot e^{ik_0 z} U_{k_0} + \dots) + \frac{2}{\alpha-1} (\hat{\alpha}_{k_0}^2 + 2\hat{\alpha}_{k_0} \cdot e^{ik_0 z} A_{k_0} + \dots) = \frac{2}{\alpha-1} \alpha_m^2 \quad (2.51.)$$

Ecuația (51) se separă în două ecuații, una conținând valorile medii și cealaltă pentru componentele de oscilație:

$$\hat{U}_{k_0}^2 + \frac{2}{\alpha-1} \hat{\alpha}_{k_0}^2 = \frac{2}{\alpha-1} \alpha_m^2 \quad (2.52.)$$

$$\hat{U}_{k_0} \cdot U_{k_0} + \frac{2}{x-1} \hat{\sigma}_{k_0} \cdot A_{k_0} = 0 \quad (2.53.)$$

De menționat că viteza sunetului a_m raportată la condițiile exterioare conductei este o mărime constantă ; pentru parametrii de oscilație U_{k_0} și A_{k_0} primul indice semnifică ordinul armonicii iar cel de al doilea secțiunea de referință, convenția extinzându-se și la celelalte mărimi.

În cazul că parametrii se evaluează într-ă singură secțiune, în scopul simplificării scrierii, se atribuie un singur indice, propriu ordinului armonicii.

Din (53) avem:

$$A_{k_0} = -\frac{x-1}{2} \cdot \frac{\hat{U}_{k_0}}{\hat{\sigma}_{k_0}} \cdot U_{k_0} \quad (2.54.) \text{ sau}$$

$$A_{k_0} = -\frac{x-1}{2} \cdot b_k \cdot U_{k_0} \quad (2.54) \text{ unde}$$

$$b_k = \frac{\hat{U}_{k_0}}{\hat{\sigma}_{k_0}} \quad (2.54 ")$$

Relația (54) sintetizează condițiile de margine la intrarea în traseul de aspirație

Condițiile limită la ieșirea din canalul de admisiune se scriu avînd în vedere observația anterioară că la schimbări brusce de secțiune variațiile locale ale parametrilor ce descriu curgerea depășesc variațiile în timp ; din acest motiv formularea staționară a acestor condiții este acceptabilă tehnic.

Considerînd că în secțiunea 2-2 controlată de supapă (fig.2) se stabilește o presiune p_2 egală cu presiunea din cilindru p_c , la integrarea ecuației lui Euler (23) se poate neglija funcția de curgere, dependentă de timp :

$$U_2(z) = 0 \quad (2.55.)$$

În acest caz se acceptă și : $A_{k2} = 0$ (2.56.)
 neglijindu-se la ieșire oscilațiile vitezei sunetului, această viteză fiind deci constantă :

$$a_2 = \hat{a}_2 \equiv \text{const.} \quad (2.56')$$

Dacă curgerea pe lângă supapă ar avea caracter critic :

$$p_2 = p_1 \cdot \left(\frac{2}{x+1} \right)^{\frac{x}{1-x}} \quad (2.57.)$$

Secțiunea controlată de supapă de admisiune variază în jurul secțiunii medii totale \hat{S}_2 (termenul constant din dezvoltarea funcției secțiunii în serie Fourier) după o relație de forma :

$$S_2 = \hat{S}_2 + \sum_{k=1}^{\infty} J_{k2} \cdot e^{ik\omega t} \quad (2.58.)$$

Prima armonică a oscilațiilor vitezelor are ca și corespondent armonica întâia a funcției periodice de variație a acestei secțiuni, a doua pe cea de a doua etc. Astfel, pentru secțiunea controlată de supapă, cu referire la armonica de ordinul k se poate scrie

$$S_{k2} = \hat{S}_{k2} + J_{k2} \cdot e^{ik\omega t} \quad (2.59.)$$

În ecuația de continuitate scrisă pentru secțiunile 1-1 și 2-2 (fig.2)

$$u_1 \cdot s_1 \cdot p_1 = u_2 \cdot s_2 \cdot p_2 \quad (2.60')$$

dacă se înlocuiește raportul densităților cu raportul vitezelor sunetului avem :

$$u_1 \cdot s_1 \cdot a_1^{\frac{2}{x-1}} = u_2 \cdot s_2 \cdot a_2^{\frac{2}{x-1}} \quad (2.60.)$$

Pentru toți parametrii ce descriu relația (60) cu excepția vitezei sunetului la ieșire a_2 și a secțiunii S , care sînt constante

se scriu relațiile proprii proceselor oscilatorii care introduse în ecuația (60) pentru armonicile de ordinul K conduc la :

$$\begin{aligned} & (\hat{U}_{K1} + U_{K1} \cdot e^{iK\omega\tau}) \cdot \hat{S}_1 \cdot (\hat{\sigma}_{K1} + A_{K1} \cdot e^{iK\omega\tau})^{\frac{2}{x-1}} = \\ & = (\hat{U}_{K2} + U_{K2} \cdot e^{iK\omega\tau}) (\hat{S}_{K2} + J_{K2} \cdot e^{iK\omega\tau}) \cdot \hat{\sigma}_2^{\frac{2}{x-1}} \end{aligned} \quad (2.61')$$

Se dezvoltă egalitatea (60') se neglijează termenii foarte mici și se separă relații de interdependență între parametrii constanți și mărimile nestaționare :

$$\hat{U}_{K1} \cdot \hat{S}_1 \cdot \hat{\sigma}_{K1}^{\frac{2}{x-1}} = \hat{U}_{K2} \cdot \hat{S}_{K2} \cdot \hat{\sigma}_2^{\frac{2}{x-1}} \quad (2.61'')$$

$$\begin{aligned} & U_{K1} \cdot e^{iK\omega\tau} \cdot S_1 \cdot \hat{\sigma}_{K1}^{\frac{2}{x-1}} + \frac{2}{x-1} A_{K1} \cdot e^{iK\omega\tau} \cdot S_1 \cdot \hat{U}_{K1} \cdot \hat{\sigma}_{K1}^{\frac{2}{x-1}-1} = \\ & = J_{K2} \cdot e^{iK\omega\tau} \cdot \hat{U}_{K2} \cdot \hat{\sigma}_{K2}^{\frac{2}{x-1}} + U_{K2} \cdot e^{iK\omega\tau} \cdot \hat{S}_{K2} \cdot \hat{\sigma}_2^{\frac{2}{x-1}} \end{aligned} \quad (2.61''')$$

Împărțind ultimele două relații avem :

$$\frac{U_{K1}}{\hat{U}_{K1}} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{A_{K1}}{\hat{\sigma}_{K1}} = \frac{J_{K2}}{\hat{S}_{K2}} + \frac{U_{K2}}{\hat{U}_{K2}} \quad (2.61.)$$

Prin introducerea expresiilor pentru "u" și "a" după (33) și (36) în integrala ecuației (23), acceptând pentru ușurare că presiunile $p_0 = p_2$ în cazul curgerii subcritice sau calculând p_2 după (57) pentru curgerea critică, valori după care urmează să se evalueze vitezele medii, se separă din nou ecuația rezultată, obținându-se pentru relația descrisă prin termeni de oscilație :

$$\hat{U}_{K1} \cdot U_{K1} + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{K1} \cdot A_{K1} = \hat{U}_{K2} \cdot U_{K2} \quad (2.62.)$$

Se elimină termenul U_{k2} din (61) și (62) obținind

$$U_{k1} = \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\hat{\sigma}_{k1}}{\hat{U}_{k1}} \cdot \frac{1 - \frac{\hat{U}_{k2}^2}{\hat{\sigma}_{k1}^2}}{\frac{\hat{U}_{k2}^2}{\hat{U}_{k1}^2} - 1} \cdot A_{k1} + \frac{1}{1 - \frac{\hat{U}_{k1}^2}{\hat{U}_{k2}^2}} \cdot \frac{\hat{U}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k2}} \cdot J_{k2} \quad (2.63.)$$

Pentru simplificarea scrierii se introduc notațiile

$$c_k = \frac{\hat{\sigma}_{k1}}{\hat{U}_{k1}} \cdot \frac{1 - \frac{\hat{U}_{k2}^2}{\hat{\sigma}_{k1}^2}}{\frac{\hat{U}_{k2}^2}{\hat{U}_{k1}^2} - 1} \quad \text{și} \quad d_k = \frac{1}{1 - \frac{\hat{U}_{k1}^2}{\hat{U}_{k2}^2}} \quad (2.63'')$$

avind astfel :

$$U_{k1} = \frac{2}{x-1} \cdot c_k \cdot A_{k1} + d_k \frac{\hat{U}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k2}} \cdot J_{k2} \quad (2.63.)$$

La intrare ($x = 0$) după (35') și (41') vom avea :

$$U_{k0} = i A_k + i B_k \quad (2.64.)$$

$$A_k = \frac{x-1}{2} \left\{ -i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{U}_{k0} + E_k \cdot J_{k0} \cdot \hat{U}_{k0}^{\beta-1}}{k \cdot \omega} \left(1 - \frac{\hat{U}_{k0}}{\hat{\sigma}_{k0}} \right) \right] \cdot A_k + \right. \\ \left. + i \left[1 - i \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{U}_{k0} + E_k \cdot J_{k0} \cdot \hat{U}_{k0}^{\beta-1}}{k \cdot \omega} \left(1 + \frac{\hat{U}_{k0}}{\hat{\sigma}_{k0}} \right) \right] \cdot B_k \right. \quad (2.65.)$$

Din (54), (64) și (65) rezultă prin identificarea coeficienților termenilor imaginari :

$$-A_k + B_k = -b_k \cdot A_k - b_k \cdot B_k \quad (2.66.)$$

De aici :

$$\frac{B_k}{A_k} = \frac{1 - b_k}{1 + b_k} = k_k \quad (2.67.)$$

Se notează :

$$y_k = \frac{2\hat{\sigma}_k \cdot \hat{\sigma}_{k1} \cdot \hat{U}_{k1} \cdot x_1}{\hat{\sigma}_{k1}^2 - \hat{U}_{k1}^2}; \quad z_k = \frac{2E_k \cdot J_{k0} \cdot \hat{\sigma}_{k1} \cdot \hat{U}_{k1}^{\beta-1} \cdot x_1}{\hat{\sigma}_{k1}^2 - \hat{U}_{k1}^2} \quad (2.67)$$

$$g_k = \frac{\hat{\sigma}_k \cdot \hat{U}_{k1}}{k \cdot \omega} \left(1 - \frac{\hat{U}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k1}} \right); \quad f_k = \frac{E_k \cdot J_{k0} \cdot \hat{U}_{k1}^{\beta-1}}{k \cdot \omega} \left(1 - \frac{\hat{U}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k1}} \right) \quad (2.68.)$$

$$h_k = \frac{\hat{d}_k \cdot \hat{u}_{k1}}{k \cdot \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_{k1}}{\hat{d}_{k1}} \right); \quad j_k = \frac{\hat{e}_k \cdot \hat{z}_{k1}^{-1} \cdot \hat{u}_{k1}}{k \cdot \omega} \left(1 + \frac{\hat{u}_{k1}}{\hat{d}_{k1}} \right) \quad (2.69)$$

$$q_k = \frac{k \cdot \omega \cdot x_1}{\hat{d}_{k1} - \hat{u}_{k1}}; \quad r_k = \frac{k \cdot \omega \cdot x_1}{\hat{d}_{k1} + \hat{u}_{k1}} \quad (2.70)$$

Folosind notațiile (67-70) se dezvoltă expresiile parametrilor U_{k1} și A_{k1} după (35') și (41') și se face raportul lor; avînd în vedere și (66), prin eliminarea termenului U_{k1} între relația astfel obținută și (63) și ținînd cont de expresiile lui e^{iq_k} și e^{ir_k} avem :

$$\begin{aligned} A_{k1} \{ & c_k [(1+g_k^2+2g_k f_k+f_k^2) e^{y_k+z_k} + k_k (1+h_k^2+2h_k j_k+j_k^2) e^{-(y_k+z_k)} - \\ & - 2k_k (1+g_k h_k+g_k j_k+f_k h_k+f_k j_k) \cdot \cos(q_k+r_k) + 2k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \\ & \cdot \sin(q_k+r_k) + e^{y_k+z_k} - k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + k_k (g_k+f_k+h_k+j_k) \cdot \sin(q_k+r_k) + \\ & + i [(g_k+f_k) \cdot e^{y_k+z_k} - k_k^2 (h_k+j_k) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \cos(\\ & (q_k+r_k) - 2k_k \sin(q_k+r_k)] - d_k \cdot \frac{\hat{u}_{k1}}{\hat{s}_{k2}} \cdot j_{k2} [(1+g_k^2+2g_k f_k+f_k^2) e^{y_k+z_k} + k_k^2 (1+h_k^2 \\ & + 2h_k j_k+j_k^2) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - 2k_k (1+g_k h_k+g_k j_k+f_k h_k+f_k j_k) \cdot \cos(q_k+r_k) + \\ & + 2k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \sin(q_k+r_k)] \cdot \frac{x-1}{2} \end{aligned} \quad (2.71)$$

Modulul parametrului A_{k1} va reprezenta chiar modulul unui vector rotitor, inconstant ca poziție, a cărui proiecție pe axa reală va da elongația oscilației vitezei sunetului corespunzătoare armonicii de ordin k .

$$\begin{aligned}
 [A_{k1}] &= \left[-\left\{ dk \frac{\dot{u}_{k1}}{s_{k2}} f_{k2} \frac{x-1}{2} \left[(1+g_k^2+2g_k \cdot f_k + f_k^2) \cdot e^{y_k+z_k} + k_k^2 (1+h_k^2+2h_k \cdot j_k + j_k^2) \right] \cdot \right. \right. \\
 &\cdot e^{-(y_k+z_k)} - 2k_k (1+g_k \cdot h_k + g_k \cdot j_k + f_k \cdot j_k + f_k \cdot h_k) \cos(q_k+r_k) + 2k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \\
 &\cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right\} / \left\{ c_k \left[(1+g_k^2+2g_k \cdot f_k + f_k^2) \cdot e^{y_k-z_k} + k_k^2 (1+h_k^2+2h_k \cdot j_k + j_k^2) \right] \cdot \right. \\
 &\cdot e^{-(y_k+z_k)} - 2k_k (1+g_k \cdot h_k + g_k \cdot j_k + f_k \cdot j_k + f_k \cdot h_k) \cdot \cos(q_k+r_k) + 2k_k \cdot \\
 &\cdot (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right\} + e^{y_k+z_k} \cdot k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + k_k (g_k+f_k+h_k+j_k) \cdot \\
 &\cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right\}^2 + \left\{ (g_k+f_k) \cdot e^{y_k+z_k} - k_k^2 (h_k+j_k) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - \right. \\
 &\left. - k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cos(q_k+r_k) - 2k_k \sin(q_k+r_k) \right\}^{1/2} \left. \right] \quad (2.72.)
 \end{aligned}$$

Avînd în vedere relația de definiție a parametrului A_{k1} (41') decalajul între oscilația vitezei sunetului și valoarea momentană a secțiunii de trecere pe lângă supapă, pentru armonica de ordinul K este :

$$\begin{aligned}
 \varphi_{A_{k1}} &= \arctg \left\{ \left[c_k \left[(1+g_k^2+2g_k \cdot f_k + f_k^2) \cdot e^{y_k+z_k} + k_k^2 (1+h_k^2+2h_k \cdot j_k + j_k^2) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - \right. \right. \right. \\
 &- 2k_k (1+g_k \cdot h_k + g_k \cdot j_k + f_k \cdot j_k + f_k \cdot h_k) \cdot \cos(q_k+r_k) + 2k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \\
 &\cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right] + e^{y_k+z_k} \cdot k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + k_k (g_k+f_k+h_k+j_k) \cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right\} / \\
 &/ \left\{ (g_k+f_k) \cdot e^{y_k+z_k} - k_k^2 (h_k+j_k) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - k_k (h_k+j_k-g_k-f_k) \cdot \right. \\
 &\cdot \cos(q_k+r_k) - 2k_k \cdot \sin(q_k+r_k) \left. \right\} \quad (2.73.)
 \end{aligned}$$

În mod similar se obține pentru modul parametrului U_{k1}

$$\begin{aligned}
 [U_{k1}] &= \left[dk \frac{\dot{u}_{k1}}{s_{k2}} f_{k2} \left[e^{y_k+z_k} + k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + 2k_k \cdot \cos(q_k+r_k) \right] \right] / \\
 &/ \left\{ c_k \left[e^{y_k+z_k} - k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + k_k (g_k+f_k+h_k+j_k) \cdot \sin(q_k+r_k) \right] + \right. \\
 &+ e^{y_k+z_k} + k_k^2 \cdot e^{-(y_k+z_k)} + 2k_k \cos(q_k+r_k) \left. \right\}^2 + \left\{ c_k \left[(g_k+f_k) \cdot \right. \right. \\
 &\cdot e^{y_k+z_k} - k_k^2 (h_k+j_k) \cdot e^{-(y_k+z_k)} - 2k_k \cdot \sin(q_k+r_k) - \left. \right.
 \end{aligned}$$

$$-k_k (h_k + j_k - g_k - f_k) \cdot \cos(q_k + r_k)]^2 \Big] \Big] \quad (2.74.)$$

Decalajul este :

$$\begin{aligned} \psi_{U_{k1}} = \arctg \Big\{ & - \left[c_k [e^{y_k + z_k} - k_k^2 \cdot e^{-(y_k + z_k)} + k_k (g_k \cdot f_k \cdot h_k \cdot j_k) \cdot \right. \\ & \cdot \sin(q_k + r_k)] + e^{y_k + z_k} + k_k^2 \cdot e^{-(y_k + z_k)} + 2k_k \cos(q_k + r_k) \Big\} / \\ & \left. \left[c_k [(g_k + f_k) e^{y_k + z_k} - k_k^2 (h_k + j_k) \cdot e^{-(y_k + z_k)} - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) - \right. \right. \\ & \left. \left. - k_k (h_k + j_k - g_k - f_k) \cdot \cos(q_k + r_k) \right] \right\} \quad (2.75.) \end{aligned}$$

Dacă se neglijează influența schimbului de căldură vom avea

$$E_k = 0 \text{ și deci } Z_k = 0; f_k = 0; j_k = 0 \quad (2.76.)$$

Modulele amplitudinilor oscilațiilor de viteză și decalajele lor devin :

$$\begin{aligned} |A_{k1}| = & \left[- \left[dk \frac{\dot{U}_{k1}}{S_{k2}} f_{k2} \frac{x-1}{2} [(1+g_k^2) \cdot e^{y_k} + k_k^2 (1+h_k^2) e^{-y_k} - 2k_k (1+h_k \cdot g_k) \cdot \right. \right. \\ & \cdot \cos(q_k + r_k) + 2k_k (h_k - g_k) \sin(q_k + r_k)] \Big\} / \left\{ c_k [(1+g_k^2) e^{y_k} + \right. \\ & + k_k^2 (1+h_k^2) e^{-y_k} - 2k_k (1+g_k \cdot h_k) \cdot \cos(q_k + r_k) + 2k_k (h_k - g_k) \cdot \\ & \cdot \sin(q_k + r_k)] + e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + k_k (g_k + h_k) \cdot \sin(q_k + r_k) \Big\}^2 + \\ & \left. \left[g_k \cdot e^{y_k} - k_k^2 \cdot h_k \cdot e^{-y_k} - k_k (h_k - g_k) \cdot \cos(q_k + r_k) - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right]^2 \right]^{1/2} \Big] \quad (2.77.) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{A_{k1}} = \arctg \Big\{ & \left[c_k [(1+g_k^2) e^{y_k} + k_k^2 (1+h_k^2) e^{-y_k} - 2k_k (1+g_k \cdot h_k) \cdot \right. \\ & \cdot \cos(q_k + r_k) + 2k_k (h_k - g_k) \sin(q_k + r_k)] + e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + \\ & + k_k (g_k + h_k) \sin(q_k + r_k) \Big\} / \left[g_k \cdot e^{y_k} - k_k^2 \cdot h_k \cdot e^{-y_k} - \right. \\ & \left. - k_k (h_k - g_k) \cos(q_k + r_k) - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right] \Big\} \quad (2.78.) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |U_{k1}| = & \left[dk \frac{\dot{U}_{k1}}{S_{k2}} f_{k2} [e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)] \Big\} / \right. \\ & \left. \left[c_k [e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + k_k (g_k + h_k) \cdot \sin(q_k + r_k)] + e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right]^2 + \left[c_k [g_k \cdot e^{y_k} - k_k^2 \cdot h_k \cdot e^{-y_k} - \right. \right. \\ & \left. \left. - k_k (h_k - g_k) \cos(q_k + r_k) - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right]^2 \right]^{1/2} \quad (2.79.) \end{aligned}$$

$$-2k_k \sin(q_k + r_k) - k_k \cdot (h_k - g_k) \cos(q_k + r_k)] \}^2 \}^{1/2} [$$

$$\begin{aligned} \psi_{0k1} = \arctg \left\{ - \left\{ c_k [e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + k_k (g_k + h_k) \sin(q_k + r_k)] + \right. \right. \\ \left. \left. + e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right\} / \left\{ c_k [g_k \cdot e^{y_k} - k_k^2 h_k \cdot e^{-y_k} - \right. \right. \\ \left. \left. - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) - k_k (h_k - g_k) \cos(q_k + r_k)] \right\} \right\} \end{aligned} \quad (2.80.)$$

În cazul în care viteza gazului \hat{u}_{k1} este relativ mică comparativ cu viteza sunetului \hat{a}_{k1} , pentru condițiile respective de stare, parametrii notați sub numerele (68) și (69) devin egali și-si simplifică forma :

$$g_k = h_k = \frac{\hat{a}_k \cdot \hat{u}_{k1}}{k \cdot \omega} \quad (2.81.)$$

Dacă se are în vedere de asemenea că g_k^2 definit după relația de mai sus este relativ mic față de unitate, neglijându-se, obține din (77), (78), (79) și (80) relații simplificate care exprimă modulul vectorilor amplitudine și oscilațiilor de viteză pentru nivelurile de ordinul k și decalajele acestor vectori, în cazul congestiei staționare cu luarea în considerare a frecării la pereții traseului de admisiune :

$$\begin{aligned} [A_{k1}] = \left[\left\{ c_k \frac{\hat{u}_{k1}}{\hat{a}_{k2}} \frac{1}{k} [e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)] \cdot \frac{x-1}{2} \right\} / \right. \\ \left. / \left\{ c_k [e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)] + e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot g_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right\}^2 + \right. \\ \left. + \left\{ g_k \cdot e^{y_k} - k_k^2 \cdot g_k \cdot e^{-y_k} - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right\}^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2.82.)$$

$$\begin{aligned} \psi_{0k1} = \arctg \left\{ \left\{ c_k [e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)] + e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2k_k \cdot g_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right\} / \left\{ g_k (e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k}) - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right\} \right\} \end{aligned} \quad (2.83.)$$

$$|U_{k1}| = \left[\left\{ dk \frac{\dot{u}_{k1}}{s_{k2}} \cdot f_{k2} \left[e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right] \right\} / \left\{ \left[c_k \left[e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k g_k \sin(q_k + r_k) \right] + e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right]^2 + \left[c_k \left[g_k e^{y_k} - k_k^2 \cdot g_k \cdot e^{-y_k} - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right] \right]^2 \right\}^{1/2} \right] \quad (2.84.)$$

$$\psi_{U_{k1}} = \text{arctg} \left\{ - \left[c_k \left[e^{y_k} - k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k g_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right] + e^{y_k} + k_k^2 \cdot e^{-y_k} + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right] / \left[c_k \left[g_k e^{y_k} - k_k^2 g_k e^{-y_k} - 2k_k \cdot \sin(q_k + r_k) \right] \right] \right\} \quad (2.85.)$$

În cazul în care se neglijează și influența frecării asupra procesului de curgere avem :

$$d_k = 0 \quad \text{și deci} \quad g_k = 0; \quad h_k = 0 \quad (2.86.)$$

expresiile modulelor amplitudinilor oscilațiilor de viteză și decalajele lor devenind :

$$|A_{k1}| = \left[\frac{dk \frac{\dot{u}_{k1}}{s_{k2}} \cdot f_{k2} \cdot \frac{x-1}{2} \cdot [1 + k_k^2 - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)]}{\sqrt{\left\{ c_k [1 + k_k^2 - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) + 1 - k_k^2] \right\}^2 + 4k_k^2 \sin^2(q_k + r_k)}} \right] \quad (2.87.)$$

$$\psi_{A_{k1}} = \text{arctg} \frac{c_k [1 + k_k^2 - 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)] + 1 - k_k^2}{-2k_k \cdot \sin(q_k + r_k)} \quad (2.88.)$$

$$|U_{k1}| = \left[\frac{dk \frac{\dot{u}_{k1}}{s_{k2}} \cdot f_{k2} \cdot [1 + k_k^2 + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k)]}{\sqrt{\left[c_k (1 - k_k^2) + 1 + k_k^2 + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) + 4k_k^2 \cdot c_k^2 \cdot \sin^2(q_k + r_k) \right]}} \right] \quad (2.89.)$$

$$\psi_{U_{k1}} = \frac{- \left[c_k (1 - k_k^2) + 1 + k_k^2 + 2k_k \cdot \cos(q_k + r_k) \right]}{-2k_k \cdot c_k \cdot \sin(q_k + r_k)} \quad (2.90.)$$

Notînd cu φ_k defazajul secțiunii de trecere la supapă pentru armonica k și avînd în vedere defazajul în timp $k\omega\delta$ față de momentul inițial, termenii de oscilație pentru viteza sunetului și a gazului vor fi :

$$\Delta q_{K1} = [A_{K1}] \cos(\psi_{q_{K1}} + \varphi_K + k\omega\tau) \quad (2.91.)$$

$$\Delta u_{K1} = [U_{K1}] \cos(\psi_{u_{K1}} + \varphi_K + k\omega\tau) \quad (2.92.)$$

Cu ajutorul relației (27) poate fi calculat termenul de oscilație a presiunii pentru armonica de ordinul K :

$$\Delta p_{K1} = \frac{2\alpha}{\alpha-1} \cdot \frac{\hat{p}_{K1}}{q_{K1}} \cdot [A_{K1}] \cos(\psi_{q_{K1}} + \varphi_K + k\omega\tau) \quad (2.93.)$$

Aplicând grupajele de relații (72)-(75), (77)-(80), (82)-(85) sau (87)-(90) precum și relația (93) și pentru alte armonici de oscilație ale vitezelor și presiunii, care au ca și corespondent armonice de variație ale secțiunii de curgere controlată de supapă, se pot scrie valorile momentane ale vitezei sunetului, a gazului și presiunii în secțiunea 1-1 :

$$q_1 = \hat{q}_1 + \sum_{k=1}^{\infty} [A_{k1}] \cos(\psi_{q_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.94.)$$

$$u_1 = \hat{u}_1 + \sum_{k=1}^{\infty} [U_{k1}] \cos(\psi_{u_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.95.)$$

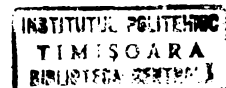
$$p_1 = \hat{p}_1 + \frac{2\alpha}{\alpha-1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\hat{p}_{k1}}{q_{k1}} [A_{k1}] \cos(\psi_{q_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.96.)$$

Valorile raportate, adimensionale, ale vitezelor și presiunii sînt de forma :

$$\tilde{A}_1 = 1 + \frac{1}{\hat{q}_1} \sum_{k=1}^{\infty} [A_{k1}] \cos(\psi_{q_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.97.)$$

$$\tilde{U}_1 = \frac{\hat{u}_1}{\hat{q}_1} + \frac{1}{\hat{q}_1} \sum_{k=1}^{\infty} [U_{k1}] \cos(\psi_{u_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.98.)$$

$$\tilde{P}_1 = 1 + \frac{2\alpha}{\alpha-1} \cdot \frac{1}{\hat{p}_1} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\hat{p}_{k1}}{q_{k1}} [A_{k1}] \cos(\psi_{q_{k1}} + \varphi_k + k\omega\tau) \quad (2.99.)$$



In concluzie, descompunând în serie complexă Fourier legea de variație a secțiunii efective de curgere pe lângă su-papă, pentru fiecare armonică a acestei serii se calculează cu relațiile (91), (92) și (93) oscilațiile respective ale vitezelor și presiunii.

Relațiile (94), (95) și (96) respectiv (97), (98) și (99) permit determinarea finală, dimensională sau adimensională a valorilor momentane ale vitezelor și presiunii.

Metoda expusă sintetizează analitic fenomenele de undă de pe traseul de aspirație al unui motor cu aprindere prin comprimare având ca generator de oscilație pe de o parte supapa, prin luarea în considerare a secțiunilor instantanee de curgere, pe de altă parte pistonul în mișcare, poziția sa determinând în ultimă instanță valorile presiunilor P_2 și de aci și vitezele și presiunile momentane.

2.2.2. Studiul procesului de curgere nestaționară prin secțiuni de discontinuitate.

2.2.2.1. Curgerea printr-o conductă ce-și reduce secțiunea.

Curgerea printr-o conductă ce-și reduce secțiunea este governată de următoarele ecuații (vezi fig. 2.3):

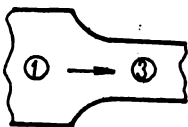


Fig. 2.3

Ecuația energiei : []

$$a_1^2 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot u_1^2 = a_3^2 + \frac{\kappa-1}{2} \cdot u_3^2 \quad (2.100)$$

Ecuația de continuitate:

$$u_1 \cdot S_1 \cdot \rho_1 = u_3 \cdot S_3 \cdot \rho_3 \quad (2.101)$$

care împreună cu ecuația adiabatei conduce la:

$$U_1 \cdot S_1 \cdot \hat{Q}_1^{\frac{2}{x-1}} = U_3 \cdot S_3 \cdot \hat{Q}_3^{\frac{2}{x-1}} \quad (2.101)$$

Pentru armonica de ordinul K folosind relațiile(33) și(36) și neglijind termenii foarte mici vom avea din (100):

$$\begin{aligned} & (\hat{Q}_{K1}^2 + 2\hat{Q}_{K1} \cdot \hat{A}_{K1} \cdot e^{iK\omega t} + \dots) + \frac{x-1}{2} (\hat{U}_{K1}^2 + 2\hat{U}_{K1} \cdot \hat{U}_{K1} \cdot e^{iK\omega t} + \dots) = \\ & = (\hat{Q}_{K3}^2 + 2\hat{Q}_{K3} \cdot \hat{A}_{K3} \cdot e^{iK\omega t} + \dots) + \frac{x-1}{2} (\hat{U}_{K3}^2 + 2\hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K3} \cdot e^{iK\omega t} + \dots) \end{aligned} \quad (2.102')$$

de unde pentru componentele de oscilație se deduce:

$$\hat{Q}_{K1} \cdot \hat{A}_{K1} + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1} \cdot \hat{U}_{K1} = \hat{Q}_{K3} \cdot \hat{A}_{K3} + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K3} \quad (2.102)$$

In mod similar din (101) ținând cont că secțiunile S_1 și S_3 sînt constante avem:

$$\begin{aligned} & (\hat{U}_{K1} + \hat{U}_{K1} \cdot e^{iK\omega t}) \cdot \hat{S}_1 \cdot (\hat{Q}_{K1} + \hat{A}_{K1} \cdot e^{iK\omega t})^{\frac{2}{x-1}} = \\ & = (\hat{U}_{K3} + \hat{U}_{K3} \cdot e^{iK\omega t}) \cdot \hat{S}_3 \cdot (\hat{Q}_{K3} + \hat{A}_{K3} \cdot e^{iK\omega t})^{\frac{2}{x-1}} \end{aligned} \quad (2.103')$$

care conduce după raționamentul de mai sus la:

$$\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K1}} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\hat{A}_{K1}}{\hat{Q}_{K1}} = \frac{\hat{U}_{K3}}{\hat{U}_{K3}} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\hat{A}_{K3}}{\hat{Q}_{K3}} \quad (2.103)$$

Din(102) și (103) se deduce:

$$\hat{U}_{K3} = \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K3}} - \hat{U}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{U}_{K3}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \hat{U}_{K1} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K3}} - \hat{Q}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K3}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \hat{A}_{K1} \quad (2.104)$$

respectiv:

$$\hat{A}_{K3} = \frac{\frac{\hat{U}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K1}} - \hat{Q}_{K1}}{\frac{\hat{U}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K3}} - \hat{Q}_{K3}} \cdot \hat{A}_{K1} + \frac{x-1}{2} \cdot \frac{\frac{\hat{U}_{K3}^2}{\hat{U}_{K1}} - \hat{U}_{K1}}{\frac{\hat{U}_{K3}^2}{\hat{Q}_{K3}} - \hat{Q}_{K3}} \cdot \hat{U}_{K1} \quad (2.105)$$

Pentru valorile medii din ecuațiile (100) și (101) avem:

$$\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 = \hat{Q}_{K3}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K3}^2 \quad (2.106)$$

$$\hat{U}_{K1} \cdot \hat{S}_1 \cdot \hat{Q}_{K1}^{\frac{2}{x-1}} = \hat{U}_{K3} \cdot \hat{S}_3 \cdot \hat{Q}_{K3}^{\frac{2}{x-1}} \quad (2.107)$$

de unde:

$$\hat{U}_{K3} = \sqrt{\frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1} \cdot \hat{S}_1}{\hat{U}_{K3} \cdot \hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right]} \quad (2.108)$$

$$\hat{Q}_{K3} = \left\{ \frac{\hat{U}_{K1}}{\frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1} \cdot \hat{S}_1}{\hat{U}_{K3} \cdot \hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right]} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1}^{\frac{2}{x-1}} \right\}^{\frac{x-1}{2}} \quad (2.109)$$

Parametrul \hat{u}_{k3} se determină din (108) grafic sau folosind metoda lui Muelkr (vezi cap.3) programată pentru calculator iar $\hat{\sigma}_{k3}$ se calculează direct.

În concluzie, cunoscând parametrii \hat{u}_{k1} , $\hat{\sigma}_{k1}$, u_{k1} și A_{k1} pentru porțiunea ① a conductei, cu relațiile (108), (109) respectiv (104) și (105) se pot determina valorile medii ale vitezei gazului și a sunetului \hat{u}_{k3} și $\hat{\sigma}_{k3}$, precum și amplitudinile complexe ale acestora u_{k3} și A_{k3} în porțiunea ③ a conductei, urmînd apoi să se calculeze modulele amplitudinilor și defazajele; repetînd calculul pentru toate armonicile în final se determină valorile instantanee ale vitezei gazului și vitezei sunetului.

2.2.2.2. Curgerea printr-o conductă ce-și mărește secțiunea.

Configurația traseului de curgere este schițată în fig.2.4

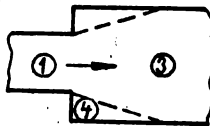


Fig. 2.4

Procesul de curgere poate fi descris analitic în ipoteza că în spațiul inelar notat cu ④ se realizează presiunea p_1 iar în zona ③ unde jetul ia contact cu pereții presiunea crește, valorile acesteia putînd fi determinate din ecuația impulsului.

Relațiile de calcul vor fi stabilite plecînd de la următoarele ecuații de bază:

Ecuația energiei [2.110]:

$$\frac{2}{\gamma-1} \sigma_1^2 + u_1^2 = \frac{2}{\gamma-1} \sigma_3^2 + u_3^2 \quad (2.110)$$

Ecuația impulsului:

$$S_1 \cdot \rho_1 \cdot u_1^2 + S_3 \cdot p_1 = S_3 \cdot \rho_3 \cdot u_3^2 + S_3 \cdot p_3 \quad (2.111)$$

Ecuația de continuitate:

$$\rho_1 \cdot u_1 \cdot S_1 = \rho_3 \cdot u_3 \cdot S_3 \quad (2.112)$$

Relația de calcul a vitezei sunetului:

$$\alpha^2 = \frac{x \rho}{\rho} \quad (2.113)$$

Din (112) și (113) se obține:

$$p_3 = p_1 \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_1} \right)^2 \frac{u_1}{u_3} \cdot \frac{S_1}{S_3} \quad (2.114)$$

care introdusă în (111) conduce la:

$$x \cdot (u_1 - u_3) + \frac{\alpha_1^2}{u_1} \cdot \frac{S_3}{S_1} = \frac{\alpha_3^2}{u_3} \quad (2.115)$$

În cazul armonicii de ordinul K folosind din nou relațiile (33) și (36) pe care le introducem în (110) și (115) și neglijând termenii foarte mici se deduc pentru valorile medii ale parametrilor:

$$\hat{u}_{K3} = \frac{x \cdot \hat{u}_{K1} + \frac{\hat{\alpha}_{K1}^2}{\hat{\alpha}_{K1}} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} - \sqrt{\left(x \cdot \hat{u}_{K1} + \frac{\hat{\alpha}_{K1}^2}{\hat{\alpha}_{K1}} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \right)^2 - 2(x+1)}}{x+1} \quad (2.16)$$

respectiv pentru viteza sunetului:

$$\hat{\alpha}_{K3} = \sqrt{\frac{\hat{\alpha}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{u}_{K1}^2 - \frac{x-1}{2} \cdot \left[x \cdot \hat{u}_{K1} + \frac{\hat{\alpha}_{K1}^2}{\hat{\alpha}_{K1}} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} - \sqrt{\left(x \cdot \hat{u}_{K1} + \frac{\hat{\alpha}_{K1}^2}{\hat{\alpha}_{K1}} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \right)^2 - 2(x+1)} \right]^2}{x+1}} \quad (2.117)$$

unde s-au notat cu \hat{S}_1 și \hat{S}_3 valorile secțiunilor, de altfel constante, S_1 și S_3 .

Pentru amplitudinile complexe rezultă:

$$U_{K3} = \frac{\left\{ U_{K1} \cdot \left[2 \cdot x \cdot \hat{u}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} - x \cdot \hat{u}_{K3}^2 - \hat{\alpha}_{K3}^2 - (x-1) \cdot \hat{u}_{K1}^2 \right] + 2 A_{K1} \cdot \left(\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\alpha}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} - \hat{\alpha}_{K1} \cdot \hat{u}_{K1} \right) \right\}}{\left[2 \cdot x \cdot \hat{u}_{K3} \cdot \hat{u}_{K1} - x \cdot \hat{u}_{K1}^2 - \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\alpha}_{K1}^2 - (x-1) \cdot \hat{u}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} \right]} \quad (2.118)$$

respectiv:

$$A_{K3} = \frac{x-1}{2} \cdot \frac{\hat{u}_{K1}}{\hat{\alpha}_{K3}} \cdot U_{K1} + \frac{\hat{\alpha}_{K1}}{\hat{\alpha}_{K3}} \cdot A_{K1} - \frac{x-1}{2} \cdot \frac{\hat{u}_{K3}}{\hat{\alpha}_{K3}} \cdot \left\{ U_{K1} \cdot \left[2 \cdot x \cdot \hat{u}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} - x \cdot \hat{u}_{K3}^2 - \hat{\alpha}_{K3}^2 - (x-1) \cdot \hat{u}_{K1}^2 \right] + 2 A_{K1} \cdot \left(\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\alpha}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} - \hat{\alpha}_{K1} \cdot \hat{u}_{K1} \right) \right\} / \left[2 \cdot x \cdot \hat{u}_{K3} \cdot \hat{u}_{K1} - x \cdot \hat{u}_{K1}^2 - \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\alpha}_{K1}^2 - (x-1) \cdot \hat{u}_{K1} \cdot \hat{u}_{K3} \right] \quad (2.119)$$

Așa dar calculând cu (116) și (117) valorile medii \hat{u}_{K3} și $\hat{\alpha}_{K3}$ din (118) și (119) se vor determina amplitudinile complexe ale oscilațiilor vitezelor gazului și a sunetului. Stabilind modulul acestor oscilații și defazajele lor se determină valorile instantanee ale parametrilor căutați, pentru armonica de ordinul K ; respectiv calculul pentru toate cele K armonici găsim valorile momentane finale u_3 și α_3 .

Se menționează că presiunea p_3 poate fi stabilită fie după o relație de tipul (2.96), fie folosind ecuația (114) unde bineînțeles cu excepția secțiunilor S_1 și S_3 care sînt constante, ceilalți parametri vor fi introduși cu valorile lor instantanee.

2.2.2.3. Curgerea dintr-o conductă într-un colector.

În cazul curgerii dintr-o conductă într-un colector, conform schemei din fig.2.5 se poate accepta ipoteza că presiunea din conductă este aproximativ egală cu presiunea din colector, ecuația impulsului pierzîndu-și din importanță.

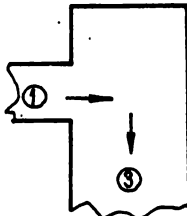


Fig. 2.5

Astfel, procesul de curgere este generat de următoarele

relații:

ecuația energiei [33]:

$$\frac{2}{\alpha-1} \alpha_1^2 + u_1^2 = \frac{2}{\alpha-1} \alpha_3^2 + u_3^2 \quad (2.120)$$

ecuația de continuitate:

$$\rho_1 \cdot u_1 \cdot S_1 = \rho_3 \cdot u_3 \cdot S_3 \quad (2.121)$$

relație de calcul a vitezei sunetului:

$$\alpha_2 = \frac{\alpha p}{\rho} \quad (2.122)$$

Condiția de egalitate a presiunilor:

$$p_1 = p_3 \quad (2.123)$$

Din (130), (131) și (132) obținem:

$$\left(\frac{\alpha_3}{\alpha_1}\right)^2 = \frac{u_3}{u_1} \cdot \frac{S_1}{S_3} \quad (2.124)$$

Pentru armonica de ordinul K , introducînd (33) și

(36) în (120) și (121), neglijînd termenii mici la pătrat sau la

termeni mai mari și separînd ecuațiile astfel obținute în ecuații

ale valorilor medii și ale parametrilor de oscilație, se obține
 viteza medie a gazului, corespunzătoare respectivei armonici:

$$\hat{u}_{k3} = \frac{-\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \frac{\hat{\sigma}_{k1}^2}{\hat{u}_{k1}} + \sqrt{\left(\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \frac{\hat{\sigma}_{k1}^2}{\hat{u}_{k1}}\right)^2 + 2(x-1) \cdot \left(\hat{\sigma}_{k1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{u}_{k1}\right)}}{x-1} \quad (2.125)$$

iar pentru viteza medie a sunetului:

$$\hat{\sigma}_{k3} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \frac{\hat{\sigma}_{k1}^2}{\hat{u}_{k1}} - \sqrt{\left(\frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \frac{\hat{\sigma}_{k1}^2}{\hat{u}_{k1}}\right)^2 + 2(x-1) \cdot \left(\hat{\sigma}_{k1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{u}_{k1}\right)} \right] + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{u}_{k1} + \hat{\sigma}_{k1}^2} \quad (2.126)$$

și aici \hat{S}_1 și \hat{S}_3 reprezentând secțiunea constantă a conductei, respectiv a colectorului.

Din ecuațiile care conțin parametrii de oscilație se obține soluția:

$$\hat{u}_{k3} = \frac{\hat{u}_{k1} \cdot \left(3 \cdot \hat{u}_{k1}^2 - \hat{u}_{k3}^2 + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k1}^2\right) + \frac{4}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k1} \cdot A_{k1} \cdot \left(\hat{u}_{k1} - \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{u}_{k3}\right)}{2 \hat{u}_{k1} \cdot \hat{u}_{k3} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\sigma}_{k1}^2} \quad (2.127)$$

respectiv avînd în vedere relația de interdependență dintre termenii de oscilație dedusă din ecuația energiei și care face parte din sistemul soluționat:

$$\hat{u}_{k1} \cdot \hat{u}_{k1} + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k1} \cdot A_{k1} = \hat{u}_{k3} \cdot \hat{u}_{k3} + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k3} \cdot A_{k3} \quad (2.128)$$

avem:

$$A_{k3} = \frac{x-1}{2} \cdot \frac{\hat{u}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k3}} \cdot \hat{u}_{k1} + \frac{\hat{\sigma}_{k1}}{\hat{\sigma}_{k3}} \cdot A_{k1} - \frac{x-1}{2} \cdot \frac{\hat{u}_{k3}}{\hat{\sigma}_{k3}} \cdot \left[\hat{u}_{k1} \left(3 \cdot \hat{u}_{k1}^2 - \hat{u}_{k3}^2 + \frac{2}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k1}^2\right) + \frac{4}{x-1} \cdot \hat{\sigma}_{k1} \cdot A_{k1} \cdot \left(\hat{u}_{k1} - \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{u}_{k3}\right) \right] / \left(2 \cdot \hat{u}_{k1} \cdot \hat{u}_{k3} + \frac{2}{x-1} \cdot \frac{\hat{S}_3}{\hat{S}_1} \cdot \hat{\sigma}_{k1}^2\right) \quad (2.128)$$

În concluzie, presupunînd că se cunosc parametrii fluidului din secțiunea ①, fluid ce evoluează spre colector, cu relațiile (125), (126), (127) și (128) se pot calcula mărimile ce prezintă interes pentru interiorul colectorului în cazul armonicii de ordinul K . Se stabilesc apoi modulele amplitudinilor complexe ale oscilațiilor în secțiunea ③, defazațele acestora și elongațiile lor, cu tehnica de calcul prezentată în paragraful 2.2.1. Reluînd calculul pentru toate cele K armonici avute în vedere se poate determina în final valoarea instantanee a vitezei gazului și a sunetului în secțiunea ③.

2.2.2.4. Curgerea prin organe de laminare.

Un dispozitiv de laminare poate fi schematizat din punct de vedere funcțional ca în fig.2.6

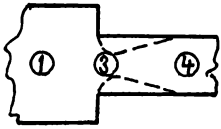


Fig. 2.6

Aplicând relațiile (108) și (109) respectiv (116) și (117) pentru traseul ① - ③ și apoi ③ - ④ vor rezulta pentru valorile medii ale vitezelor gazului și sunetului în zona ④ următoarele expresii în cazul armonicii de ordinul K :

$$\begin{aligned}
 \dot{u}_{K4} = & \left\{ x \cdot \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} + \left\{ \hat{U}_{K1} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1} \right\}^{x-1} / \right. \\
 & / \left. \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} \right\}^{x-1} / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \cdot \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} - \left[x \cdot \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} + \left\{ \hat{U}_{K1} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1} \right\}^{x-1} / \right. \right. \\
 & \left. \left. / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} \right\}^{x-1} \right. \\
 & \left. / \left[\frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \cdot \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \right]^2 - 2(x+1) \right]^{1/2} \right\} / (x+1) \quad (2.129)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{Q}_{K4} = & \left\{ \hat{U}_{K1} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1} \right\}^{x-1} / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{x-1} + \\
 & + \hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 - \frac{x-1}{2} \cdot \left[x \cdot \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} + \left\{ \hat{U}_{K1} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1} \right\}^{x-1} / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} \right\}^{x-1} / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \cdot \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} - \left[x \cdot \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} + \left\{ \hat{U}_{K1} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K1} \right\}^{x-1} / \right. \right. \\
 & \left. \left. / \left\{ \frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \right\}^{1/2} \right\}^{x-1} \right. \\
 & \left. / \left[\frac{2}{x-1} \left[\hat{Q}_{K1}^2 + \frac{x-1}{2} \cdot \hat{U}_{K1}^2 - \left(\frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{U}_{K3}} \cdot \frac{\hat{S}_1}{\hat{S}_3} \right)^{x-1} \cdot \hat{Q}_{K1}^2 \right] \cdot \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \right]^2 - 2(x+1) \right]^{1/2} \right\} / (x+1) \quad (2.130)
 \end{aligned}$$

Dat fiind faptul că \hat{U}_{K3} se deduce dintr-o ecuație transcendentă după relația (108), prin încercări, valoarea acesteia trebuie stabilită în prealabil, la determinarea parametrilor ce prezintă interes din secțiunea (4) putându-se apoi opera direct cu valorile tezelor medii \hat{U}_{K1} și \hat{Q}_{K1} bineînțeles cunoscute fiind secțiunile constante \hat{S}_1, \hat{S}_3 și \hat{S}_4 .

Aplicând relațiile (104) și (105) respectiv (118) se deduce pentru amplitudinea complexă a vitezei în secțiunea (4) :

$$U_{K4} = \left\{ U_{K1} \left[\hat{U}_{K1} (\alpha - 1) \left(\frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{U}_{K4} - \hat{U}_{K3} \right) + \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{U}_{K3}} - \hat{U}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K2}}{\hat{U}_{K2}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \left[\left[2\alpha - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} (\alpha - 1) \right] \cdot \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K4}^2 - \hat{Q}_{K4}^2 \right] \right\} + \frac{\alpha - 1}{2} A_{K1} \left\{ \hat{Q}_{K1} (\alpha - 1) \left(\frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{U}_{K4} - \hat{U}_{K3} \right) + \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{U}_{K3}} - \hat{Q}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K2}}{\hat{U}_{K2}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \left[\left[2\alpha - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} (\alpha - 1) \right] \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K4}^2 - \hat{Q}_{K4}^2 \right] \right\} / \left[(\alpha + 1) \cdot \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K3}^2 - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K3}^2 \right] \quad (2.131)$$

Ecuația energiei pentru termenii de oscilație poate fi scrisă în cazul cercetat:

$$\hat{U}_{K1} U_{K1} + \frac{2}{\alpha - 1} \hat{Q}_{K1} A_{K1} = \hat{U}_{K3} U_{K3} + \frac{2}{\alpha - 1} \hat{Q}_{K3} A_{K3} = \hat{U}_{K4} U_{K4} + \frac{2}{\alpha - 1} \hat{Q}_{K4} A_{K4} \quad (2.132')$$

Având în vedere primul și ultimul membru și ținând cont și de (131) deducem:

$$A_{K4} = \frac{\alpha - 1}{2} \cdot \frac{\hat{U}_{K1}}{\hat{Q}_{K4}} U_{K1} + \frac{\hat{Q}_{K1}}{\hat{Q}_{K4}} A_{K1} - \frac{\alpha - 1}{2} \cdot \frac{\hat{U}_{K4}}{\hat{Q}_{K4}} \cdot \left\{ U_{K1} \left[\hat{U}_{K1} (\alpha - 1) \left(\frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{U}_{K4} - \hat{U}_{K3} \right) + \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{U}_{K3}} - \hat{U}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K2}}{\hat{U}_{K2}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \left[\left[2\alpha - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} (\alpha - 1) \right] \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K4}^2 - \hat{Q}_{K4}^2 \right] \right\} + \frac{\alpha - 1}{2} A_{K1} \left\{ \hat{Q}_{K1} (\alpha - 1) \left(\frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{U}_{K4} - \hat{U}_{K3} \right) + \frac{\frac{\hat{Q}_{K3}^2}{\hat{U}_{K3}} - \hat{Q}_{K1}}{\frac{\hat{Q}_{K2}}{\hat{U}_{K2}} - \hat{U}_{K3}} \cdot \left[\left[2\alpha - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} (\alpha - 1) \right] \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K4}^2 - \hat{Q}_{K4}^2 \right] \right\} / \left[(\alpha + 1) \hat{U}_{K3} \cdot \hat{U}_{K4} - \alpha \cdot \hat{U}_{K3}^2 - \frac{\hat{S}_4}{\hat{S}_3} \cdot \hat{Q}_{K3}^2 \right] \quad (2.132)$$

În relațiile (131) și (132) este pus în evidență parametrul \hat{Q}_{K3} , pentru simplificarea scrierii, parametrul ce poate fi calculat după relația (109).

Aşa dar după relațiile (129), (130), (131) și (132) când este cazul și (108) și (109), cunoscând secțiunile caracteristice ale traseului și parametrii vitezelor în zona ① pentru armonica K pot fi calculați aceiași parametri în zona ④ ; fiind apoi modulele și defazajele lor față de ① se stabilesc valorile instantanee ale vitezelor cu luarea în considerare numai a armonicilor de ordinul K ; reluând calculul pentru toate cele K armonici rezultă valorile căutate finale pentru parametrii vitează.

Relațiile (131) și (132) au un caracter mai general reținându-se și la unele particularizări; astfel dacă $\hat{S}_3 = \hat{S}_4 = \infty$ și $A_{K1} = 0$ se obțin condițiile proprii curgerii printr-o conductă deschisă la un capăt iar dacă $S_3 = 0$ și $U_{K1} = 0$ este descrisă curgerii printr-o conductă cu capătul închis.

În concluzie, relațiile descrise în paragraful 2.2 dau câteva indicații în legătura cu tehnica de calcul ce poate fi utilizată pentru motoare policilindrice, situație în care apar și curburile descrise mai sus. Pentru montajul de conducte ce depășesc eventual situațiile cercetate, ecuațiile de bază și procedeul general de calcul rămân aceleași, urmînd a se dezvolta de la caz la caz relațiile corespunzătoare.

3. CALCULUL FENOMENELOR DINAMICE DIN CONDUCTA DE ADMISIUNE
A MOTOARELOR CU APRINDERE PRIN COMPRIARE IN PATRU
TIMPI FOLOSIND METODA CARACTERISTICILOR.

Pentru studiul curgerii nestaționare, unidimensionale cu frecare, schimb de căldură și variație de secțiune în [25] și [33] ecuația continuității, ecuația mișcării și ecuația energiei se scriu de forma :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot u + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \cdot u \cdot \frac{d \ln S}{dx} = 0 \quad (3.1.)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\zeta_g}{\rho} \left[\frac{d \ln S}{dx} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right] + w = 0 \quad (3.2.)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\alpha p}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \right] - (\alpha - 1) \left[\rho \cdot u \cdot w + \zeta_g \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{S} \cdot \frac{\partial (S \frac{\partial T}{\partial x})}{\partial x} + q_a \right] = 0. \quad (3.3.)$$

unde ζ_g este coeficientul de frecare între particolele de gaz iar q_a este căldura schimbată prin peretele lateral în unitatea de timp și pe elementul de volum fiind exprimată în $[kgm/m^3s = kg/m^2s]$

Sistemul de ecuații (1), (2) și (3) nu are o soluție exactă, absolut generală care să satisfacă și condițiile limită. Pentru rezolvarea acestui sistem poate fi aplicată metoda caracteristicilor, determinându-se condițiile de compatibilitate; trebuie însă neglijați termenii "conducția termică" și "frecarea internă" deoarece nu se pot lua în considerare derivatele de ordin superior și nici derivatele la patrat.

Schimbul de căldură dintre două straturi apropiate cu diferență relativ mare de temperatură se poate înlocui prin introducerea căldurii q_a în stratul mai rece respectiv extragerea căldurii din stratul mai cald [25]

Influența frecării duce de obicei la o turbulență mai pronunțată. Pentru a putea aprecia creșterea entropiei în acest caz se adaugă căldura produsă prin frecare, respectiv prin turbionare q_{fr} - la căldura $q\sigma$.

Dacă se are în vedere ecuația de stare generală a gazului ideal :

$$\frac{p}{p_m} = \left(\frac{\rho}{\rho_m}\right)^\alpha \cdot e^{\frac{5-3m}{Cv}} \quad (3.4!)$$

rezultă prin logaritmare, diferențiere față de Z și înmulțire cu p conform indicațiilor date în [33] .

$$p \frac{d}{dZ} \left[\frac{dp}{p} - \alpha \frac{d\rho}{\rho} \right] + u \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{x p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial Z} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) = \frac{ds}{dZ} \cdot \frac{p}{Cv} \quad (3.4'')$$

Cu această relație pot fi exprimate primii patru termeni ai ecuației (3) în funcție de entropia s :

$$ds = \frac{Cv(\alpha-1)}{p} \left[\rho \cdot u \cdot W + \rho g \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left(S \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q\sigma \right] dZ \quad (3.4''')$$

sau folosind viteza critică α_{ms} , respectiv temperatură T_{ms} și avind în vedere că pentru $\alpha = \text{const.}$

$$ds \cdot \frac{dQ}{T_{ms}} = \frac{Cp \cdot T_{ms}}{T_{ms}} = Cp \frac{d(\alpha_{ms}^2)}{\alpha_{ms}^2} = 2 Cp \frac{d\alpha_{ms}}{\alpha_{ms}} \quad (3.4. iv)$$

din care:

$$\frac{d\alpha_{ms}}{\alpha_{ms}} = d \ln \alpha_{ms} = \frac{1}{2 Cp} ds \quad (3.4 v)$$

rezultă pentru ecuația energiei expresia :

$$d \ln \alpha_{ms} = \frac{1}{2} d \ln T_{ms} = \frac{\alpha-1}{2\alpha} \cdot \frac{1}{p} \left[\rho \cdot u \cdot W + \rho g \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left(S \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + q\sigma \right] dZ \quad (3.4.)$$

După metoda lui Sauer descrisă în [33] soluționarea unui sistem de trei ecuații diferențiale cu derivate parțiale cvasiliniare de ordinul 1 poate fi făcută după cum urmează :

Sistemul este de forma :

$$C_{11} \frac{\partial u}{\partial x} + C_{12} \frac{\partial u}{\partial Z} + C_{13} \frac{\partial p}{\partial x} + C_{14} \frac{\partial p}{\partial Z} + C_{15} \frac{\partial \rho}{\partial x} + C_{16} \frac{\partial \rho}{\partial Z} = F_1$$

$$C_{21} \frac{\partial u}{\partial x} + C_{22} \frac{\partial u}{\partial \xi} + C_{23} \frac{\partial p}{\partial x} + C_{24} \frac{\partial p}{\partial \xi} + C_{25} \frac{\partial \rho}{\partial x} + C_{26} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = F_2. \quad -73-$$

$$C_{31} \frac{\partial u}{\partial x} + C_{32} \frac{\partial u}{\partial \xi} + C_{33} \frac{\partial p}{\partial x} + C_{34} \frac{\partial p}{\partial \xi} + C_{35} \frac{\partial \rho}{\partial x} + C_{36} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = F_3.$$

unde x și ξ sînt variabile independente, iar $u(x, \xi)$, $p(x, \xi)$ și $\rho(x, \xi)$ sînt funcțiile căutate. C și F sînt funcții generale ale variabilelor x, ξ, u, p și ρ . Ecuațiile sînt lineare față de derivate și nelineare față de u, p și ρ , numindu-se din acest motiv eșviliniare. De-a lungul segmentului de curbă AB (fig. 3.1) se cunosc valorile lui u, p și ρ . Pentru a calcula aceste funcții pe o curbă vecină se construiește o rețea în care sînt cunoscute punctul 1 ($x_1, \xi_1, u_1, p_1, \rho_1$) și punctul 2 ($x_2, \xi_2, u_2, p_2, \rho_2$) precum și creșterile lui x și $\xi, \Delta x$ și respectiv $\Delta \xi$.

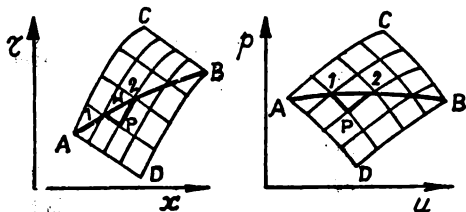


Fig. 3.1

Pentru a determina valorile funcțiilor u, p , și ρ într-un punct care nu se află pe curba AB , se aplică sistemul de ecuații de mai sus, înlocuind diferențialele cu diferențe finite mici :

$$C_{11} \frac{u-u_1}{\Delta x} + C_{12} \frac{u_2-u}{\Delta \xi} + C_{13} \frac{p-p_1}{\Delta x} + C_{14} \frac{p_2-p}{\Delta \xi} + C_{15} \frac{\rho-\rho_1}{\Delta x} + C_{16} \frac{\rho_2-\rho}{\Delta \xi} = F_1.$$

$$C_{21} \frac{u-u_1}{\Delta x} + C_{22} \frac{u_2-u}{\Delta \xi} + C_{23} \frac{p-p_1}{\Delta x} + C_{24} \frac{p_2-p}{\Delta \xi} + C_{25} \frac{\rho-\rho_1}{\Delta x} + C_{26} \frac{\rho_2-\rho}{\Delta \xi} = F_2.$$

$$C_{31} \frac{u-u_1}{\Delta x} + C_{32} \frac{u_2-u}{\Delta \xi} + C_{33} \frac{p-p_1}{\Delta x} + C_{34} \frac{p_2-p}{\Delta \xi} + C_{35} \frac{\rho-\rho_1}{\Delta x} + C_{36} \frac{\rho_2-\rho}{\Delta \xi} = F_3.$$

Necunoscutele se dau factor comun :

$$\begin{aligned} & (C_{11} \cdot \Delta \xi - C_{12} \cdot \Delta x) u + (C_{13} \cdot \Delta \xi - C_{14} \cdot \Delta x) p + (C_{15} \cdot \Delta \xi - C_{16} \cdot \Delta x) \cdot \rho = \\ & = F_1 \cdot \Delta x \cdot \Delta \xi + C_{11} \cdot \Delta \xi \cdot u_1 - C_{12} \cdot \Delta x \cdot u_2 + C_{13} \cdot \Delta \xi \cdot p_1 - C_{14} \cdot \Delta x \cdot p_2 + \\ & + C_{15} \cdot \Delta \xi \cdot \rho_1 - C_{16} \cdot \Delta x \cdot \rho_2. \end{aligned}$$

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMIȘOARA
BIBLIOTECA CENTRALĂ

$$\begin{aligned} & (C_{21} \cdot \Delta \bar{b} - C_{22} \cdot \Delta X) U + (C_{23} \cdot \Delta \bar{b} - C_{24} \cdot \Delta X) \cdot p + (C_{25} \cdot \Delta \bar{b} - C_{26} \cdot \Delta X) \cdot \rho = \\ & = \bar{F}_2 \cdot \Delta X \cdot \Delta \bar{b} + C_{21} \cdot \Delta \bar{b} \cdot U_1 - C_{22} \cdot \Delta X \cdot U_2 + C_{23} \cdot \Delta \bar{b} \cdot p_1 - C_{24} \cdot \Delta X \cdot p_2 + \\ & + C_{25} \cdot \Delta \bar{b} \cdot \rho_1 - C_{26} \cdot \Delta X \cdot \rho_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (C_{31} \cdot \Delta \bar{b} - C_{32} \cdot \Delta X) U + (C_{33} \cdot \Delta \bar{b} - C_{34} \cdot \Delta X) \cdot p + (C_{35} \cdot \Delta \bar{b} - C_{36} \cdot \Delta X) \cdot \rho = \\ & = \bar{F}_3 \cdot \Delta X \cdot \Delta \bar{b} + C_{31} \cdot \Delta \bar{b} \cdot U_1 - C_{32} \cdot \Delta X \cdot U_2 + C_{33} \cdot \Delta \bar{b} \cdot p_1 - C_{34} \cdot \Delta X \cdot p_2 + \\ & + C_{35} \cdot \Delta \bar{b} \cdot \rho_1 - C_{36} \cdot \Delta X \cdot \rho_2 \end{aligned}$$

Soluțiile acestui sistem sînt de forma :

$$U = \frac{n_1}{N} ; \quad p = \frac{n_2}{N} ; \quad \rho = \frac{n_3}{N}$$

unde n_1 și N reprezintă următorii determinanți :

$$n_1 = \begin{vmatrix} \bar{F}_1 \cdot \Delta X \cdot \Delta \bar{b} + C_{11} \Delta \bar{b} \cdot U_1 - & C_{13} \cdot \Delta \bar{b} - C_{14} \Delta X & C_{15} \cdot \Delta \bar{b} - C_{16} \cdot \Delta X \\ -C_{12} \cdot \Delta X \cdot U_2 + C_{13} \cdot \Delta \bar{b} \cdot p_1 - & & \\ -C_{14} \cdot \Delta X \cdot p_2 + C_{15} \cdot \Delta \bar{b} \cdot \rho_1 - & & \\ -C_{16} \cdot \Delta X \cdot \rho_2 & & \\ \bar{F}_2 \cdot \Delta X \cdot \Delta \bar{b} + C_{21} \Delta \bar{b} \cdot U_1 - & C_{23} \cdot \Delta \bar{b} - C_{24} \Delta X & C_{25} \cdot \Delta \bar{b} - C_{26} \cdot \Delta X \\ -C_{22} \cdot \Delta X \cdot U_2 + C_{23} \cdot \Delta \bar{b} \cdot p_1 - & & \\ -C_{24} \cdot \Delta X \cdot p_2 + C_{25} \cdot \Delta \bar{b} \cdot \rho_1 - & & \\ -C_{26} \cdot \Delta X \cdot \rho_2 & & \\ \bar{F}_3 \cdot \Delta X \cdot \Delta \bar{b} + C_{31} \Delta \bar{b} \cdot U_1 - & C_{33} \cdot \Delta \bar{b} - C_{34} \Delta X & C_{35} \cdot \Delta \bar{b} - C_{36} \cdot \Delta X \\ -C_{32} \cdot \Delta X \cdot U_2 + C_{33} \cdot \Delta \bar{b} \cdot p_1 - & & \\ -C_{34} \cdot \Delta X \cdot p_2 + C_{35} \cdot \Delta \bar{b} \cdot \rho_1 - & & \\ -C_{36} \cdot \Delta X \cdot \rho_2 & & \end{vmatrix}$$

$$N = \begin{vmatrix} C_{11} \cdot \Delta \bar{b} - C_{12} \cdot \Delta X & C_{13} \cdot \Delta \bar{b} - C_{14} \Delta X & C_{15} \cdot \Delta \bar{b} - C_{16} \cdot \Delta X \\ C_{21} \cdot \Delta \bar{b} - C_{22} \cdot \Delta X & C_{23} \cdot \Delta \bar{b} - C_{24} \Delta X & C_{25} \cdot \Delta \bar{b} - C_{26} \Delta X \\ C_{31} \cdot \Delta \bar{b} - C_{32} \cdot \Delta X & C_{33} \cdot \Delta \bar{b} - C_{34} \Delta X & C_{35} \cdot \Delta \bar{b} - C_{36} \Delta X \end{vmatrix}$$

Determinanții n_2 și n_3 au o formă asemănătoare cu n_1

Penru rezolvarea sistemului în punctul P (fig.3.1.)

există trei cazuri :

$N \neq 0$ - cazul univoc determinat : u, p și ρ sînt unic determinate în punctul P.

$N = 0$ și - cazul imposibil u, p și ρ au valori infinite în punctul P.

$n_1 \neq 0$

$n_2 \neq 0$

$n_3 \neq 0$

$N = 0$ și - cazul nedeterminat : u, p și ρ sînt nedeterminate în punctul P.

$n_1 = 0$

$n_2 = 0$

$n_3 = 0$

Ultimul caz este cel mai important, segmentul AB fiind o curbă denumită " caracteristică ".

În concluzie, caracteristicile sînt curbe, de-a lungul cărora soluțiile funcțiilor sînt nedeterminate, adică valorile numărătorilor n_1, n_2 și n_3 și a numitorului N sînt egale cu zero.

Prin anularea numitorului și trecerea la diferențiale rezultă :

$$\begin{vmatrix} C_{11} \cdot d\bar{v} - C_{12} \cdot dx & C_{13} \cdot d\bar{v} - C_{14} \cdot dx & C_{15} \cdot d\bar{v} - C_{16} \cdot dx \\ C_{21} \cdot d\bar{v} - C_{22} \cdot dx & C_{23} \cdot d\bar{v} - C_{24} \cdot dx & C_{25} \cdot d\bar{v} - C_{26} \cdot dx \\ C_{31} \cdot d\bar{v} - C_{32} \cdot dx & C_{33} \cdot d\bar{v} - C_{34} \cdot dx & C_{35} \cdot d\bar{v} - C_{36} \cdot dx \end{vmatrix} = 0 \quad (3.5')$$

Se obține astfel o ecuație de gradul 3 pentru $\frac{dx}{d\bar{v}}$. Dacă sistemul este hiperbolic, ecuația de gradul 3 în $\frac{dx}{d\bar{v}}$ admite trei soluții reale, obținându-se astfel trei familii de caracteristici.

Se anulează valoarea lui n_1 (anularea lui n_2 și n_3 nu duce la condiții suplimentare), respectînd relațiile :

$$u_2 = u_1 + \Delta u ; \quad p_2 = p_1 + \Delta p ; \quad \rho_2 = \rho_1 + \Delta \rho$$

și se trece la forma diferențială :

$$F_1 \cdot dx \cdot d\bar{b} + u_1 (C_{13} \cdot d\bar{b} - C_{12} \cdot dx) + \dots \quad C_{13} \cdot d\bar{b} - C_{14} \cdot dx \quad C_{15} \cdot d\bar{b} - C_{16} \cdot dx$$

$$- p_1 (C_{13} \cdot d\bar{b} - C_{14} \cdot dx) + p_1 (C_{15} \cdot d\bar{b} +$$

$$+ C_{16} \cdot dx) - C_{12} \cdot du \cdot dx - C_{14} \cdot dp \cdot dx -$$

$$- C_{16} \cdot dp \cdot dx$$

$$F_2 \cdot dx \cdot d\bar{b} + u_1 (C_{21} \cdot d\bar{b} - C_{22} \cdot dx) + \dots \quad C_{23} \cdot d\bar{b} - C_{24} \cdot dx \quad C_{25} \cdot d\bar{b} - C_{26} \cdot dx$$

$$+ p_1 (C_{23} \cdot d\bar{b} - C_{24} \cdot dx) + p_1 (C_{25} \cdot d\bar{b} +$$

$$+ C_{26} \cdot dx) - C_{22} \cdot du \cdot dx - C_{24} \cdot dp \cdot dx -$$

$$- C_{26} \cdot dp \cdot dx$$

$$F_3 \cdot dx \cdot d\bar{b} + u_1 (C_{31} \cdot d\bar{b} - C_{32} \cdot dx) + \dots \quad C_{33} \cdot d\bar{b} - C_{34} \cdot dx \quad C_{35} \cdot d\bar{b} - C_{36} \cdot dx$$

$$+ p_1 (C_{33} \cdot d\bar{b} - C_{34} \cdot dx) + p_1 (C_{35} \cdot d\bar{b} +$$

$$+ C_{36} \cdot dx) - C_{32} \cdot du \cdot dx - C_{34} \cdot dp \cdot dx -$$

$$- C_{36} \cdot dp \cdot dx$$

Prin scăderea din coloana I-a coloanei II înmulțită cu p_1 și-a coloanei III înmulțită cu p_1 , valoarea determinantului nu se schimbă. Respectiv determinantul (5') rezultă:

$F_1 \cdot d\bar{b} - C_{12} \cdot du - C_{14} \cdot dp - C_{16} \cdot dp$	$C_{13} \cdot d\bar{b} - C_{14} \cdot dx$	$C_{15} \cdot d\bar{b} - C_{16} \cdot dx$	= 0
$F_2 \cdot d\bar{b} - C_{22} \cdot du - C_{24} \cdot dp - C_{26} \cdot dp$	$C_{23} \cdot d\bar{b} - C_{24} \cdot dx$	$C_{25} \cdot d\bar{b} - C_{26} \cdot dx$	
$F_3 \cdot d\bar{b} - C_{32} \cdot du - C_{34} \cdot dp - C_{36} \cdot dp$	$C_{33} \cdot d\bar{b} - C_{34} \cdot dx$	$C_{35} \cdot d\bar{b} - C_{36} \cdot dx$	

Dacă în aceste condiții de compatibilitate se introduc soluțiile determinantului (5') se obține modul de variație a mărimilor u , p și ρ de-a lungul caracteristicilor.

La construcția caracteristicilor, se determină întâi punctul P cu ajutorul primelor două ecuații de direcție (soluțiile determinantului (5')). Cu cea de a treia soluție a determinantului (5') se determină punctul H, de unde pornește a treia caracteristică (fig. 3.1.). Prin interpolare lineară între 1 și 2 se obțin valorile u_H, p_H, ρ_H ale punctului H. Introducând în condițiile de compatibilitate valorile cunoscute $u_{1,2}, H; p_{1,2,H}$ și $\rho_{1,2,H}$, care dau trei ecuații $x_{1,2,H}$,

lineare, se pot calcula valorile mărimilor u , p și ρ din punctul P .
 În a doua aproximație se obțin valori mai apropiate de cele reale.

Pentru cazul în speță, din ecuațiile (1), (2) și (3) se deduce sistemul [33]:

$$\rho \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho \cdot u \frac{d \ln S}{dx} \quad (3.5.II)$$

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} = -W$$

$$u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{x \cdot \rho}{\rho} \cdot u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{x \cdot \rho}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} = (x-1) \cdot (\rho \cdot u \cdot W + q_0)$$

Conform expresiei (5'), prin anularea determinantului rezultă ecuațiile de direcție ale sistemului:

$$\begin{vmatrix} u \cdot dz - dx & \frac{1}{\rho} dz & 0 \\ \rho \cdot dz & 0 & u \cdot dz - dx \\ 0 & u \cdot dz - dx & -\frac{x \cdot \rho}{\rho} \cdot u \cdot dz - \frac{x \cdot \rho}{\rho} \cdot dx \end{vmatrix} = 0$$

Efectuând înmulțirile pentru rezolvarea determinantului, se ajunge la expresia:

$$-(u \cdot dz - dx)^3 + \frac{1}{\rho} \cdot dz \cdot \rho \cdot dz \cdot \frac{x \cdot \rho}{\rho} (u \cdot dz - dx) = 0$$

Cele trei soluții reale ale ecuației de gradul 3 sînt:

$$u \cdot dz - dx = 0 \rightarrow \frac{dx}{dz} = u \quad (\text{curbă de existență}) \quad (3.5.IV)$$

$$(u \cdot dz - dx)^2 = \frac{x \cdot \rho}{\rho} dz^2 \rightarrow \frac{dx}{du} = u \pm \sqrt{\frac{x \cdot \rho}{\rho}} = u \pm \sigma \quad (\text{curbă de perturbare}) \quad (3.5.V)$$

Starea inițială a gazului influențează particulele de-a lungul curbei lor de existență, aceste curbe reprezentînd cea de a treia familie de caracteristici.

Expresia (5^V) reprezintă două familii de curbe corespunzătoare undelor parțiale spre dreapta și spre stînga.

Se observă că termenii învecinare, schimb de căldură și variație de secțiune nu intră în determinantul numitorului, condițiile de reacție nefiind influențate de aceste fenomene.

O undă perturbatoare se deplasează mereu cu viteza sunetului $a = \sqrt{\frac{x \cdot p}{\rho}}$. Anulând determinantul numărătorului (5'') pentru sistemul (5''') se obține :

$$\begin{vmatrix} -W \cdot d\zeta - u & \frac{1}{\rho} \cdot d\zeta & 0 \\ -\rho \cdot u \frac{d\lambda S}{dx} \cdot d\zeta - d\rho & 0 & u d\zeta - dx \\ (\kappa - 1) \cdot (\rho \cdot u \cdot W + q_0) \cdot d\zeta + a^2 d\rho - d\rho & u d\zeta - dx & -a^2 (u \cdot d\zeta - dx) \end{vmatrix} = 0$$

Prin rezolvarea determinantului rezultă :

$$(W \cdot d\zeta + du) \cdot (u \cdot d\zeta - dx)^2 - \frac{1}{\rho} \cdot d\zeta (u \cdot d\zeta - dx) \cdot [a^2 \cdot u \cdot \frac{d\lambda S}{dx} \cdot d\zeta + a^2 d\rho - (\kappa - 1) (\rho \cdot u \cdot W + q_0) \cdot d\zeta - a^2 d\rho + d\rho] = 0$$

Prin introducerea ecuației (5^{IV}) nu se obține nici o condiție de compatibilitate deoarece starea unei particole de gaz variază după ecuația energiei (3).

Pentru a stabili cum variază mărimile u, p și ρ de-a lungul unei caracteristici, se introduce în determinantul de mai sus ecuația (5^V) $\frac{u \cdot d\zeta - dx}{\rho \cdot d\zeta}$ și se obține:

$$\begin{aligned} (W \cdot d\zeta + du) \cdot (\pm a) \cdot d\zeta - \frac{1}{\rho} \cdot d\zeta \cdot a^2 \cdot \rho \cdot u \cdot \frac{d\lambda S}{dx} \cdot d\zeta + \frac{1}{\rho} \cdot d\zeta \cdot (\kappa - 1) \cdot \\ \cdot (\rho \cdot u \cdot W + q_0) \cdot d\zeta - \frac{1}{\rho} \cdot d\zeta \cdot d\rho = 0 \end{aligned}$$

Impărțind expresia cu (7a) se obține :

$$du = \pm \frac{a \cdot d\rho}{\rho \cdot a} \pm a \cdot u \frac{d\lambda S}{dx} \cdot d\zeta - W \cdot d\zeta \left[\pm (\kappa - 1) \cdot \frac{u}{a} \right] \mp (\kappa - 1) \frac{q_0 \cdot d\zeta}{a \cdot \rho}$$

pentru care cu ajutorul relației

$$\frac{1}{\rho \cdot a} = \frac{a}{\kappa \cdot p}$$

se elimină ρ iar W se înlocuiește cu expresia [58] :

$$W = \frac{\lambda}{2d_{ca}} \cdot \frac{u}{|v|} \cdot u^2$$

obținându-se

$$dU = \mp \frac{a \cdot dp}{x \cdot p} \mp a \cdot U \cdot \frac{d(uS)}{dx} \cdot d\zeta - \frac{\lambda}{2dca} \cdot \frac{U}{|U|} \cdot U^2 \left[1 \mp (x-1) \frac{U}{a} \right] d\zeta \pm$$

$$\pm (x-1) \frac{a \cdot qa}{x \cdot p} \cdot d\zeta$$

(3.5.)

Ultima relație poate fi scrisă adimensional de forma [35]:

$$d\left(\frac{U}{a_0}\right) = \mp \frac{1}{x} \cdot \frac{a}{a_{ms}} \cdot \frac{dms}{dm} \cdot d\left(\frac{p}{p_m}\right) \mp \frac{a}{a_{ms}} \cdot \frac{dms}{dm} \cdot \frac{U}{a_m} \cdot \frac{d(uS)}{dk} \cdot d\left(\frac{\zeta \cdot dm}{L}\right) - \frac{\lambda L}{2dca} \cdot \frac{U}{|U|}$$

$$\cdot \frac{U^2}{a_m^2} \left[1 \mp (x-1) \frac{dm}{a_{ms} \cdot dm} \right] d\left(\frac{\zeta \cdot dm}{L}\right) \pm (x-1) \frac{a}{x \cdot p} \cdot \frac{qa \cdot L}{p_m \cdot a_m} \cdot d\left(\frac{\zeta \cdot dm}{L}\right)$$

avînd în vedere că : $\frac{a}{a_{ms}} = \left(\frac{p}{p_m}\right)^{\frac{x-1}{2x}}$ rezultă:

$$\frac{a}{a_{ms}} = \frac{d\left(\frac{p}{p_m}\right)}{\frac{p}{p_m}} = \left(\frac{p}{p_m}\right)^{\frac{x-1}{2x}-1} \cdot d\left(\frac{p}{p_m}\right) = \frac{2x}{x-1} \cdot d\left[\left(\frac{p}{p_m}\right)^{\frac{x-1}{2x}}\right]$$

Pentru simplificarea expresiilor s-au folosit următoarele mărimi adimensionale [33]:

$$U = \frac{U}{a_m}; \quad P = \frac{p}{p_m}; \quad A_s = \frac{a_{ms}}{a_m}; \quad X = \frac{x}{L}; \quad Z = \frac{\zeta \cdot dm}{L};$$

$$S_x = \frac{d(uS \cdot L)}{dx}; \quad \lambda_0 = \frac{\lambda \cdot L}{2 \cdot dca}; \quad Q_a = \frac{qa \cdot L}{p_m \cdot a_m} \quad (3.6.)$$

care introduse în condițiile de compatibilitate de mai sus conduc la:

$$dU = \mp \frac{2}{x-1} \cdot A_s \cdot d\left(P^{\frac{x-1}{2x}}\right) \mp A_s \cdot P^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U \cdot S_x \cdot dZ - \lambda_0 \frac{U^3}{|U|} \cdot \left[1 \mp (x-1) \cdot \frac{U}{P^{\frac{x-1}{2x}} A_s} \right] dZ \pm \frac{x-1}{x} \cdot P^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_s \cdot Q_a \cdot dZ$$

(3.7.)

Relația (7) are următoarea formă:

$$dU = \mp \frac{2}{x-1} \cdot A_s \cdot d\left(P^{\frac{x-1}{2x}}\right) + \Delta_s + \Delta_{frc} + \Delta_a \quad (3.8.)$$

Primul termen se referă la curgerea izentropică nestaționară prin secțiune constantă iar prin ceilalți termeni se ține cont de curgerea nestaționară absolut generală, prin Δ_s se ține cont de

de variația de secțiune, prin Δ_{frec} de frecare și prin ΔQ de influența schimbului de căldură.

Din relația (7) derivă de fapt două ecuații distincte după cele două semne care se află în rața unora dintre termeni, ecuații ce descriu deplasarea undelor spre dreapta respectiv spre stânga.

Folosind și ecuația (4) ca și condiție de compatibilitate respectând relația :

$$q^2 = \left(\frac{dq}{dz}\right)_{s=const} = xRT - x \cdot p \cdot v = x \frac{p}{\rho} \quad (3.9.)$$

și cu notațiile (6) Jenny deduce:

$$d/2 A_s = \frac{x-1}{2} \cdot \lambda \cdot \frac{|u^3|}{(p \frac{x-1}{2} A_s)^2} dz + \frac{x-1}{2x} \cdot \frac{Qq}{p} \cdot dz \quad (3.10.)$$

Ecuațiile (7) și (10) permit determinarea parametrilor raportați U, P, A_s, în cazul general al curgerii cu frecare, schimb de căldură și variație de secțiune.

Pentru curgerea proprie canalizației de admisiune în cazul extremității traseului trebuie avute în vedere condițiile limită specifice.

Condițiile limită constituie o serie de ecuații suplimentare care permit soluționarea ecuațiilor diferențiale cu derivate parțiale, de tip hiperbolic; ce descriu curgerea în regim nestaționara; soluțiile căutate se vor compune astfel din mai multe soluții parțiale, valabile fiecare într-un anumit domeniu.

Pentru procedeul grafic de calcul, condițiile limită se prezintă sub forma unor curbe. Acestea sînt locurile geometrice ale tuturor stărilor posibile în diagrama P-U pe cînd în calculul analitic condițiile limită completează condițiile de compatibilitate la marginea domeniului de calcul.

In cele ce urmează se tratează metoda iterativă de calcul iar apoi condițiile limită impuse de canalizația de admisiune a unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpi la o frecvență pe de o parte suficient de mare pentru ca undele de presiune să nu producă o egalizare a fenomenului pînă la regim staționar și pe de altă parte mai mică decît cea care duce la apariția unor forțe de inerție care nu mai pot fi neglijate [25] , [33]. Totodată se prezintă sistemele de ecuații care descriu curgerea nestaționară în situațiile specifice admisiunii și se dau unele indicații privind găsirea soluțiilor finale ale acestor ecuații.

Pentru rezolvarea sistemului de ecuații (7) și (10) care corespund cazului celui mai general, neglijînd termenul prin care se ține cont de schimbul de căldură, se folosește o metodă de iterație ce cunoaște următoarele faze [25] :

- se înlocuiesc diferențele din expresiile de calcul (7) și (10) cu diferențe finite mici.
- se consideră o rețea în planul $X-Z$ (spațiu - timp) cu pasul ΔX și ΔZ

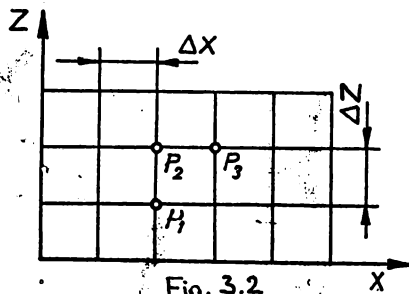


Fig. 3.2

Fiecare punct al rețelei se caracterizează printr-o abscisă și o ordonată (X, Z) .

- se cunosc valorile funcțiilor U , P și A_g ale fiecărui punct de pe axa $Z = 0$, iar pentru $X = 0$ și $X = 1$ se presupun condițiile limită necesare.

- urmează calculul funcțiilor U, P, A_g în toate punctele din planul $X - Z$ adică fie $P_1 (X, Z)$ un punct aflat pe o axă $Z=Z$ avînd valorile funcțiilor U, P, A_g cunoscute (fig.3.3); pentru calculul funcțiilor U, P și A_g în punctul $P_2 (X, Z + \Delta Z)$, se trasează prin punctul P_2 trei drepte corespunzătoare ecuațiilor de direcție care sînt după Jenny [33] :

$$\frac{dx}{dZ} = U \quad (3.11)$$

$$\frac{dx}{du} = u \pm \sqrt{\frac{x \cdot p}{\rho}} = u \pm \sigma \quad (3.12)$$

cunoscute fiind valorile U, P și A_g ale punctului P_1 ;

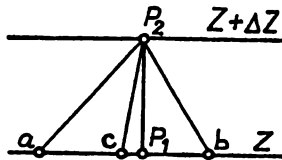


Fig.3.3

abscisele punctelor de intersecție ale celor trei drepte cu axa $Z = Z$ se notează cu a, b și c și au valori după cum urmează :

$$\begin{aligned} a &= X - (U_{P_2} + A_{gP_2}) \cdot \Delta Z \\ b &= X - (U_{P_2} - A_{gP_2}) \cdot \Delta Z \\ c &= X - U_{P_2} \cdot \Delta Z \end{aligned} \quad (3.13)$$

- se determină prin interpolare, de-a lungul axei

$$Z = Z,$$

valorile funcțiilor U, P și A_g în punctele a, b și c care introduse în condițiile de compatibilitate (7) și (10) completate dacă este cazul cu condiții limită, dau un sistem de trei ecuații cu trei necunoscute U, P și A_g ale punctului P_2 .

- urmează un calcul similar pentru punctul $P_3 (X + \Delta X, Z + \Delta Z)$ pînă ce se cunosc funcțiile U, P și A_g pentru întreaga axă $Z + \Delta Z$, după care urmează calculul funcțiilor U, P și A_g punct ce punct de pe axa următoare $Z + 2\Delta Z$.

Procedeeul de calcul este rațional, dacă este verificată convergența și stabilitatea numerică a problemei adică dacă ΔX și $\Delta Z \rightarrow 0$, soluția trebuie să tindă spre soluția strictă a problemei analitice.

Pentru mărirea preciziei de calcul este necesar ca rețeaua să fie cît mai densă adică valorile intervalelor ΔX și ΔZ să fie cît mai mici.

După situațiile specifice admisiunii se sintetizează analitic următoarele tipuri de curgere:

a) Curgerea spre cilindru prin secțiunea controlată de supapa de admisiune.

Curgerea prin organe simple din punct de vedere geometric cum sînt ajutajele cu care pot fi asimilate și supapele, sau diafragmele este un fenomen destul de complicat.

La calculul acestor organe se impune stabilirea condițiilor limită de formă $\frac{u}{a_2} = f(p/p_2)$. În acest sens pentru curgerea pe lingă supapa de admisiune (fig.3.4) se scriu după Jenny [33] următoarele ecuații:

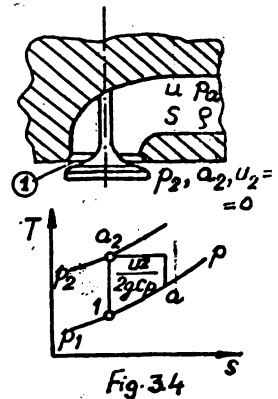
ecuația energiei:

$$u^2 = \frac{2}{x-1} (a_2^2 - a_1^2) \quad (3.14)$$

$$u_1^2 = \frac{2}{x-1} (a_2^2 - a_1^2) \quad (3.15)$$

ecuația continuității:

$$u \cdot \rho = \mu \cdot u_1 \cdot \rho_1 \quad (3.16)$$



ecuația de stare:

$$p = \frac{x \cdot p}{\sigma^2} \quad (3.17)$$

$$p_1 = \frac{x \cdot p_1}{\sigma_1^2} \quad (3.18)$$

ecuația izentropică:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^x = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^{\frac{2x}{x-1}} \quad (3.19)$$

fenomenul în secțiunea minimă:

$$\text{- sonic: } u_1 \approx \sigma_1 \quad (3.20)$$

$$\text{- subsonic: } p = p_1 \quad (3.21)$$

Ecuatiile (20) și (21) au în vedere faptul că în secțiunea minimă se atinge sau nu viteza critică; în acest fel avem de a face cu o ramură subsonică a curbei condițiilor limită respectiv cu o ramură sonică, ultimul caz fiind comun pentru toate organele de laminare.

Folosind relațiile de mai sus, condiția limită în secțiunea controlată de supapă va fi pentru curgerea subcritică pe care o avem în vedere:

$$\mu \sqrt{\frac{2}{x-1} \left[\frac{1}{\left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{x-1}{x}}} - 1 \right]} \cdot \left[1 - \frac{x-1}{2} \left(\frac{u}{\sigma_2} \right)^2 \right] = \left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{x-1}{2x}} \cdot \frac{u}{\sigma_2} \quad (3.22)$$

Introducând notațiile:

$$\frac{p_m}{p_2} = \varepsilon \quad \text{și} \quad \frac{u_m}{\sigma_2} = \gamma \quad (3.23)$$

și folosind și (6) se obține:

$$\frac{\mu}{p^{\frac{x-1}{2x}} \cdot \varepsilon^{\frac{x-1}{2x}}} \sqrt{\frac{2}{x-1} \left[\frac{1}{p^{\frac{x-1}{x}} \cdot \varepsilon^{\frac{x-1}{x}}} - 1 \right]} = \frac{u \cdot \gamma}{1 - \frac{x-1}{2} \cdot u^2 \cdot \gamma^2} \quad (3.23)$$

Din (7) și (10) pornind de la observația că la capătul conductei obturată de supapă numai punctele „b” și eventual „c” se găsesc în interiorul intervalului de calcul și trecînd de la diferențe infinite mici la diferențe finite mici vom avea :

$$U = U_b + \frac{2}{x-1} A_{sb} \cdot \left[P_b^{\frac{x-1}{2x}} - P_b^{\frac{x-1}{2x}} \right] + A_{sb} \cdot P_b^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z - \lambda \cdot \frac{U_b^3}{14l}$$

$$-\cdot \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} A_{sb}} \right] \Delta Z \quad (3.24)$$

$$A_s = e^{\ln A_{sc} + \frac{x-1}{2} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{|U_c^3|}{(P_c \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sc})^2} \cdot \Delta Z} \quad (3.25)$$

Ecuatia(25) nu pune probleme deosebite pentru rezolvare.

Determinarea parametrilor U și P din sistemul format de ecuațiile (23) și (24) poate fi făcută folosind procedeul lui Kani[59]

Se consideră valorile inițiale:

$$U_0 = U \quad (3.26) \text{ unde } U \text{ și } P \text{ sînt valori}$$

$$P_0 = P \text{ deduse pentru secțiunea anterior calculată.}$$

Se notează:

$$\varphi(U, P) = \varphi_0(U_0, P_0) \cdot (1-w) \quad (3.27) \text{ unde:}$$

$$g(U, P) = g_0(U_0, P_0) \cdot (1-w)$$

$$\begin{aligned} \varphi_0 = & U_0 - U_b - \frac{2}{x-1} \cdot A_{sb} \cdot P_0 \frac{x-1}{2x} + \frac{2}{x-1} \cdot A_{sb} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} - A_{sb} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z + \\ & + \lambda_0 \frac{U_b^3}{|U_b|} \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sb}} \right] \cdot \Delta Z \end{aligned} \quad (3.27')$$

$$g_0 = \frac{2\mu^2}{x-1} \left[\frac{1}{P_0 \frac{x-1}{2x} \cdot \varepsilon \frac{x-1}{2x}} - 1 \right] \frac{1}{P_0 \frac{x-1}{2x} \cdot \varepsilon \frac{x-1}{2x}} - \frac{U_0^2 \cdot x^2}{1 - (x-1) \cdot U_0^2 \cdot x^2 + \frac{(x-1)^2}{4} \cdot U_0^4 \cdot x^4} \quad (3.27'')$$

și w este un parametru care variază între 0 și 1.

Se derivează relațiile (27) în raport cu w notînd pentru simplificarea scrierii:

$$n = \frac{x-1}{2x} \quad (3.28)$$

$$U' - \frac{2n}{x-1} \cdot A_{sb} \cdot P^{n-1} \cdot P' = -\varphi_0 \quad (3.28')$$

$$\begin{aligned} & \frac{2\mu^2}{x-1} \left[-\frac{2n \cdot P^{2n-1}}{P^{4n} \cdot \varepsilon^{2n}} \cdot \frac{1}{P^{2n} \cdot \varepsilon^{2n}} + \left(\frac{1}{P^{2n} \cdot \varepsilon^{2n}} - 1 \right) \cdot \frac{-2n \cdot P^{2n-1}}{P^{4n} \cdot \varepsilon^{2n}} \right] \cdot P' - \\ & - \frac{2U \cdot x^2 \left[1 - (x-1) \cdot U^2 \cdot x^2 + \frac{(x-1)^2}{4} \cdot U^4 \cdot x^4 \right] - U^2 \cdot x^2 \left[-2(x-1) \cdot U \cdot x^2 + (x-1)^2 \cdot U^3 \cdot x^4 \right]}{\left[1 - (x-1) \cdot U^2 \cdot x^2 + \frac{(x-1)^2}{4} \cdot U^4 \cdot x^4 \right]^2} \cdot U' = -g_0 \end{aligned}$$

$$(3.28'')$$

Dacă se notează cu F_{11} , F_{12} și F_{13} factorii care în-
 trezesc parametrii U' și P' în relațiile (28'') și (28''') obți-
 nem:

$$F_{11} \cdot P' - F_{13} \cdot U' = -g_0 \quad (3.28)$$

din care rezultă:

$$U' = \frac{F_{11} \cdot g_0 + F_{12} \cdot \varphi_0}{F_{11} \cdot F_{13} - F_{12}} \quad \text{și} \quad P' = \frac{g_0 + F_{13} \cdot \varphi_0}{F_{11} \cdot F_{13} - F_{12}} \quad (3.29)$$

Relațiile (29) mai pot fi scrise prin cantități finite mici de fe-
 rmas:

$$\Delta U = \frac{F_{11} \cdot g_0 + F_{12} \cdot \varphi_0}{F_{11} \cdot F_{13} - F_{12}} \cdot \Delta w \quad (3.30)$$

$$\Delta P = \frac{g_0 + F_{13} \cdot \varphi_0}{F_{11} \cdot F_{13} - F_{12}} \cdot \Delta w$$

Pentru $w=0$ avem valorile inițiale U_0 și P_0 iar din (29) și (30)
 se deduc U_0 , P_0 , ΔU_0 , ΔP_0 .

Pentru intervalul următor (de plidă $w=0,01$) se obține:

$$U_{0,1} = U_0 + \Delta U_0 \quad (3.31)$$

$$P_{0,1} = P_0 + \Delta P_0$$

Operațiile continuă ca mai sus pînă la $w=1$ cînd se obține soluția
 finală, adică valorile căutate pentru U și P .

b) Curgerea din cilindru în conductă prin secțiunea controlată de
 supapa de admisiune.

În situația în care presiunea din cilindru devine mai mare de-
 cît presiunea, din fata supapei fluidul va evolua din cilindru spre
 conducta de admisiune, procesul în diagrama $T-s$ reprezentîndu-se
 în fig. 3.5.

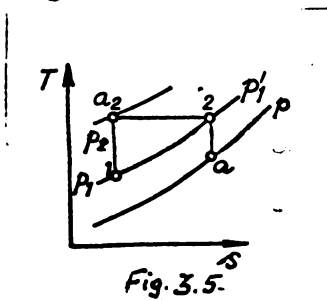


Fig. 3.5.

Făcînd ipoteza că întreaga ener-
 gie cinetică se transformă în sec-
 țiunea minimă, neglijînd efectul de
 "acumulare" din poarta supapei unde
 se avea presiunea P_1 , ecuațiile

(14) - (19) se prelucrează astfel: [33] :

Din (16) se va obține prin introducerea lui (17) și (18)

$$\frac{u_1}{a_2} = f\left(\mu, \frac{u}{a_2}, \frac{p}{p_2}, \frac{a_1}{a_2}, \frac{a}{a_2}\right) \quad \text{și folosind și (15) va dispărea } \frac{u_1}{a_2}$$

Având în vedere că agentul de lucru curge izentropic se poate scrie:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{a}{a_1}\right)^{\frac{2x}{x-1}} \quad (3.32.)$$

Pentru evoluția fluidului prin secțiunea minimă avem:

- în cazul regimului critic de curgere:

$$u_1 = a_1; a_2 = a_1'; u_1' = 0 \quad (3.33)$$

- în cazul regimului subcritic:

$$p_1 = p_1'; a_2 = a_1'; u_1' = 0 \quad (3.34)$$

Din (32) și (33) se obține: $\frac{p}{p_2} = f\left(\frac{p}{p_2}, \frac{a}{a_2}\right)$ iar din (19) cu (32) și (34) rezultă $\frac{a_1}{a_2} = f\left(\frac{p}{p_2}, \frac{a}{a_2}\right)$; în sfârșit folosind și (14) se poate deduce $\frac{a}{a_2} = f\left(\frac{u}{a_2}\right)$ sub forma unei ecuații cuadratice care are următoarea soluție cu sens fizic:

$$\left(\frac{p}{p_2}\right)^{\frac{x-1}{x}} = \left\{ \frac{-\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \left(\frac{u}{a_2}\right)^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{\left(\frac{u}{a_2}\right)^2} + \left\{ \frac{\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \left(\frac{u}{a_2}\right)^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{\left(\frac{u}{a_2}\right)^2} \right\}^2 + \frac{2\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \left(\frac{u}{a_2}\right)^2\right]^{\frac{2(x-2)}{x-1}}}{\left(\frac{u}{a_2}\right)^2} \right\}^{1/2} \cdot 1/2$$

(3.35')

Ținând cont de notațiile (5) și (23') se obține:

$$P^{\frac{x-1}{2x}} = \frac{1}{E^{\frac{x-1}{2x}}} \left\{ \frac{-\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} + \left\{ \frac{\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} \right\}^2 + \frac{2\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{2(x-2)}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} \right\}^{1/2} \cdot 1/2$$

(3.35)

Din (35) și (24) obținem:

$$U_b + \frac{2}{x-1} A_{0b} \left\{ \frac{1}{E^{\frac{x-1}{2x}}} \left\{ \frac{-\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} + \left\{ \frac{\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} \right\}^2 + \frac{2\mu^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} \cdot U^2 \cdot \gamma^2\right]^{\frac{2(x-2)}{x-1}}}{U^2 \cdot \gamma^2} \right\}^{1/2} \cdot 1/2 - P_b^{\frac{x-1}{2x}} \right\} + A_{0b} \cdot P_b^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z - \lambda_0 \cdot \frac{U_b^3}{|U_b|} \cdot \left[1 + (x-1) \cdot \frac{U_b}{P_b^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_{0b}}\right] \cdot \Delta Z - U = 0 \quad (3.36.)$$

Ecuația transcendentă (36) poate fi rezolvată folosind metoda iterativă a lui Mueller și anume:

Ecuația este de tipul:

$$f(U) = 0 \quad (3.36^{\circ})$$

Impunând intervalul $[A, B]$ în care se caută rădăci-
na, în situația în care $f(A) \cdot f(B) < 0$ se determină o valoare $U_0 = C = \frac{A+B}{2}$

Relația de interpolare este valabilă dacă:

$$f(C) \cdot f(A) < 0 \quad \text{și} \quad |f(C)| < |f(B)|$$

$$\text{Dacă } f(C) \cdot f(B) < 0 \quad \text{și} \quad f(C) \cdot f(A) > 0 \quad \text{se}$$

înlocuiește A cu B și B cu A.

Dacă $|f(C)| \geq |f(B)|$ se înlocuiește B cu C și se repe-
tează operația pînă cînd $|f(C)| < |f(B)|$; dacă după un număr fix de ope-
rații $|f(C)|$ este superior lui $|f(B)|$ procedeul este divergent.

Iterația după Mueller se efectuează cu formula:

$$U_i = U_{i-1} - \Delta U \quad (3.36^{!!}) \text{ unde}$$

$$\Delta U = f(A) \cdot \frac{C-A}{f(C)-f(A)} \cdot \left\{ 1 + f(A) \cdot \frac{f(B)-2f(C)+f(A)}{[f(B)-f(C)] \cdot [f(B)-f(A)]} \right\} \quad (3.36^{!!!})$$

Calculul se încheie dacă $\left| \frac{\Delta U}{U} \right| < \epsilon$, unde ϵ este o valoare foarte
mică, impusă, și se obține:

$$B = U \quad \text{dacă } f(U) \cdot f(A) < 0$$

$$A = U \quad \text{dacă } f(U) \cdot f(A) > 0 \quad (3.36^{IV})$$

O dată U cunoscut din (35) se determină P; folosind și
(25) se calculează valoarea parametrului A_g .

c). Curgerea în apropierea supapei de admisiune cînd
aceasta este închisă.

În cazul enunțat mai sus se adoptă pentru secțiunea
controlată de supapă condiția limită:

$$U = 0 \quad (3.37)$$

În acest context, din (24) poate fi determinată va-

loarea parametrului P după o relație de forma:

$$P = \left\{ P_b \frac{x-1}{2x} - \frac{x-1}{2} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z + \frac{x-1}{2 \cdot A_{sb}} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{U_b^3}{|U_b|} \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sb}} \right] \Delta Z - \frac{x-1}{2 \cdot A_{sb}} \cdot U_b \right\} \frac{2x}{x-1} \quad (3.38)$$

iar A_s se stabilește din (25)

d) Curgerea prin conducta de aspirație.

Curgerea în interiorul conductei de aspirație, în regim nes-taționar, fără schimb de căldură este guvernată de următoarele ecua-ții derivate din (7):

$$U = U_a - \frac{2}{x-1} \cdot A_{sa} \cdot \left[P_a \frac{x-1}{2x} - P_a \frac{x-1}{2x} \right] - A_{sa} \cdot P_a \frac{x-1}{2x} \cdot U_a \cdot S_x \cdot \Delta Z - \lambda_0 \cdot \frac{U_a^3}{|U_a|} \left[1 - (x-1) \frac{U_a}{P_a \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sa}} \right] \cdot \Delta Z \quad (3.39)$$

$$U = U_b + \frac{2}{x-1} \cdot A_{sb} \cdot \left[P_b \frac{x-1}{2x} - P_b \frac{x-1}{2x} \right] + A_{sb} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z - \lambda_0 \cdot \frac{U_b^3}{|U_b|} \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sb}} \right] \Delta Z \quad (3.40)$$

și de ecuația (25).

Din (39) și (40) se deduce:

$$P = \left\{ \frac{2}{x-1} \left[A_{sa} \cdot P_a \frac{x-1}{2x} + A_{sb} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \right] + (U_a - U_b) - \left(A_{sa} \cdot P_a \frac{x-1}{2x} \cdot U_a + A_{sb} \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \cdot U_b \right) \cdot S_x \cdot \Delta Z - \left\{ \frac{U_a^3}{|U_a|} \left[1 - (x-1) \frac{U_a}{P_a \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sa}} \right] - \frac{U_b^3}{|U_b|} \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} \cdot A_{sb}} \right] \right\} \cdot \lambda_0 \cdot \Delta Z \right\} / \left[\frac{2}{x-1} (A_{sa} + A_{sb}) \right] \frac{2x}{x-1} \quad (3.41)$$

Se determină apoi U din (39) sau (40) și A_s din (25).

e). Curgerea din exterior în conductă la capătul liber al con-ductei:

Condiția de margine, dedusă din ecuația energiei, pentru curgerea în situația enunțată mai sus este:

$$U = \sqrt{\frac{2}{x-1} \left[1 - P \frac{x-1}{2x} \right]} \quad (3.42)$$

Din (7) avînd în vedere că la capătul liber al conductei numai pu-tele "a" (și eventual "o") se găsesc în interiorul intervalului calcul și trecînd de la diferențe infinit mici la diferențe finite

Acum vom obține o ecuație de formă (39), care pentru ușurința urmării rezolvării se retranscrie:

$$U = U_0 - \frac{2}{x-1} \cdot A_{sv} \left[P^{\frac{x-1}{2x}} - P_0^{\frac{x-1}{2x}} \right] - A_{sv} \cdot P_0^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_0 \cdot S_x \cdot \Delta Z - \lambda_0 \cdot \frac{U_0^3}{|U_0|} \cdot \left[1 - (x-1) \frac{U_0}{P_0^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_{sv}} \right] \Delta Z \quad (3.42')$$

Sistemul de ecuații (42) - (42') se soluționează de asemenea după metoda lui Kani prezentată anterior, introducând în acest scop notațiile:

$$\begin{aligned} \varphi(U, P) &= \varphi_0(U_0, P_0)(1-w) & (3.43) \text{ unde} \\ g(U, P) &= g_0(U_0, P_0)(1-w) \\ \varphi_0 &= U_0 - U_0 + \frac{2}{x-1} \cdot A_{sv} \left[P_0^{\frac{x-1}{2x}} - P_0^{\frac{x-1}{2x}} \right] + A_{sv} \cdot P_0^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_0 \cdot S_x \cdot \Delta Z - \\ & - \lambda_0 \cdot \frac{U_0^3}{|U_0|} \cdot \left[1 - (x-1) \cdot \frac{U_0}{P_0^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_{sv}} \right] \cdot \Delta Z & (3.43') \\ g_0 &= U_0 - \sqrt{\frac{2}{x-1} \left[1 - P_0^{\frac{x-1}{2x}} \right]} & (3.43'') \end{aligned}$$

scriind relațiile (43) în raport cu w și rezolvând sistemul de ecuații astfel rezultat vom avea:

$$\begin{aligned} P' &= \frac{\varphi_0 - \varphi}{\frac{1}{x} \cdot P^{-\frac{x-1}{2x}} \left[A_{sv} - \frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{x-1} (1 - P^{\frac{x-1}{2x}})}} \right]} & (3.44) \\ U' &= \frac{(\varphi_0 - \varphi) A_{sv}}{A_{sv} - \frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{x-1} (1 - P^{\frac{x-1}{2x}})}}} - \varphi_0 \end{aligned}$$

din care: $\Delta P = P' \cdot \Delta w$
 $\Delta U = U' \cdot \Delta w \quad (3.45)$

pentru $w = 0$ avem valorile inițiale U_0 și P_0 , valori deduse pentru ecuațiunea anterior calculată iar din (44) și (45) se deduc $U_0', P_0', \Delta U_0$ și ΔP_0 . Adoptând un pas de calcul $w=0,01$ se obține:

$$\begin{aligned} U_{0,1} &= U_0 + \Delta U_0 \\ P_{0,1} &= P_0 + \Delta P_0 \end{aligned} \quad (3.46)$$

operațiile continuând pînă la $w=1$ cînd se obțin soluțiile căutate U și P .

Din (25) se determină în sfîrșit valorile parametrului λ_0 .

f). Curgerea din conductă spre mediul exterior la capătul liber al conductei:

Condiția limită la capătul deschis al conductei este de formă:

$$U = - \sqrt{\frac{2}{x-1}} \left[P^{\frac{x-1}{2x}} - 1 \right] \quad (3.47)$$

ecuațiile (42') și (25) păstrându-și valabilitatea pentru descrierea curgerii în regim nestaționar, fără schimb de căldură.

Sistemul format din ecuațiile (42') și (47) se rezolvă după metoda expusă la punctul e), diferind doar forma derivatelor P' și U' care sînt în acest caz:

$$P' = \frac{g_0 - \gamma_0}{\frac{1}{x} \cdot P^{-\frac{x-1}{2x}} \cdot \left[A_{sv} - \frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{x-1}} (P^{\frac{x-1}{2x}} - 1)} \right]} \quad (3.48)$$

$$U' = \frac{\gamma_0 - g_0}{A_{sv} - \frac{1}{2\sqrt{\frac{2}{x-1}} (P^{\frac{x-1}{2x}} - 1)}} - \gamma_0 \quad (3.49)$$

Valoarea vitezei raportată a sunetului A_s se determină din nou din ecuația (25).

În concluzie, completînd tabloul condițiilor limită scrise de Jenny pentru toate situațiile care pot apărea la curgerea nestaționară de pe traseul de admisiune și găsind metode iterative potrivite de rezolvare a sistemelor de ecuații transcendente ce sintetizează fenomenele cercetate, este posibilă determinarea analitică a parametrilor ce prezintă interes U, P și A_s .

Volumul deosebit al calculelor ce trebuie efectuate împreună cu necesitatea utilizării calculatorului electronic numeric.

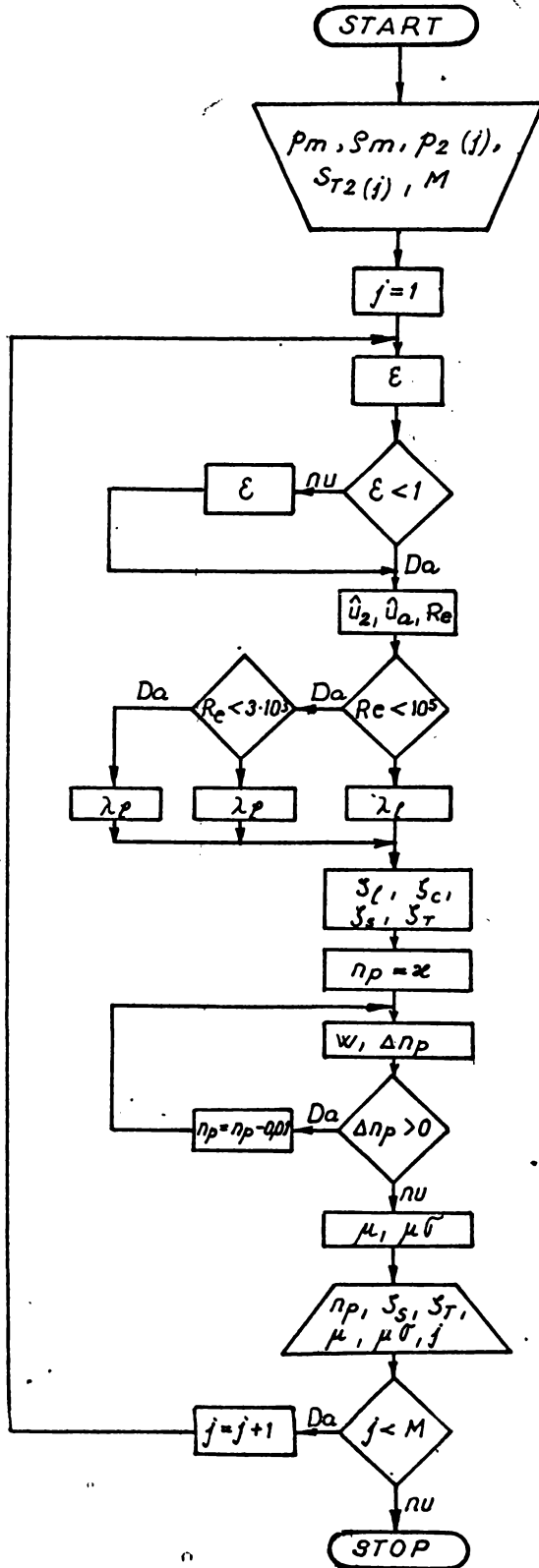


Fig. 4.4

4. DETERMINAREA ANALITICA A COEFICIENTILOR DE DEBIT
PROPRII SUPAPELOR DE ADMISIUNE ALE MOTOARELOR CU
ARDERE INTERNA SI STUDIUL PRECARII IN CONDITIILE
CURGERII NESTATIONARE.

4.1. Metoda de calcul a coeficientilor de debit pentru sectiune
controlata de supapa de admisiune.

Precizia de calcul la evaluarea cantitativa a încărcăturii schimbate cu mediul exterior de către cilindrii motoarelor cu ardere internă este determinată printre altele și de posibilitățile de apreciere a coeficientului de debit realizat în timpul curgerii agentului de lucru prin canalizația de admisiune.

De cele mai multe ori coeficientul de debit definit ca raport dintre debitul real și cel teoretic (propriu curgerii izentropice) se determină pe instalații special amenajate în condiții statice de aspirație, condiții ce pot diferi sensibil de cele reale, realizate în motor; pornind de la această observație și ținând cont că realizarea instalației de încercat ridică unele probleme, în cele ce urmează se propune determinarea analitică a coeficientului de debit pentru traseul de admisiune al motoarelor cu ardere internă în 4 timpi, la regimul de curgere subcritice.

În sens termodinamic procesul de curgere este un proces pentru care nu există schimb de energie sub formă de lucru mecanic cu mediul exterior avînd loc în acele sisteme care nu posedă instalații pentru producere sau consum de lucru mecanic tehnic. Scriind în acest context ecuația principiului I al termodinamicii pentru sisteme deschise avem [62]:

$$q_{12} = i_2 - i_1 + \frac{1}{2}(u_2^2 - u_1^2) \quad (4.1)$$

Bilanțul energetic pentru 1 Kg. de fluid care evoluează prin canalizația de admisiune conduce la egalitatea:

$$c_p \cdot T_0 + \frac{u_m^2}{2} = (1 - \varphi) c_p T_2 + \frac{u_2^2}{2} \quad (4.2)$$

(vezi și fig.4.1.):

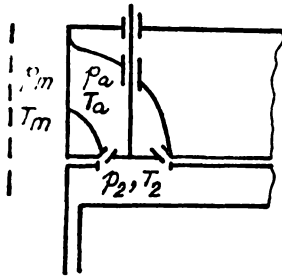


Fig. 4.1

T_a, T_2 - temperaturile încălzirii imediat la intrarea în canalul din chiulucasă, respectiv după supapa de admisiune, în apropierea acesteia;

U_m - viteza aerului ambiant în fața canalului (în cazul de față se acceptă $U_m = 0$);

φ - cota parte din entalpia totală de terminată de schimbările energiei

care au loc înaintea supapei;

Considerând că încălzirea curge politropic, din

se poate explica viteza de curgere la ieșirea din secțiunea controlată de supapa de admisiune:

$$c_2 = \sqrt{2c_p [T_a - (1 - \varphi) T_2]} \quad (4.3)$$

de unde:

$$c_2 = \sqrt{\frac{2\alpha R}{\alpha - 1} T_a \left[1 - (1 - \varphi) \left(\frac{p_2}{p_a} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \quad (4.4)$$

unde s-a înlocuit:

$$c_p = \frac{\alpha R}{\alpha - 1}$$

acceptînd că fluidul care evoluează poli-

tric este gaz perfect.

Debitul masic de gaz care trece prin secțiunea

controlată de supapa de admisiune este:

$$\dot{m} = S_2 \cdot \rho_2 \cdot u_2 \quad (4.5)$$

$$\dot{m} = S_2 \cdot \rho_2 \cdot \sqrt{\frac{2\alpha R}{\alpha - 1} T_a \left[1 - (1 - \varphi) \left(\frac{p_2}{p_a} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \quad (4.5')$$

unde S_2 este secțiunea controlată de supapa de admisiune.

Dacă se consideră că muchiile canalului de acces

controlat sînt astfel rotunjite ca jetul de fluid să nu se contracte la intrare, viteza aerului în canal va fi :

$$U_a = \frac{\dot{m}}{S_a \cdot \rho_a} \quad (4.6)$$

unde S_a este secțiunea canalului acceptîndu-se că densitatea aerului de lucru din canal este egală cu densitatea sa la intrare.

Tinând cont și de

$$\frac{p_0}{\rho_0} = R \cdot T_0 \quad \text{și} \quad \frac{p_0}{\rho_0} = \left(\frac{p_0}{\rho_0} \right)^n$$

fluidul evoluind politropic relația debitului (5*) se poate scrie de forma:

$$\dot{m} = S_2 \sqrt{\frac{p_0}{R T_0}} \sqrt{\frac{2x}{x-1}} \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{1/n} \sqrt{1 - (1-\varphi) \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}} \quad (4.7)$$

Pentru curgerea izentropică $\varphi = 0$ și $n = x$ se obține debitul teoretic:

$$\dot{m}_T = S_2 \sqrt{\frac{p_0}{R T_0}} \sqrt{\frac{2x}{x-1}} \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{1/x} \sqrt{1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{x-1}{x}}} \quad (4.8)$$

Raportînd expresiile (7) la (8) vom stabili chiar relația de calcul a coeficientului de debit, care va fi dependent de:

- exponentul politropic n ce sintetizează pierderile de energie prin frecare determinate de configurația traseului de curgere;
- coeficientul φ care are în vedere schimbul de căldură suportat de fluid;

- raportul secțiunilor S_2 / S_0 prin intermediul exponentului n ;
- raportul presiunilor p_2 / p_0 ;

$$\mu = \frac{\sqrt{\left[1 - (1-\varphi) \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \cdot \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{1/n}}{\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{x-1}{x}} \right]} \cdot \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{1/x} \quad (4.9)$$

Pierderile prin frecare vor fi luate în considerare prin intermediul coeficientului total de pierderi ζ astfel că energia respectivă, transformată în căldură va fi:

$$\Delta E_f = \zeta \frac{U_0^2}{2g} \quad (4.10)$$

Aceste pierderi sînt constituite din:

- pierderi de intrare
- pierderi longitudinale
- pierderi în cotul pe care-l face canalul din chiulcasă
- pierderi la destindere prin supapă

Pierderile de intrare în canalul de admisiune, în cazul cînd acesta este rotunjit sînt caracterizate de coeficientul:

$$\zeta_{in} = 0,05 - 0,25 \quad \text{după [41]}$$

Pentru $Re > 10^5$ coeficientul de pierderi longitu-

onale este:

$$\lambda = (2 \log \frac{r_{ca}}{k} + 1,74)^{-2} \quad (4.11)$$

unde: r_{ca} - raza canalului de admisiune

k - rugozitatea uniformă echivalentă care pentru canale cu asperități, turnate din fontă, are valoarea 1÷1,5 după [5] .

În această situație se poate evalua un coeficient

de pierderi de tipul coeficientului pierderilor locale care va fi

$$\zeta_{\lambda} = \lambda \frac{l_a}{d_{ca}} \quad (4.12)$$

în care l_a este lungimea canalului de admisiune.

Pierderile în cot sînt sintetizate prin coeficientul:

$$\zeta = [0,13 + 0,16 \left(\frac{d_{ca}}{R}\right)^{3,5}] \frac{\alpha^\circ}{90^\circ} \quad (4.13)$$

după [5] unde R este raza de curbură a liniei mediane a canalului

și α unghiul său de deviere.

În fine, pierderile la destinderea prin supapă sînt [4]:

$$\zeta_{S_2} = (1 - S_2 / S_{cil})^2 \quad (4.14)$$

Pentru a putea raporta aceste pierderi nu la viteza în fluidului pe lângă supapă ci la viteza din canalul de admisiune, după condiția de continuitate, neglijîndu-se variația densității agentului de lucru avem:

$$\zeta_{S_2} = \left(1 - \frac{S_2}{S_{cil}}\right)^2 \left(\frac{S_2}{S_2}\right)^2 \quad (4.15)$$

Astfel coeficientul total de pierderi este:

$$\zeta = \zeta_{in} + \zeta_{\lambda} + \zeta_c + \zeta_s \quad (4.16)$$

Căldura schimbată cu mediul exterior este

$$Q = \varphi \cdot c_p \cdot T_0 \quad (4.17)$$

în care $\varphi > 0$ dacă se introduce căldură în agentul care curge și $\varphi < 0$ dacă acesta cedează căldură.

După [68] cifra Nusselt pentru canalizația de admisie

este:

$$Nu = 0,214 Re^{0,68} \left[1 - 0,765 \frac{h_s}{d_s}\right] \quad (4.18)$$

în care: $Nu = \frac{\alpha \cdot d_{ha}}{\lambda_a}$, α fiind coeficientul de transfer termic convectiv, d_{ha} - diametrul hidraulic al canalului, λ_a - coeficientul de conducție ($\lambda_a = 2,75 \cdot 10^{-2} \text{ w/m } ^\circ\text{K}$) pentru aer la 40°C

$$Re = \frac{u_a \cdot d_{ha}}{\nu_a} \quad (cu \nu_a = 16,96 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \quad \text{pentru aer la } 40^\circ\text{C}).$$

În primă aproximație viteza fluidului u_a poate fi determinată considerînd că agentul evoluează izentropic și aplicînd corecții prin coeficienți de debit după literatura tehnică de specialitate.

Considerînd temperatura peretelui canalului din chiuloasă egală cu temperatura apei de răcire T_w , căldura primită de agentul care curge va fi:

$$\Delta Q = 0,214 \frac{\lambda_a}{d_{ha}^{0,32}} \left(\frac{u_a}{\nu_a} \right)^{0,68} \left[1 - 0,765 \frac{h_s}{d_s} \right] (T_w - T_a) \cdot S_{ap} \quad (4.19)$$

unde S_{ap} este suprafața de contact apă - perete - încălzitoare proaspătă în $[\text{m}^2]$.

Egalînd (17) și (19) se stabilește valoarea parametrului

$$\varphi = 0,214 \frac{\lambda_a}{d_{ha}^{0,32} \cdot c_p \cdot T_a} \left(\frac{u_a}{\nu_a} \right)^{0,68} \left[1 - 0,765 \frac{h_s}{d_s} \right] T_a (T_w - T_a) \quad (4.20)$$

Căldura totală introdusă în agentul termic care evoluează

este:

$$\Delta Q_t = A \cdot S \frac{u_a^2}{2g} + \varphi c_p \cdot T_a \quad (4.21)$$

Dat fiind faptul că variația temperaturii gazului ce curge este mică comparativ cu temperatura sa absolută, creșterea entropie poate fi evaluată suficient de precis din relația:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q_t}{T_a} = \frac{A \cdot S \cdot u_a^2}{2g \cdot T_a} + \varphi \cdot c_p \quad (4.22)$$

Pe de altă parte, pentru procesul de curgere politropic:

$$\Delta S = A \cdot R \cdot \frac{n-x}{(x-1)n} \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (4.23)$$

Egalînd (22) și (23) și înlocuind $c_p = \frac{ARx}{x-1}$ pentru ca termenul respectiv să rezulte în unitați calorice se poate stabili valoarea exponentului n de forma:

$$n = \frac{R x \ln \frac{p_2}{p_1}}{R \left[\ln \frac{p_2}{p_1} - \varphi \cdot x \right] - \frac{3 u_a^2 (x-1)}{2g T_a}} \quad (4.24)$$

Se înlocuiește (24) viteza fluidului prin canaliza-
 din chiul său total din relațiile (6) și (7) care este:

$$v = \sqrt{R \cdot T_0} \frac{S_2}{S_0} \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{1/n} \sqrt{\frac{2x}{x-1} \left[1 - (1-\varphi) \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]} \quad (4.25)$$

Se prelucurează relația stfel obținută. Vom avea:

$$\eta = \frac{x \ln \frac{p_2}{p_0}}{\ln \frac{p_2}{p_0} - \varphi x - S_2 \left(\frac{S_2}{S_0}\right)^2 \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{2}{n}} \left[1 - (1-\varphi) \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]} \quad (4.26)$$

În condițiile în care se neglijează schimbul de căl-
 suportat de agentul de lucru, relația (26) devine:

$$\eta = \frac{x \ln \frac{p_2}{p_0}}{\ln \frac{p_2}{p_0} - S_2 \left(\frac{S_2}{S_0}\right)^2 \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{2}{n}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]} \quad (4.27)$$

Pentru un raport de presiuni $\alpha = \frac{p_2}{p_0}$ dat și pen-
 tr-o deschidere dată a supapei expresia (27) poate fi scrisă prin
 constante de formă;

$$\eta = \frac{k_1}{k_2 - k_3 \cdot \alpha^{2/n} \left[1 - \alpha^{\frac{n-1}{n}}\right]} \quad (4.27')$$

Această ecuație se rezolvă grafic sau analitic dând lui
 valori, în cazul de față $n < 1,4$; soluțiile se găsesc la intersecția
 celor

$$y = n$$

$$y = \frac{k_1}{k_2 - k_3 \cdot \alpha^{2/n} \left[1 - \alpha^{\frac{n-1}{n}}\right]}$$

Deschizând sau închizând supapa se modifică k_3 ; se
 calculează astfel o nouă valoare pentru exponentul politropic n .

Cu ajutorul relației (9) poate fi determinat coefi-
 cientul de debit μ . În cazul în care se neglijează transferul de căl-
 de agent în (9) vom avea $\varphi = 0$.

Desigur că în acest caz, expresia coeficientului de
 simplifică, situație acceptabilă pentru motoare cu admisiune
 sau cu supraalimentare joasă, pentru care regimul termic pe
 admisiune este mai puțin sever.

In fig.4.2 este redată dependența $\mu = f(n)$ pentru $\frac{p_2}{p_1} = 0,9$ și $\varphi = 0$.

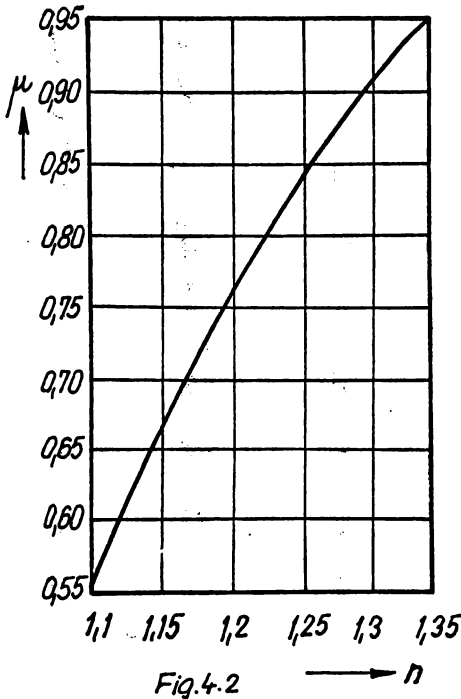


Fig.4.2

După rezultatele experimentale obținute cu instalația descrisă în §6.1.1 conform uzanței, s-a reprezentat grafic variația produsului μv , unde v este raportul dintre secțiunea momentană de curgere pe lângă supapă și secțiunea sediului supapei, în funcție de raportul h_s/d_s (vezi fig. 4.3 curba E de pe pagina următoare).

De observat că valorile de calcul ale produsului μv cunosc o variație cuasi lineară pînă în apropierea zonei proprii deschiderii maxime a supapei, variație determinată de preponderența pierderilor de ieșire S_s , mai ales pentru valori relativ mici ale raportului h_s/d_s .

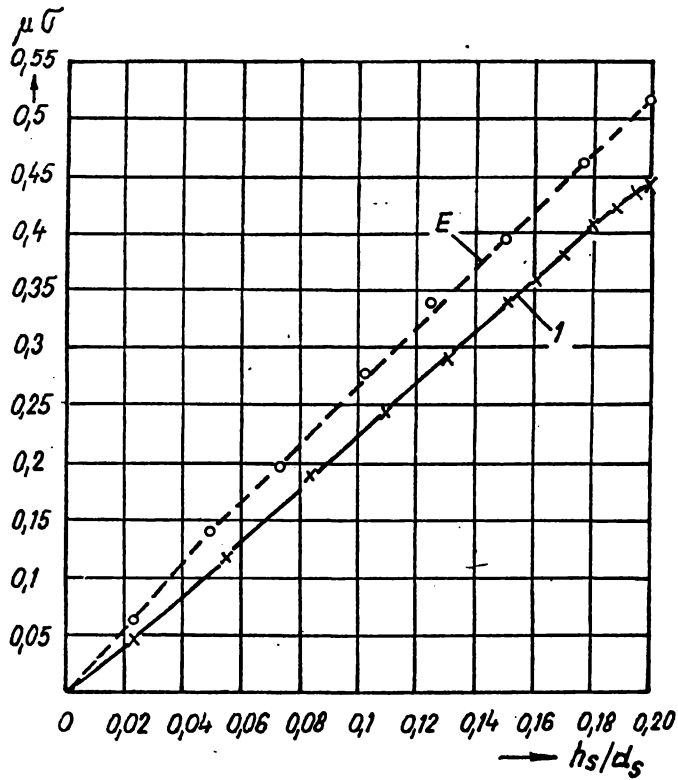


Fig. 4.3

Pe același grafic a fost reprezentată și curba de relație a produsului $\mu\sigma$ cu coeficientul de debit calculat după relația (9) funcție de parametrul h_s/d_s la $p_2/p_a = 0,9$ (fig. 4.3 - curba 1). Calculele s-au efectuat pe un calculator IRIS - 50 după manigrama din fig. 4.4 (pag. 92)

Curbele ilustrează o corespondență acceptabilă între experiment și datele de calcul.

Rezultatele obținute permit câteva concluzii și

- Pentru a evita neajunsurile determinate de condițiile în care are loc curgerea încărcăturii proaspete spre motorului față de curgerea prin instalația statică de ex-
- este oportuna stabilirea analitică a coeficienților de

debit, după valorile momentane ale presiunii din cilindru și ale secțiunilor realizate de supapă.

- Metoda analitică este mai comodă, ea furnizând rapid informații asupra felului cum se vor comporta gazodinamic diferitele soluții constructive adoptate la realizarea sistemului de admisiune al motoarelor în 4 timpi.

- Analiza structurală a pierderilor arată că influența cea mai consistentă asupra coeficienților de debit o au pierderile la ieșire din supapă. În cazul cercetat, pentru toate punctele de calcul, aceste pierderi evaluate după relația simplă (14) au fost mai mari decât pierderile de ieșire separate din pierderile totale deduse experimental. De aici și abaterile existente între curba teoretică și cea experimentală (fig. 4.3)

- În măsura în care sînt corect sintetizate matematic toate categoriile de pierderi, în special cele de la ieșire din supapă, procedeul analitic expus permite calcularea cu un grad ridicat de precizie a coeficienților de debit la curgerea în regim subcritic prin traseul controlat de supapa de admisiune a motoarelor în 4 timpi.

4.2. Evaluarea cifrei de frecare la curgerea nestaționară din canalizația de admisiune a motoarelor cu aprindere prin comprimare.

Calculul proceselor nestaționare de curgere presupune evaluarea probabilă a cifrei de frecare, dată fiind influența frecării asupra structurii ~~inertelor~~ de undă se propagă pe canalizația de admisiune.

Dacă pentru curgerea staționară prin difuzoare cu unghi mare de evazare particulele din apropierea pereților care au energie cinetică redusă din cauza frecării se pot desprinde, în cazul curgerii nestaționare, chiar la unghiuri reduse de evazare sau uneori la condiții de secțiune constantă, prin decelări momentane determinate de unde de presiune, particulele de gaz vor fi rapid frinate putînd apărea curenți de întoarcere. Pentru moment va rezulta o accentuare a turbulenței care în următoarea perioadă de accelerare (la schimbarea sensului de propagare a undei) se va atenua.

După [58] atâta timp cât nu apar turbolențe datorită decelerațiilor și întoarcerii curentului de fluid pierderile prin frecare pot fi corect apreciate după coeficienții determinați staționar. Este de observat că în timpul în care datorită propagării undei curentul este accelerat, pierderile prin frecare se reduc în cazul curgerii nepermanente comparativ cu curgerea în regim staționar și invers: la decelerația curentului, pierderile cresc.

Jonny [33] a arătat că în principiu curgerea nestaționară prin organe de strangulare poate fi sintetizată analitic cu coeficienții de frecare evaluați pentru curent cvasistaționar.

Cu ajutorul unei instalații adecvate pentru studiul frecării în conductă, Mayr [40] determină coeficienții de frecare putând astfel calcula cu o precizie acceptabilă tehnic procesul de curgere nestaționară, folosind metoda caracteristicilor.

În literatura tehnică de specialitate se cunosc relativ puține lucrări care să aibă ca obiect studiul frecării în cazul curgerii în regim nepermanent.

Schultz - Grunov [60] a scris legile generale pentru curgerea pulsatorie cu frecare în conducte cu apă ca mediu de lucru, dezvoltând un procedeu de calcul pentru acestea. Procesele cercetate sînt însă dependente de amplitudine, rezultatele obținute nefiind aplicabile în cazul motoarelor cu ardere internă atât din cauza amplitudinilor cât și a frecvențelor diferite.

Schley [61] , pornind de la ecuația Navier - Stokes a dezvoltat o metodă teoretică de calcul pentru studiul frecării la curgerea lichidelor în regim nestaționar, prin conductă. Rezultatele obținute pot fi nesigur extrapolate pentru procesele din motoare datorită constantelor de material cu totul diferite în cele două cazuri.

Mayr [40] a efectuat cercetări experimentale pentru stabilirea legilor care guvernează curgerea nestaționară a aerului, cu frecare, în conducte, studiind influența frecării asupra amplitudinii

și lunginii undei.

Dacă în relația (1.2) scrisă de forma:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \alpha \rho \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\rho \cdot W}{2} \quad (4.28)$$

se consideră $W = 0$ se ajunge la concluzia cunoscută de altfel că o undă de viteză este însoțită de o undă de presiune corespunzătoare.

La menținerea termenului de frecare în (2.60) se constată că pe măsură ce unda înaintează are loc o diminuare a presiunii. Aceasta se explică prin efectul de frinare pe care-l suportă unda la trecerea prin conductă, frinare însoțită de apariția unor unde de amortizare propagate în sens invers undei principale. Undele de amortizare ce se compun cu unde principale dau naștere la creșterea presiunii statice spre capătul conductei [40] ca în fig.4.5.

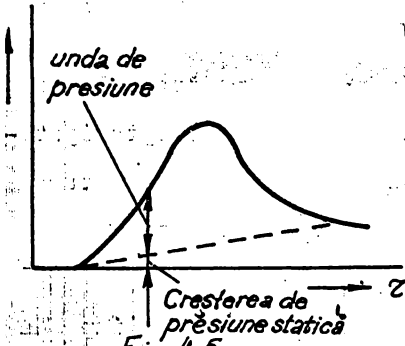


Fig. 4.5

Mai mult decât atât unda principală de amortizare induce unde secundare care se reflectă în locurile de discontinuitate și apoi se compun dând naștere la o nouă creștere de presiune.

Ar fi deci normal ca pe traseu, fiecarei "element de undă" să i se atribuie o presiune de referință ceea ce va influența bincințele și viteza particolei. După cercetările lui Mayr însă, adoptarea ca presiune de referință a presiunii medii, nealterată de efectele undelor a permis erori de 1% la stabilirea vitezelor pentru curgerea nestaționară cu frecare.

Este oportună în acest caz ipoteza că la calculul undelor pe traseul de admisiune să se accepte ca presiunea medie presiunea atmosferică, la curgerea fără frecare, sau același presiune redusă prin pierderile de frecare din porțiunea respectivă de traseu.

Dacă ne referim la spectrul curgerii turbulente, în regim permanent, într-o secțiune transversală a conductei se vor manifesta următoarele tipuri de curgeri:

În imediată apropiere a peretelui dispar mișcările turbulente, aci fiind determinante forțele de viscozitate care vor da naștere la o curgere cu caracter laminar. Urmează apoi un strat de trecere în care variațiile de viteză sînt atât de mici încît provoacă tensiuni de deplasare turbulente care sînt comparabile cu forțele de frecare. Pentru distanțe mai mari de la perete sînt preponderente în rîndul tensiunilor de deplasare turbulente, acestea fiind stratul turbulent propriu zis care pentru curgerea permanentă umple întreaga secțiune.

Dacă curgerea trebuie inițiată se formează la început un strat de frecare foarte subțire în care se face trecerea de la condițiunea la perete, la curgerea nestaționară, variabilă în timp. Grosimea acestui strat crește în timp pînă ce finalmente el va umple întreaga secțiune de curgere.

Avînd în vedere fenomenele de undă de pe traseele de distribuție ale motoarelor cu ardere internă se poate accepta ipoteza că durată accelerărilor și decelerărilor produsă de unde este atât redusă încît caracterul turbulent al curgerii nu se extinde pe întreaga secțiune transversală a canalului l.

Grosimea stratului limită este dependentă de timp așa cum trebuie să fie dependentă și de lungimea de undă. Cercetările lui Strouhal însă au dovedit că în cazul regimurilor proprii m.a.i. lungimea de undă și forma ei nu au influențe măsurabile asupra forței de frecare și deci asupra stratului limită pentru $Sh > 0,014$ unde cifra lui Strouhal este

$$Sh = \frac{v \cdot d_{ca}}{U} \quad (4.29)$$

înd frecvența undei și d_{ca} diametrul conductei.

Dacă $d_{ca} = 0,04$ m înseamnă că pentru $Sh > 0,014$ trebuie să avem $u/v < 2,86$ condiție care oricum se realizează și în condițiunile deschiderii mijlocii și mari ale supapelor de admisiune ale motoarelor cu ardere internă.

Datorită faptului că forța de frecare, la aceeași viteză a particolei de fluid este invers proporțională cu diametrul conductei se poate accepta, în cazul m.a.i., și ipoteza că grosimea stratului limită este independentă de diametrul conductei.

În sfârșit după rezultatele obținute de Mayr [40] experimentale pentru $Sh > 0,014$ și $4 \cdot 10^4 < Re < 5 \cdot 10^5$ la curgerca staționară nu se simt influențe ale rugozității asupra grosimii stratului limită.

Pornind de la observațiile de mai sus pentru domeniul de valori ale cifrei criteriale $Re < 4 \cdot 10^4$, coeficientul de frecare λ a fost evaluat analitic considerînd curgerea cuasistaționară, după indicațiile date în [5], iar pentru $Re > 4 \cdot 10^4$ s-a adoptat $\lambda = 0$, după rezultatele obținute de Mayr [40] la încercarea conductelor tipul celor ce compun țevile de distribuție a motoarelor cu internă.

5. METODE NUMERICE DE CALCUL A PARAMETRILOR DE
UNDA DE CONDUCTA DE ADMISIUNE A MOTOARELOR
CU REGLARE PORN COMPLEXE IN PORN TIERI

5.1. Consideratii generale; prezentarea variantelor
de calcul.

Complexitatea relatiilor care descriu fenomenele unda de pe tracoul de aspiratie al motoarelor cu aprindere prin scintila impune cu necesitate utilizarea unui calculator electronic pentru determinarea valorilor momentane ale vitezelor rotului și a acruului, a presiunilor și debitelor vehiculate prin realizatia de admisiune.

In acest sens s-au intocmit programe de calcul, si multe variante pentru evaluarea proceselor nestationare. In functii trigonometrice (vezi tab. 5.1), scrise in limbaj FORTRAN ^{pag. 126} programe care au fost prelucrate pe un calculator IZIS - 50. Programele respective sunt prezentate in anexele A 1/1- A1/4. Anexa A 2/1 contine organigrama unui program care priveste calculul fenomenelor de undă folosind metoda caracteristicilor.

Pentru ilustrarea tehnicii de lucru va fi descrie in continuare organigrama ce are in vedere găsirea calculului procesului unde prin functii trigonometrice cu luarea in considerare a frecvenței, acceptând valorile secțiunilor momentane de curgere la supapă și datele obținute la încercări staționare (anexa A 1/3), și se vor face referiri asupra ordinogramii proprii calculului procesului cu care, coeficienții de debit fiind evaluați analitic, după valorile momentane ale presiunilor din cilindru și din fața supapei de admisiune (anexa A 1/4).

In variantele de calcul analizate, programele

a) ciclul dependent de parametrul λ , prezintă calculul parametrilor ce prezintă interes în fața supapei și în două planuri ale conductei de admisiune.

b) Ciclul dependent de parametrul j , care face posibilă descrierea analitică a fenomenelor în timp, după unghiul [RAS].

c) Ciclul dependent de parametrul i , propriu fideicării armonice rezultată din dezvoltarea în serie Fourier a legii de variație a secțiunii de curgere pe lângă supapă.

În paragraful 4 se tratează algoritmul de calcul pentru evoluarea fenomenelor de undă după metoda caracteristicilor în cazulurgerii nestaționare, unidimensionale cu frecare.

În esență, programul respectiv de calcul este organizat după trei cicluri principale și anume:

a) Ciclul dependent de parametrul k , care permite reluarea succesivă a calculelor pînă ce fenomenul ajunge la regimul stabilit de desfășurare.

b) Ciclul dependent de parametrul j , care asigură decalajul proceselor de undă pas cu pas, în timp.

c) Ciclul dependent de parametrul i cu ajutorul cărui se efectuează calculele din secțiune în secțiune, de-a lungul traseului de aspirație în cadrul unui pas de calcul de "j". Complexitatea calculelor după metoda caracteristicilor a făcut necesară utilizarea și a unor cicluri secundare, unele dintre acestea fiind trecute în revistă în descrierea organigramei respective.

5.2. Algoritm de calcul pentru curgerea cu frecare, secțiunea efectivă controlată de supapă fiind determinată prin măsurăi staționare.

După cum rezultă din organigrama prezentată în anexa A 1/3 calculatorul este informat prin operatorul ① asupra parilor de stare a aerului ce urmează să aibă acces în motor și ale dimensiunilor caracteristice ale traseului de admisiune. Sînt date valorile coeficientului de pierderi la intrare ζ_{1in} , ale vitezei cozității cinematice γ , exponentului adiabatic κ , vitezei rotație n , unghiului RAS, $\alpha(j)$, presiunii din cilindru $p_2(j)$, prec și valorile constantelor care definesc legea de variație a secți-

curgere pe lângă supapă.

La inițializarea calculului pentru secțiunea plasa-
 în fața supapei (X_1-L , operator (2)) se pornește cu debit nul.

Pentru fiecare "pas j de calcul" după unghiul RAS
 nec prin 0 (zero) valorile vitezelor și presiunilor medii, pre-
 și amplitudinile lor, obținute la pasul anterior (operator (6)).

Operatorii $(8) - (55)$ permit calculul parametrilor ca-
 teresează pentru fiecare armonică și ~~pentru~~ apoi pentru armoni-
 compuse, în cadrul unui pas determinat de indicele "j".

Astfel, după calculul unghiului θ :

$$\theta = i\alpha(j) + \varphi(i) \quad (5.1) \text{ prin ope-}$$

mul (8) se determină secțiunea momentană de curgere la supapă
 ale armonicii respective:

$$S_2 = \hat{S}_2(i) + \mathcal{I}_2(i) \cdot \cos \theta \quad (5.2). \text{Raportul}$$

presiune \mathcal{E} și valoarea vitezei inițiale U_{in} (în fața supapei), se
 alege sau se acceptă (operatorii $(9) - (14)$):

- la prima trecere ($k=1$; $j=1$)

$$\mathcal{E} = \frac{p_2(j)}{p_m}; \quad \hat{U}_{in} = 0 \quad (5.3)$$

- la trecerile următoare ($k=1$; $j \neq 1$)

$$\mathcal{E} = \frac{p_2(j)}{p_1(j-1)}; \quad \hat{U}_{in} = u_1(j-1) \quad (5.4) \text{ unde}$$

$(j-1)$ este presiunea statică medie, în fața supapei, proprie
 lui anterior iar $u_1(j-1)$ viteza medie evaluată pentru aceeași
 rație.

- la calculul într-o secțiune oarecare de pe traseul
 aspirație ($k \neq 1$; $j=1$ sau $j \neq 1$):

$$\mathcal{E} = \frac{p_2(j)}{\hat{p}_1(j)}; \quad \hat{U}_{in} = \hat{U}_1(j) \quad (5.5)$$

După valorile lui \mathcal{E} față de unitate acceptând
 fluidul evoluează adiabatic, prin operatorii $(15) - (22)$ se calcu-

lează cu relațiile cunoscute din gazodinamică viteza medie în sec-

controlată de supapă, \hat{U}_{2m} , care se corectează cu viteza iniția-

lă, după semnele celor două viteze, rezultând viteza \hat{U}_2 .

Operatorii (23) - (28) permit determinarea vitezei de curgere și presiunilor la intrarea în conductă \hat{u}_0 și pe conductă \hat{u}_1 , aplicând condiția de continuitate și considerând din nou un proces adiabatic de curgere; presiunile din fața supapei avute în vedere se deosebesc după cum calculul fenomenelor de undă se face pentru secțiunea din fața supapei ($K=1$) la prima "trecere" ($j=1$) sau la "treceri" următoare ($j \neq 1$) sau într-o secțiune oarecare ($K \neq 1; j=1$ sau $j \neq 1$).

În secțiunea de organigramă cuprinsă între operatorii (29) - (34) se stabilește coeficientul de frecare longitudinală λ , analitic, fie prin adaptarea valorii dedusă experimental în [1] după caracterul curgerii, adică după valorile cifrei Reynolds.

Operatorul (35) sintetizează calculul mărimilor ajutate care determină în final parametrii $|A_1|$ și $|U_1|$, după relațiile duse în capitolul 2. În program nu a fost necesară notarea parametrilor cu indice care să semnifice ordinul armonicii de calcul care ciclu de calcul caracterizat de o valoare a indicelui de "i" este de fapt propriu unei armonici; indicele existent marcă secțiunea unde mărimea respectivă a fost evaluată.

Presiunile medii \hat{p}_0 și \hat{p}_1 au fost calculate prin două aproximări succesive, impuse de recalcularea densităților după ce este determinat pierderile de intrare și de pe traseu. Pentru ca să poată fi mai ușor urmărit relațiile de definiție pentru $|A_1|$ și $|U_1|$ au fost secționare în expresii mai simple; astfel de pildă organigramă n_{iA12} reprezintă unul din termenii numitorului expresiei lui $|A_1|$ iar n_{iA1} întregul numitor. De asemenea au fost notate corespunzător numărătorii și numitorii expresiilor care definesc decalajele vitezelor sunctului și ale gazului γ_{d1} și γ_{u1} față de valorile momentane ale secțiunii de curgere pe lângă ea (de exemplu n_{r0} - numărătorul expresiei lui γ_{d1} , etc.). În operatorului (35) s-au trecut în paranteze parametrii care apar suplimentar în cazul în care calculul procesului cu frecare se face după relațiile complete adică așa cum rezultă ele din scrierea

ajilor particulare ale oscilațiilor de curgere, pe baza condițiilor limită.

Setul de operatori (56) - (57) permit determinarea corecțiilor γ_{α_1} și γ_{u_1} , în cadranele respective.

O dată cu calcularea unghiului total θ_{α_1} respectiv decalaj vitezei, decalaj acțiune de curgere la supapă și decalaj timp)

$$\theta_{\alpha_1} = \gamma_{\alpha_1} + \theta \tag{5.6}$$

Prin operatorul (58) se determină valorile efective ale oscilațiilor α_1 , Δu_1 , Δp_1 , față de valorile medii ale vitezelor și presiunii, pentru fiecare armonică în parte. După calcularea unei "i" tonice, în cadrul aceluiași operator, se determină valorile nominale ale vitezelor, presiunii, densității și presiunii statice în funcție respectivă cu relațiile:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \sum_{i=1}^N \hat{\alpha}_1 / i + \sum_{i=1}^N \Delta \alpha_1 \\ u_1 &= \sum_{i=1}^N \hat{u}_1 + \sum_{i=1}^N \Delta u_1 \\ p_1 &= \sum_{i=1}^N \hat{p}_1 / i + \sum_{i=1}^N \Delta p_1 \\ \rho_1 &= \frac{\rho_0 p_1}{\sigma_1^2} \end{aligned} \tag{5.7}$$

Operatorul (59) sintetizează comanda de scriere pentru parametri care interesează.

Acum nu au fost calculate cele "i+1" armonici, operatorul (70) dă comanda pentru reluarea calculului de la operatorul (5) încălcând relația

$$i=i+1 \tag{5.8}$$

Pentru că la calculul valorilor medii ale vitezelor și a presiunii pe traseu, pentru armonici compuse se presupune că cea mai probabilă valoare este media aritmetică a valorilor proprii fiecărei armonici ceea ce nu corespunde întru totul realității, calculul s-a făcut în continuare și într-o altă etapă se va determina direct, după valoarea totală a acțiunii de curgere, vitezele și presiunea medie.

La folosirea camei de admisie originale a motorului TN-6 de pildă, operatorul (72) va conține expresia secțiunii de curgere la supapă care este:

$$S_{T2} = 443,75 + 393,054 \cdot \cos(\omega\tau + 3,20)17 + 37,035 \cdot \cos(2\omega\tau + 3,47407) + 9,014 \cdot \cos(3\omega\tau + 1,91509) + 9,7502 \cdot \cos(4\omega\tau + 3,11237) + 3,888 \cdot \cos(5\omega\tau + 3,91037) + 3,416 \cdot \cos(6\omega\tau + 3,14159) \dots \quad (5.9)$$

defazaajul fiind dat în radiani.

Operatorii (73) - (78) permit determinarea vitezelor medii pe conductă și la intrare în acestea, \hat{U}_{Tj} , \hat{U}_{T0} , raportate la secțiunea totală de curgere la supapă, în variantele posibile ($k=1$ și $j=1$; $k=1$ și $j \neq 1$; $k \neq 1$ și $j=1$ sau $j \neq 1$), folosind ecuația de continuitate și considerând că fluidul evoluează adiabatic.

Secțiunea de organigramă (79) - (84) servește la determinarea coeficienților de frecare după valorile globale ale cifrei Re_T .

Operatorul (85) sintetizează calculul presiunilor medii "totale" (pentru toate armonicile cumulate) la intrare, \hat{p}_{T0} respectiv în secțiunea $l=1$, \hat{p}_{T1} , în două aproximații succesive.

Se calculează de asemenea densitățile medii ρ_{T0} și ρ_{T1} , viteza medie a sunetului $\hat{\sigma}_{T1}$. Se determină valorile instantanee ale vitezelor,

presiunilor (inclusiv presiunea statică) și ale densității σ_{Tj} , U_{Tj} ,

p_{Tj} , p_{Tst+1} , ρ_{Tj} așa cum rezultă din evaluarea pe interval a oscilațiilor, vitezelor și presiunilor față de valorile lor medii. Presiunea totală momentană p_{T01} se calculează și după valorile rezultante ale vitezei instantanee a sunetului σ_{T1} , considerând că fluidul evoluează adiabatic pe conducta de aspirație:

$$p_{T01} = \left(\frac{\sigma_{T1}^2 \cdot p_m}{\rho_m} \right)^{2/\alpha-1} \cdot \left(\frac{1}{\rho_m} \right)^{1/\alpha-1} \quad (5.10)$$

De aci se determină și densitatea ρ_{T01} și presiunea statică

p_{Tst+01} . În sfârșit se stabilesc valorile parametrilor adimensionali

$\bar{\sigma}_{T1}$, \bar{U}_{T1} , \bar{p}_{T1} , \bar{p}_{Tst+1} , \bar{p}_{T01} , \bar{p}_{Tst01} prin raportarea mărimilor dimensionale la viteza $\hat{\sigma}_{T1}$ respectiv presiunea \hat{p}_{T1} medie,

Dacă $K = 1$ (86) se calculează debitul pe interval funcție de viteza și densitatea momentană a aerului m precum și debitul sumat $\sum m$ (87).

Operatorul (88) permite tipărirea valorilor debitului total, a secțiunii totale de curgere la supapa, a presiunii din cilindru și a turației.

Operatorii (89) - (92) permit memorizarea vitezei $\hat{u}_j(j)$ și a presiunii $\hat{p}_j(j)$ în fața supapei (deci la $K=1$), valori care servesc la stabilirea vitezei inițiale și a raportului de presiuni pentru toate variantele de calcul.

Se tipăresc apoi (93) parametrii determinați pentru pasul "j".

Dacă nu au fost parcurse cele "j=M" intervale de calcul, operatorul (94) dă comandă pentru reluarea calculului cu "j=j+1" de la operatorul (6). Dacă s-au parcurs, se reia întregul calcul pentru "K=2" într-o altă secțiune ($A_1=L_2$ operator (3)) din comenzile date de operatorii (96) - (98).

Pentru $K=3$, programul se reia de la operatorul (4).

În sfârșit la $K > 3$ ciclurile de calcul se încheie.

Organigrama prezentată permite, descrierea fenomenelor de undă în orice secțiune a traseului, după valorile parametrilor K.

5.3. Algoritm de calcul pentru curgerea cu trecere, secțiunea efectivă controlată de supapă fiind evaluată analitic.

Calculul procesului de curgere nestaționară cu trecere, în situația în care secțiunea efectivă controlată de supapă a fost determinată analitic s-a efectuat după organigrama prezentată în anexa A 1/4 pentru care vom da câteva explicații în legătură cu elementele mai deosebite pe care aceasta le conține.

După desenul efectuat la scara 5:1 pentru secțiunea geometrică de curgere pe lângă supapă, s-a determinat și

apoi s-a dezvoltat în serie Fourier funcția de variație a așezării secțiunii. Avînd expresia acestei funcții cu ajutorul operatorului

(7) se calculează secțiunea totală pentru pasul j , $S_{T2}(j)$ și apoi cea corespunzătoare unei armonici, S_2 , cu operatorul (9).

Blocul de operatori (16) - (30) reprezintă subprogramul care servește la determinarea exponentului politropic n_p după care fluxul evoluează pe lângă supapă, a coeficientului de debit μ și a produsului $\mu \bar{v}$, folosind metoda descrisă în lucrarea [43] și în paragraful 4.1.

Astfel, după asimilarea raportului de presiuni din program principal se calculează cu operatorul (18) viteza la ieșire din supapă \hat{U}_s și cea de pe conductă \hat{U}_c precum și cifra criterială Re. Se determină apoi coeficientul de frecare longitudinală și coeficientii de pierderi locale, inclusiv coeficientul total de pierderi ξ_T cu ajutorul operatorilor (21) - (24). Parametrul W de forma

$$W = \frac{x \ln \varepsilon}{\ln \varepsilon - \xi_T \cdot x \cdot \left[\frac{St(j)}{Sc_{CO_2}} \right]^2 \cdot \varepsilon^{2/n_p} \cdot \left[1 - \varepsilon^{\frac{n_p-1}{n_p}} \right]} \quad (5.11)$$

se compară cu valoarea acceptată anterior pentru exponentul politropic, calculîndu-se și diferența:

$$\Delta n_p = n_p - w \quad (5.11')$$

în cadrul operatorului (26).

Dacă $\Delta n_p > 0$ se dă o nouă valoare lui n_p și se reintră în ciclul operatorilor (26) - (27) - (28).

Dacă Δn_p trece prin zero sau schimbă de semn se calculează coeficientul de debit după relația:

$$\mu = \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^{\frac{n_p-1}{n_p}}}{1 - \varepsilon^{\frac{n_p-1}{x}}}} \cdot \frac{\varepsilon^{1/n_p}}{\varepsilon^{1/x}} \quad (5.11'')$$

și produsul:

$$\mu \bar{v} = \mu \frac{St(j)}{Sc_{CO_2}} \quad (5.11''')$$

cu ajutorul operatorului (29), fiind obținută și ultima valoare a exponentului politropic n_p .

Operatorii (31) și (32) servesc la calcularea secțiunilor efective momentane de curgere pentru una dintre armonici, respectiv pentru toate armoniciile sumate, dispunînd de coeficientul de debit.

Se observat că viteza medie la ieșirea din supapă se
determină pe baza exponentului politropic n_p , considerând în con-
tinut că fluidul evoluează adiabatic pe conductă (operatorii
33 și 34).

În fig. 4.4 este prezentată și organigrama care a
servit la calculul de sine stătător al parametrilor n_p, μ și μ^* ,
scopul comparării rezultatelor de calcul cu valorile obținute la
încercări experimentale, efectuate pe chiulnisa motorului TN - 6,

5.4. Algoritm de calcul pentru curcarea cu frecare după
metoda caracteristicilor.

Calculul proceselor de undă după metoda caracte-
risticilor s-a efectuat pe calculatorul IRIS-50 după organi-
grama prezentată în anexa A 2/1.

Operatorul ① permite informarea calculatorului
după parametrii de stare ai aerului ce urmează să aibă acces
la motor și asupra dimensiunilor caracteristice ale tracului de
soluție urmând ca prin operatorul ② să se calculeze densitatea aer-
ului și viteza sunetului raportate la condițiile mediului ambiant,
rezultatul de calcul de-a lungul conductei ΔX , și în timp ΔZ respectiv
5, precum și lungimea totală raportată X_T .

Grupul de operatori ③ ÷ ⑩ prin intermediul a
catororva cicluri, asigură stabilirea parametrilor geometrici, gazodinami-
ci și a coeficienților de debit ce determină condițiile de curgere,
sau un pas de calcul de $1^{\circ}6'$ [RAC].

Prin intermediul operatorilor ⑪ ÷ ⑲ se introduce
datele de inițializare ale vitezelor gazului, sunetului, presiunii
statice, debitului prin secțiunea controlată de supapă $\sum m_1$
și secțiunea de curcarea a conductei $\sum m_2$ considerând că pen-
tru un interval de calcul, în timp ($J_1=1$), fluidul se găsește în

Operatorul (30) inițializează calculul pentru prima rotă a arborelui cotit, din momentul în care supapa de admisiune începe să se deschidă; de menționat că ciclurile "K" împere presupun că în cea procesului de curgere pe durata rotației "active" a arbore cotit din punct de vedere al mișcării supapei, iar ciclurile pare de "K" sintetizează fenomenele în timpul rotației pentru care supapa de admisiune este închisă. Deoarece parametrul contor "j₁" crește continuu prin reluarea calculului după evoluția în timp a fenomenelor, s-a introdus operatorul (32) ce permite controlul operativ al ciclurilor după parametrul "j" cuprins între 1 și 325, valori ce reprezintă pasul de calcul în timp pentru o rotație completă.

Cu blocul de operatori (32) - (50) după cum K este par sau impar, respectiv după secțiunea în care se efectuează calculul (înseamnă chiar secțiunea controlată de supapă, variabilă în timp și $i \neq 1$ o secțiune oarecare de pe traseul de admisiune, cum se determină valoarea parametrului S_x (vezi relația (3.6)) care se acceptă $S_x = 0$; totodată prin calcularea cifrei Reynolds după viteza raportată $U(i)$, în secțiunea respectivă, cunoscută de la pasul de "j" anterior calculat, se stabilește caracterul curgerii și de aci coeficientul de frecare la pereți, λ .

Având în vedere faptul că o serie de parametri cum sînt: U , S_x primesc și valoarea zero, acceptia găsindu-se la numitori în numere sau în logaritmi unor numere, pentru ca algoritmul de calcul să fie prelucrabil pe calculator în situația amintită, lor s-a atribuit din oficiu o valoare foarte mică (10^{-10}) ceea ce din punct de vedere al preciziei calculului este acceptabil.

Operatorul (51) permite calculul mărimilor a, b, c după relațiile (3.13).

Dacă $a \leq 0$ și $c \leq 0$ (52 și 53) se obțin prin operațiile (54) pentru U_c, P_c și A_c valorile calculate la pasul anterior "j" și anume $U(i), P(i), A(i)$ ultimul fiind de fapt $A_p(i)$, omițându-se în acest paragraf indicele s, pentru simplificarea scrierii la calculator; se efectuează apoi saltul la operatorul (68).

Când $c > 0$ se poziționează punctul c față de P_1 (la stânga dacă $\Delta c = X(i) - c > 0$, operatori (55) și (56) și dacă fiind $\Delta c = c - X(i)$ operator (57)).

Pentru calculul de interpolare în cadrul aceluiași interval (pe axa $Z - Z$ vezi fig.3.2) trebuie stabilit la al doilea interval ΔX se găsește punctul c față de secțiunea investigată (punctul P_1) operație ce o realizează ciclul contor de "j₂" (realizat prin operatorii (58) - (60), unde j₂ reprezintă chiar numărul de probe ale intervalului în care se găsește c , numerotarea începând-se cu intervalul limitor secțiunii investigate. O dată stabilit definitiv punctul c se scrie prin (61):

$$j_3 = j_2 - 1 \quad (5.11)$$

și apoi prin operatorul (62):

$$\begin{aligned} U &= U(i-j_2) + \frac{[U(i-j_3) - U(i-j_2)] \cdot [c - X(i-j_2)]}{\Delta X} \\ P &= P(i-j_2) + \frac{[P(i-j_3) - P(i-j_2)] \cdot [c - X(i-j_2)]}{\Delta X} \\ A &= A(i-j_2) + \frac{[A(i-j_3) - A(i-j_2)] \cdot [c - X(i-j_2)]}{\Delta X} \end{aligned} \quad (5.12)$$

și apoi saltul la operatorul (63).

Metoda de interpolare prezentată mai sus este potrivită pentru determinării parametrilor U, P și A atât pentru punctele c cât și pentru a și b ; de menționat că punctul a se găsește întotdeauna în stânga secțiunii investigate iar b , la dreapta, pentru curgera sub suprafață, dată fiind relația lor de definiție (3.13).

Operatorul (68) care inițiază calculul de interpolare pentru U_b, P_b, A_b efectuat prin blocul (68) - (73) este parcurs și în cazul în care $\Delta c = X(i) - c < 0$, parametrii U_c, P_c, A_c rezultând din operatorul blocului (63) - (67).

Dacă $K = 2$ sau 4 sau 6 sau dacă K este impar și $K > 217$ (supapa este închisă), condiții puse de operatorii (74) și (77) asigură curgeră fluxului, deci $U_{(1)} = 0$ (78); după cum $U_c \neq 0$ și $U_b = 0$ prin operatorii (79) - (82) se calculează $P_{(1)}$ după o relație dată (3.24) de forma:

$$P(i) = \left\{ P_b \frac{x-1}{2x} + \frac{x-1}{2A_b} \cdot (-U_b - A_b \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \cdot U_b \cdot S_x \cdot \Delta Z) + \dots \cdot \frac{U_b^3}{|U_b|} \cdot \left[1 + (x-1) \frac{U_b}{P_b \frac{x-1}{2x} \cdot A_b} \right] \Delta Z \right\} \frac{2x}{x-1} \quad (5.13)$$

respectiv cînd $U_b = 0$:

$$P(i) = P_b \quad (5.13')$$

iar $A_{(1)}$ se determină dupa relația (3.25) urmînd apoi un salt la operatorul (190).

Daca $k \neq 2$ sau 4 sau 6 și $j < 217$ (supapa este deschisă) prin operatorul (83) se testează sensul curgerii ; în situația în care $p_2(j) < p_m$ (presiunea din cilindru mai mică decît presiunea de la intrarea în galeria de admisiune) curgerea are loc spre cilindru. Blocul de operatori (84) - (89) sintetizează calculul parametrilor $U_{(1)}$, și $P_{(1)}$ după metoda iterativă a lui Kani, sistemul de ecuații și formulele de calcul fiind conținute în grupajul de relații (3.27) - (3.31), iar pentru $A_{(1)}$ folosindu-se (3.25); de observat că funcția φ_0 (vezi relația (3.27')) are forme diferite după cum $U_b \neq 0$ sau $U_b = 0$ și anume în ultimul caz renunțîndu-se la termenii care-l conțin pe U_b pentru ca ordinatorul să nu efectueze împărțirea imposibilă prin zero, relația devenind:

$$\varphi_0 = U_0 - \frac{2}{x-1} \cdot A_b \cdot P_b \frac{x-1}{2x} \quad (5.14)$$

Itinerariul de calcul este urmat prin saltul la operatorul

(190)

Pornind tot de la blocul (83) dacă $p_2(j) > p_m$ sensul curgerii se schimbă și anume din cilindru spre conducta de admisiune folosindu-se condiția limită adecvată, descrisă de relația (3.35). Sistemul format din ecuațiile (3.24) și (3.35) pentru determinarea lui $U_{(1)}$ și $P_{(1)}$ se rezolvă după metoda iterativă a lui Mueller. Se folosește în acest scop subprogramul din biblioteca matematică a calculatorului RAXFXO, operatorii (90) - (95) sintetizînd și calculul parametrului $A_{(1)}$ după relația (3.25), urmînd apoi saltul la operatorul (190). Se menționează că în cazul în care $U_b = 0$ (test efectuat de operatorul (187)) funcția derivată din relația (3.36) care servește la determinarea

conductului $U(i)$ devine de forma :

$$U(i) = \frac{2}{x-1} \cdot A_b \left\{ \frac{1}{\varepsilon^{\frac{x-1}{2x}}} \left[-\frac{U^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} U(i)^2 \cdot x^2 \right]^{\frac{x-3}{x-1}}}{U(i)^2 \cdot x^2} + \left\{ \frac{x^2}{x-1} \left[1 - \frac{x-1}{2} U(i)^2 \cdot x^2 \right]^{\frac{x-3}{x-1}} \right\}^2 + \frac{2x^2}{x-1} \cdot \frac{\left[1 - \frac{x-1}{2} U(i)^2 \cdot x^2 \right]^{\frac{2(x-2)}{x-1}}}{U(i)^2 \cdot x^2} \right\}^{1/2} \left\{ -P_b \frac{x-1}{2x} \right\} \quad (5.15)$$

... dacă $a > 0$ (operator (52)) se verifică prin (106) dacă Δ și b adică din punctul b nu se potrivește înălțimea calculului a conductei de aspirație în acest caz determinându-se:

$$\Delta a = X(i) - a \quad (5.16)$$

... și se operează (108) - (112) pentru calculul parametrilor U_a, P_a , și relații de tipul (5.12). Prin (113) se calculează Δb și cu (114) - (118) U_b, P_b, A_b folosind tot (5.12) cu schimbarea a cu b și inversul și a primului termen din cea de-a doua adică de la a la b (c se înlocuiește prin b). Operații de calcul (120) - (131) permite calculul lui Δc și a parametrilor U_c, P_c . După cum punctul c se găsește la dreapta sau la stânga lui P_1 din Fig. 3.5, cazul tratat în acest alineat fiind propriu aerului în interiorul conductei de aspirație. Pentru ca situațiile posibile din punct de vedere gazodinamic la curgerea prin conductă să se poată descrie cu ajutorul calculatorului, relația (5.41) s-a

... notat prin următoarele notații:

$$E_1 = \frac{2}{x-1} (A_b \cdot P_b^{\frac{x-1}{2x}} + A_a \cdot P_a^{\frac{x-1}{2x}}) + U_a - U_b$$

$$E_2 = (A_a \cdot P_a^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_a + A_b \cdot P_b^{\frac{x-1}{2x}} \cdot U_b) \cdot \lambda_0 \cdot \Delta Z$$

$$E_3 = \frac{U_a^3}{|U_a|} \cdot \left[1 - (x-1) \cdot \frac{U_a}{P_a^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_a} \right] \quad (5.15)$$

$$E_4 = \frac{U_b^3}{|U_b|} \cdot \left[1 + (x-1) \cdot \frac{U_b}{P_b^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_b} \right] \cdot \lambda_0 \cdot \Delta Z$$

$$E_5 = E_{51} - E_{52}$$

$$E_6 = \frac{2}{x-1} (A_b + A_a)$$

... pentru (3.45) care servește la calculul vitezei raportate a conductei s-a notat:

$$E_{51} = \log A_c$$

$$E_{52} = \frac{x-1}{2} \cdot \lambda_0 \cdot \frac{|U_c^3|}{\left(P_c^{\frac{x-1}{2x}} \cdot A_c \right)^2} \cdot \Delta Z \quad (5.17)$$

$$E_5 = E_{51} + E_{52}$$

Cum de altfel s-a remarcat anterior se constată că s-a renunțat la indicele suplimentar "S" propriu parametrului A, pentru simplitatea scrierii la calculator. Relațiile (5.16) și (5.17) sînt sintetizate de operatorul (132).

Operatorii (133) - (139) presupun calculul parametrilor curgerii după următoarele relații:

dacă $U_a = 0$ și $U_b \neq 0$ avem:

$$P(i) = [(E_1 - E_2 + E_{32}) / E_4] \frac{2x}{x-1} \quad (5.18)$$

$$U(i) = -\frac{2}{x-1} [P(i) \frac{x-1}{2x} - P_0 \frac{x-1}{2x}]$$

dedusă din relația (3.30)

$$A(i) = e^{Es}$$

În cazul în care: $U_a = 0$ și $U_b = 0$ se folosesc relațiile:

$$P(i) = \left(\frac{E_1}{E_4} \right) \frac{2x}{x-1} \quad (5.19)$$

$$U(i) = \frac{2}{x-1} \cdot A_b \cdot [P(i) \frac{x-1}{2x} - P_0 \frac{x-1}{2x}] \quad \text{dedusă din (3.40) și}$$

$$A(i) = e^{Es}$$

Dacă: $U_a \neq 0$ și $U_b = 0$ se scrie că:

$$P(i) = [(E_1 - E_2 - E_{31}) / E_4] \frac{2x}{x-1} \quad (5.20)$$

$$U(i) = \frac{2}{x-1} \cdot A_b \cdot [P(i) \frac{x-1}{2x} - P_0 \frac{x-1}{2x}] \quad \text{după (3.40) și}$$

$$A(i) = e^{Es}$$

În sfîrșit cînd $U_a \neq 0$ și $U_b \neq 0$ pentru calculul lui $P_{(1)}$ se folosește (3.38), pentru $U_{(1)}$ relația (3.40) iar pentru $A_{(1)}$ relația (3.25). O dată $P_{(1)}$, $U_{(1)}$ și $A_{(1)}$ calculat prin oricare din relațiile de mai sus se efectuează saltul la operatorul (190). Dacă

$b \geq X_F$ (operator (106)) cu ajutorul operatorului (140) se verifică dacă $c \geq X_F$; în cazul cînd această condiție nu este satisfăcută blocul de operatori (141) - (153) permite determinarea lui Δ_c , poziționarea punctului c și calculul parametrilor U_c, P_c, A_c după relația (5.12).

Dacă este satisfăcută condiția din (140) prin (154) se adoptă:

$$U_c = U(i); \quad P_c = P(i); \quad A_c = A(i) \quad (5.21)$$

Grupul de operatori (155) - (160) servește la determinarea lui Δ_c

poi la calculul lui U_a, P_a, A_a după relații de formă (3.12).

Prin operatorul (161) se testează sensul curgerii la capătul liber al conductei și anume:

Dacă $P_{(i)} \leq 1$ curgerea are loc din mediu spre interiorul conductei. Blocul de operatori (162) - (175) sintetizează calculul parametrilor $U_{(i)}, P_{(i)}$ și $A_{(i)}$ pornind de la relațiile (3.42), (3.42'), și (3.25) și folosind metoda iterativă a lui Kani; de obicei în cazul în care $U_a = 0$ funcția γ_0 definită prin relația (5.22) își schimbă forma devenind:

$$U_a = U_0 + \frac{2}{x-1} \cdot A_{(i)} \cdot \left[P_0 \frac{x-1}{2x} - P_0 \frac{x-1}{2x} \right] \quad (5.22)$$

Calculul se continuă prin saltul la operatorul (190).

Dacă $P_{(i)} > 1$ curgerea are loc din conductă spre exterior la capătul liber al acesteia. Folosind condiția limită (3.42) și relațiile (3.42') și (3.25) prin grupajul de operatori (176) - (189) cu metoda lui Kani se determină $U_{(i)}, P_{(i)}$ și $A_{(i)}$; în cazul în care $U_a = 0$, funcția γ_0 este dată de relația (5.22).

Prin operatorul (190) se calculează valorile instanțelor dimensionale ale parametrilor viteza a gazului u , presiune totală p , presiune statică p_{st} și viteza sunetului a după relațiile:

$$\begin{aligned} u &= a_m \cdot U(i) \\ p &= p_m \cdot P(i) \\ p_{st} &= p_m \cdot P(i) - \frac{a_m^2 \cdot U(i)^2}{2x-1} \cdot p_m \cdot P(i)^{1/x} \\ a &= a_m \cdot A(i) \cdot P(i)^{\frac{1}{2x}} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Operatorii (191) - (201) permit scrierea parametrilor care prezintă interes, a debitului vehiculat prin secțiune controlată de supapă $\sum m_1$ și a celui ce trece printr-o secțiune de încălzire a conductei $\sum m_2$, aceștia calculându-se după relațiile:

$$\begin{aligned} \sum m_1 &= S_{T2}(j) \cdot \frac{x \cdot p_m}{a_m} \cdot \frac{P_{(i)}^{1/x}}{A_{(i)}} \cdot U(i) \cdot \Delta \xi \\ \sum m_2 &= S_{1ca} \cdot \frac{x \cdot p_m}{a_m} \cdot \frac{P_{(i)}^{1/x}}{A_{(i)}} \cdot U(i) \cdot \Delta \xi \end{aligned} \quad (5.24)$$

Prin operatorul (202) se testează dacă $i < 49$, sau dacă calculul s-a efectuat din secțiune în secțiune pînă la

capătul liber al conductei; dacă condiția enunțată este satisfăcută se face $i = i+1$ și se reia calculul de la operatorul (35).

Când $i > 49$ se testează indicele contor curent al timpului j_1 cu indicele limită j_5 al unuiu ciclu funcțional, folosind operatorii (203) - (204); dacă $j_1 < j_5$ calculul se reia pentru un nou "pas de timp" de la operatorul (37); dacă nu se compară indicele contor cu valoarea sa limită prin (206). În situația în care $K < 6$ prin (207) se face $K = K+1$, urmînd ca fenomenele să se descrie analitic pentru o nouă rotație a arborelui cotit; în sfîrșit dacă $K = 6$ programul calcul se încheie.

Descrierea succintă a principalelor organigrame utilizate la calculul fenomenelor de undă de pe conducta de aspirație a unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpi dovedește că no procedeu propus pe baza funcțiilor trigonometrice, este mai simplu decît procedeu după metoda caracteristicilor.

În ultimul caz este necesar calculul în 95.550 puncte parametrilor care descriu curgerea, valorile acestora fiind deduse prin metode iterative adecvate ce permit rezolvarea sistemelor de ecuații transcendente prezentate în cap.3.

În orice caz, în măsura în care regimul de unde nu este prea sever, ceea ce se întîmplă frecvent în cazul traseelor de aspirație chiar și pentru motoarele supraalimentate, pentru operațiunile se este mai indicată folosirea procedeuului propus în prezenta lucrare, în detrimentul metodei caracteristicilor.

6. INSTALAȚII DE ÎNCERCARE ȘI METODICA EXPERIMENTALĂ

LA.

6.1. Prezentarea generală a standurilor

6.1.1. Instalația pentru determinarea coeficienților de debit ai supapelor de admisiune.

Pentru a stabili veridicitatea calculului coeficienților de debit după relațiile propuse în paragraful 4.1 au fost realizați experimental acești coeficienți pentru canalul de admisiune controlat de supapa aferentă, din chiuloasa motorului TN 6.

Încercarea s-a efectuat utilizându-se standul prezentat schematic în fig.6.1.1

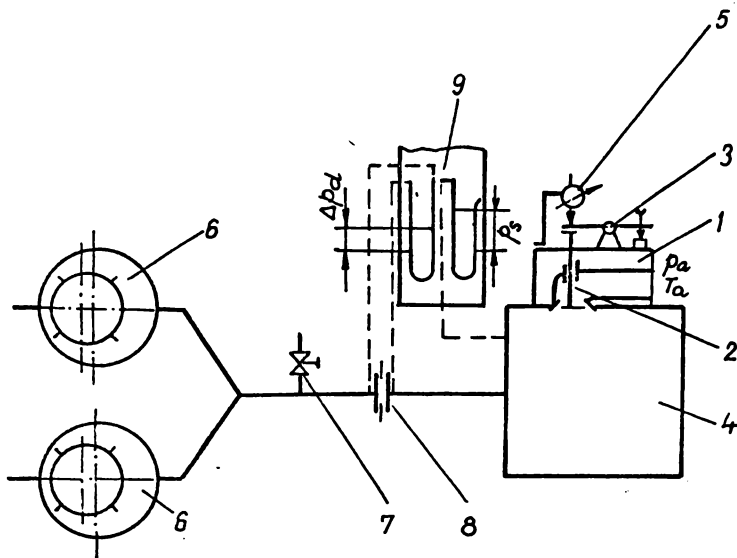


Fig. 6.1.1

Chiuloasa 1 a cărei supapă este acționată prin intermediul culbutorului 3 cu șurubul său de reglaj, se prinde pe reazemul de liniștire 4. Cursa supapei h_s se măsoară cu comparatorul. Aerul este aspirat prin canalizația de admisiune a chiuloasei cu

ajutorul a două pompe de vid cu inel de lichid 6. Pentru reglarea presiunii din rezervorul tampon, servește ventilul 7. Debitul de aer se măsoară cu o diafragmă dublă 8, căderea de presiune pe diafragmă și presiunea după supapă citindu-se la tabloul piezometric 9.

Cursa supapei s-a reglat din mm în mm; pentru fiecare deschidere s-a determinat grafic secțiunea geometrică de curgere pe lângă supapă.

În timpul măsurătorilor s-a menținut raportul presiunii p_2/p_a constant și anume $p_2/p_a = 0,9$. Instalația a fost verificată din punct de vedere a etanșeității înainte și după încercare.

6.1.2 Stand pentru cercetarea fenomenelor de undă din camera de admisiune a motorului TN - 6.

Pentru verificarea metodelor de calcul ale fenomenelor de undă s-a realizat o instalație experimentală care a permis înregistrarea proceselor nestaționare ce apar pe conducta de aspirație a unui motor cu aprindere prin comprimare, monocilindric.

Motorul de tip TN - 6 a fost antrenat prin intermediul unei cutii de viteză de către un motor electric asincron, trimisat de tip EA cu o putere de 15 [KW]. În locul injectorului s-a montat o supapă de descărcare care la presiunea de 1,25 bar permite trecerea aerului comprimat din cilindru spre racordul de evacuare, pentru protejarea membranei traductorului de presiune. De asemenea colectorul de admisiune s-a înlocuit cu conducte de diferite lungimi.

Instalația s-a completat cu subansamblele și mijloacele de măsură necesare punerii în evidență a fenomenului de undă, precum și determinării debitului de fluid trimis la eșapare conform schemei din fig. 6.1.2. d) semnificația notațiilor fiind următoarea:

1- motor monocilindric; 2- supapă de descărcare; 3- rezervor de liniștire; 4,5 - termometre cu lichid; 6,7 - piezometric apă; 8,9,10 și 11 - traductoare de presiune cu membrană;

13 - traductor inductiv fără contacte; 14 - traductor termocrometric; 15 - blocul comută și de lucru al termocrometrului; 16 - cutie de comutație; 17 - aparate universale pentru măsurarea electrică a mărimilor neelectrice; 18 - frecvențmetru digital; 19 - oscilograf cu cutie cu 12 canale.

În fig. 6.1.2 b și c sînt prezentate două fotografii ale standardului de încredere.

6.1.3 Instalația electronică de măsură

Încercările sînt domeniul motoarelor cu ardere internă și scopul utilizarea pe scară tot mai largă a aparaturii electronice de măsurare și înregistrare. În acest sens a fost concepută o instalație complexă de măsurare realizată în fig. 6.1.3.

Traductorii utilizați au fost:

- traductorii de presiune 1 cu timbre electrotensiometrice confecționați la Lab de Mot. cu ardere internă al I.P. "Tr. Timișoara.
- traductori inductivi fără contacte 2 - tip IWB-202
- traductor termocrometric cu fir cald 3 tip DISA -

Traductorii de presiune rezistivi și cei inductivi de deplasare se leagă printr-o cutie de comutație 4 sau direct la celelalte aparate universale pentru măsurarea electrică a mărimilor neelectrice UM III notate în schemă cu 5 și de aci la oscilograf cu cutie 6, tip RFT - 12 LS-1.

Traductorul termocrometric se leagă la blocul de lucru DISA 55 A01 notat cu 7 care la rîndul său transmite semnalul pentru înregistrare la oscilograf 6.

Pentru indicarea vitezei de rotație a motorului se folosește frecvențmetrul 8 tip FEA - FN 61A.

Instalația electronică de măsură utilizată a permis obținerea cu precizie ridicată a fenomenelor de undă cercetate.

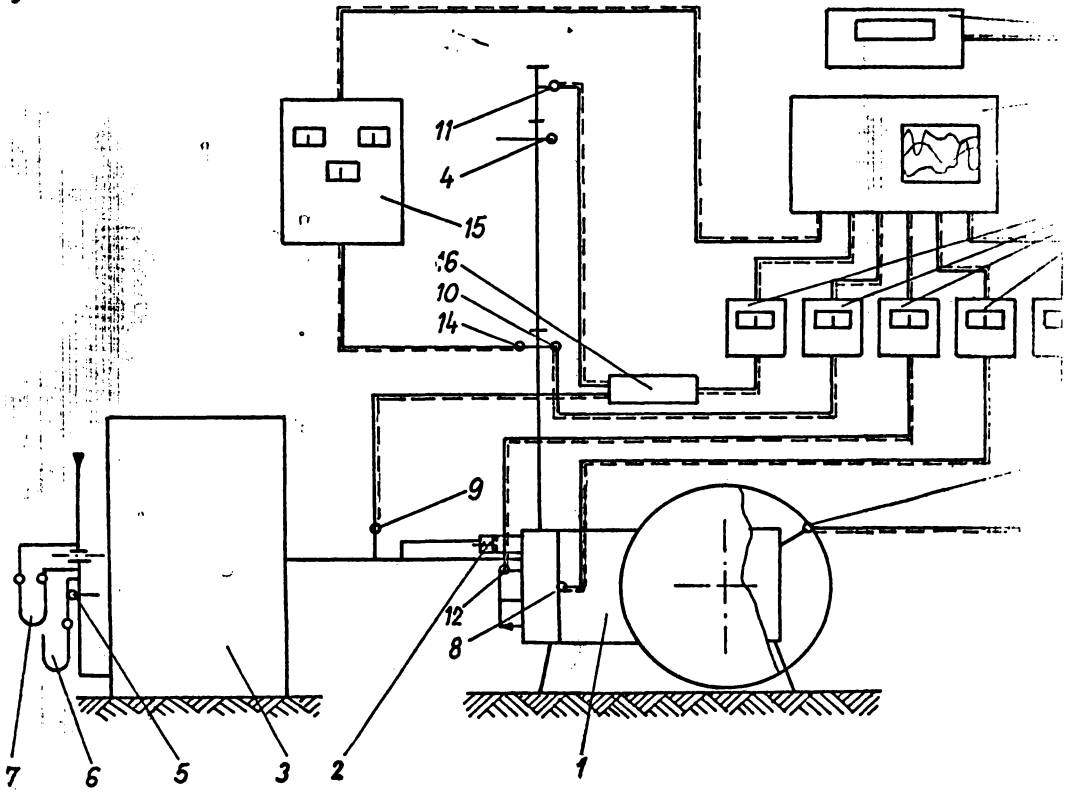


Fig. 6.1.2 a

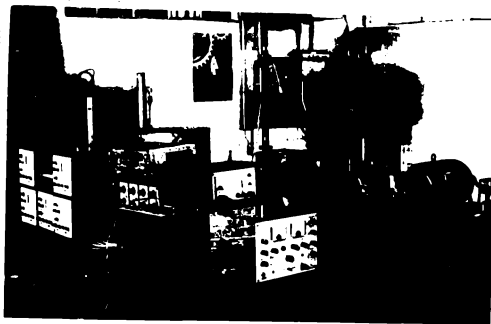


Fig. 6.1.2 b

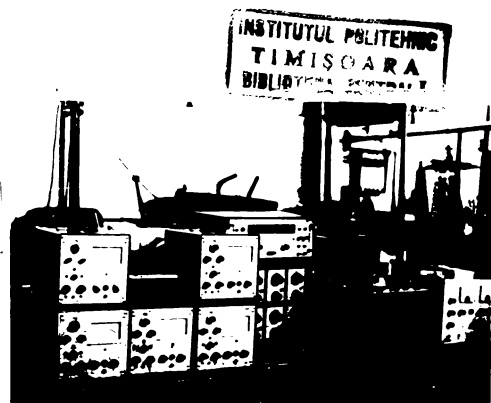


Fig. 6.1.2 c

Nr. de ordine program	Tipul organizării	Viteza de rotație [rot/min]	Lungimea conductei de aspirație [mm]	Tipul carmei		Nr. secțiuni calculate	Poziție secțiune față de câșcăt liber conductă [mm]	Coeficientul de cădere determinat		Ipozeze d.p.d.v. al frecării		Ipozeze d.p.d.v. al vitezei inițiale		Ipozeze d.p.d.v. al vitezei inițiale		Ipozeze d.p.d.v. al vitezei inițiale		Raport de presiune evaluat după pierderi
				Reproiectată	Originală			Experimental	Analitic	Fără frecare	Cu frecare simplă, coef. de frecare	cu vit. inițială	fără vit. inițială	Adiabatic	Poli-tropic	Adiabatic	Izoterm	
1	A 1/1	1253,9	2400	Da	-	1	1250	Da	-	-	Da	Da	Da	-	-	Da	Da	-
2	A 1/2	1253,9	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da
3	A 1/3	1253,9	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da
4	A 1/3	1253,9	2400	Da	-	3	1250; 50	Da	-	-	Da	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da
5	A 1/4	1253,9	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	-	Da	-	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
6	A 1/4	1253,9	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	-	Da	-	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
7	A 1/3	757	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	Da	-	-	Da	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
8	A 1/2	757	2400	Da	-	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
9	A 1/2	1254	1400	Da	-	3	1400; 250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
10	A 1/3	772,66	1400	Da	-	3	1400; 250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
11	A 1/2	1240,8	2400	-	Da	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
12	A 1/3	1240,8	2400	-	Da	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
13	A 1/3	767,17	2400	-	Da	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
14	A 1/2	767,17	2400	-	Da	3	2400; 1250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
15	A 1/2	1237,4	1400	-	Da	3	1400; 250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
16	A 1/3	766,76	1400	-	Da	3	1400; 250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da
17	A 1/3	1237,4	1400	-	Da	3	1400; 250; 50	Da	-	Da	-	Da	Da	-	Da	Da	Da	Da

Tabela 5.1

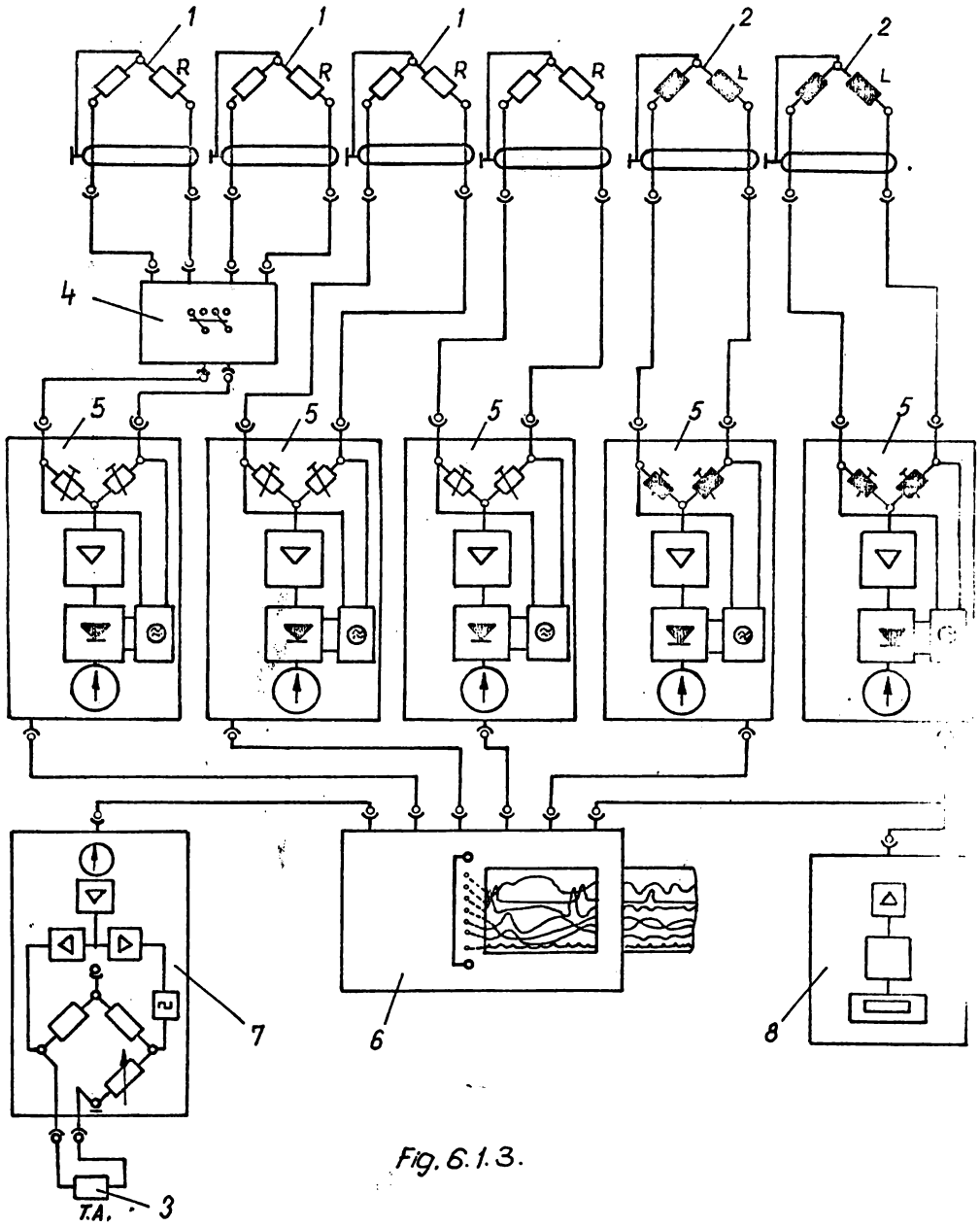


Fig. 6.1.3.

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
BIBLIOTECA CENTRALA

6.2. Metodica de cercetare.

Pentru studierea proceselor de unde de pe traseul de aspirație al motorului cu aprindere prin comprimare TN - 6, s-au realizat două montaje de conducte după schemele din fig.6.2.1 în care sunt marcate cu indicativul "p" punctele de măsurare a presiunii și "TA" poziția termooanemometrului; a putut fi pusă astfel în evidență influența lungimii conductei asupra structurii terenurilor de undă, fenomenele nestaționare fiind cercetate la diferite distanțe de la capătul liber al conductei.

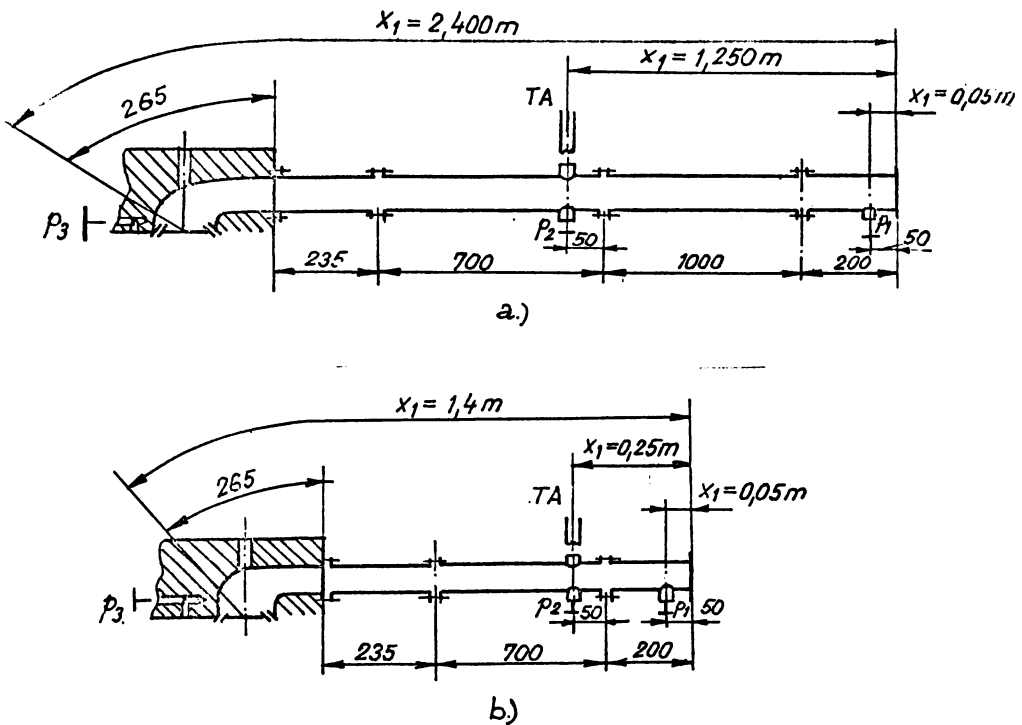


Fig.6.2.1

Cu ajutorul cutiei de viteza s-au realizat două viteze de rotație pentru motor ($n \cong 700$ rot/min și $n \cong 1200$ rot/min), astfel încât se pot face aprecieri în legătură cu influența acestui parametru asupra formei și intensității proceselor de unde.

S-a lucrat de asemenea cu două axe cu came ce s-au deosebit prin forma camei de admisiune, unul fiind prevăzut cu cama originală care realizează o deschidere maximă a supapei de admisiune $h=9,79$ [mm] și al doilea cu o camă prelucrată prin electroeroziune, cu $h = 7,84$ [mm] .

Deși studiul influențelor pe care le au asupra fenomenelor de undă lungimea conductei, viteza de rotație a arborelui motorului și secțiunea timp realizată de supapa de admisiune nu a constituit un scop în sine, s-a recurs la realizarea de variante constructive și funcționale pentru verificarea multiplă a procedurii de lucru propus.

Faptul că motorul încercat a funcționat în regim de antrenare a permis cercetarea proceselor nestaționare în ipoteza neglijării transferului termic suportat de fluidul proaspăt.

În tab.6.2.1 sînt sintetizate condițiile de încercare care s-au realizat la cercetarea fenomenelor de undă de pe conducta aspirație a motorului TN - 6.

TABELUL 6.2.1

Indicativul regimului de lucru	Viteza de rotație [rot/min]	lungimea conductei de aspirație [mm]	Tipul camei	Poziția trd. presiune față de capăt liber conductă [mm]	Poziția trd. termic-anemometrică față de capăt liber conductă [mm]
I	1253,9	2400	Reproiectată	50; 1250	1250
II	757	2400	"	50; 1250	1250
III	1254	1400	"	50; 250	250
IV	772,66	1400	"	50; 250	250
V	1240,8	2400	Originală	50; 1250	1250
VI	767,17	2400	"	50; 1250	1250
VII	1237,4	1400	"	50; 250	250
VIII	766,76	1400	"	50; 250	250

6.5. Caracteristicile:

6.5.1 Caracteristicile măsurării rezistenței activat.

Viteza instanțelor a fluidului care trece prin conducta de admisiune s-a măsurat în ara conductei cu un termocromocrom cu fir cald tip DSA - 55 A 22 care s-a legat la blocul de lucru DSA - 55 A 01 printr-un cablu coaxial tip DSA - 9006 A 1071 și apoi la oscilografu 12 B3 - 1 prin cablu coaxial DSA - 9006 A 122.

Tranductorul cu fir din wolfram platinat are caracteristicile din tabelul 6.3.1.

TABELUL 6.3.1

Tip	lungime [mm]	rezistență [Ω]	coef. rezist. [%/°C]	rezistență [Ω]	vit. max. [m/s]	vit. min. [m/s]	coef. temp. [%/°C]	coef. temp. oxid [%/°C]	coef. temp. max. [°C]	coef. temp. min. [°C]	coef. temp. max. [°C]
SA	1,2	0,005	4	3,5	250	0,1	390	150	300	50	

Cîteva din caracteristicile mai importante ale blocu-

de lucru DSA - 55 A 01 sînt date în cele ce urmează:

- Banda de răspuns corect la frecvența: $0 \div 60$ [kc/s]
- Dimpțiunde rezistențe pentru tranductori: $1 \div 50$ [Ω]
- Curent maxim disponibil pentru tranductori: 250 [mA]
- Conector coaxial pentru mijloc de înregistrare cu im-

pedanța de ieșire:

cca. 1kΩ

- Tensiune de alimentare: reglabilă : $90 \div 240$ [V]

- Puterea consumată: 100 [W]

- Precizia de determinare a rezistenței reci: $\pm 0,5$ [%]

- Precizia de determinare a rezistenței de lucru: $\pm 0,1$ [%]

- Precizia voltmetrului pentru măsurarea tensiunii pun-

ții de c.c. ± 1 [%]. Prin conectarea la puncte a unui aparat exterior, precizia de măsură a tensiunii punții este determinată exclusiv de

clasa de precizie a acestui mijloc de măsurare. În fig.6.5.1 este

redată variația raportului dintre amplitudinile determinate și efective [dB] și a rezistenței de lucru [Ω] la măsurarea vitezei cu

tranductorul în regim dinamic, funcție de frecvența fenomenului

registrat în [kc/s] după [14]

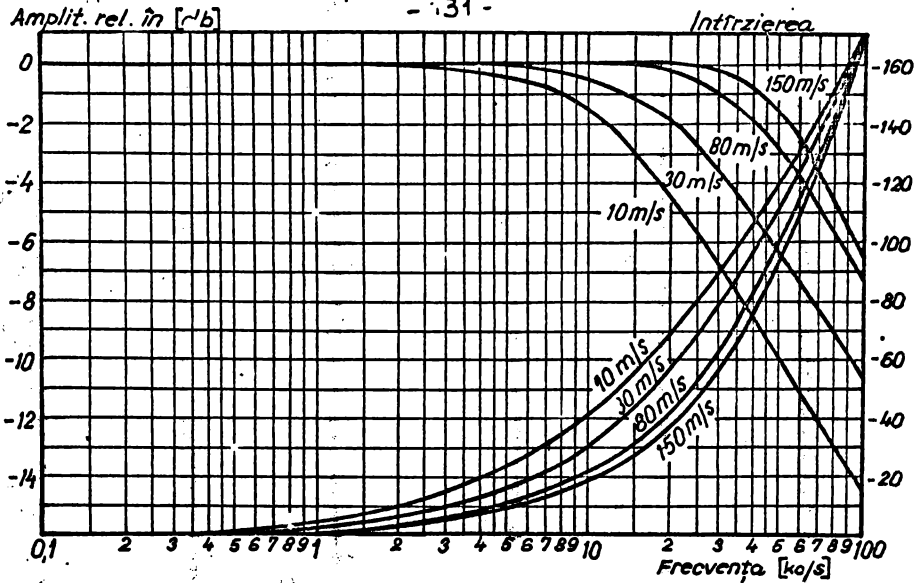


Fig. 6.3.1

Principial funcționarea termoanemometrului are la bază transferul de căldură convectiv de la un fir încălzit electric la un fluid care înconjoară firul.

Traductorul este dispus într-un braț al unei punți Wheatstone fig.6.3.2 coldălat braț fiind format din trei decade de rezistențe. Puntea este alimentată de un amplificator de putere a cărei tensiune de ieșire este comandată de tensiunea de ieșire a punții.

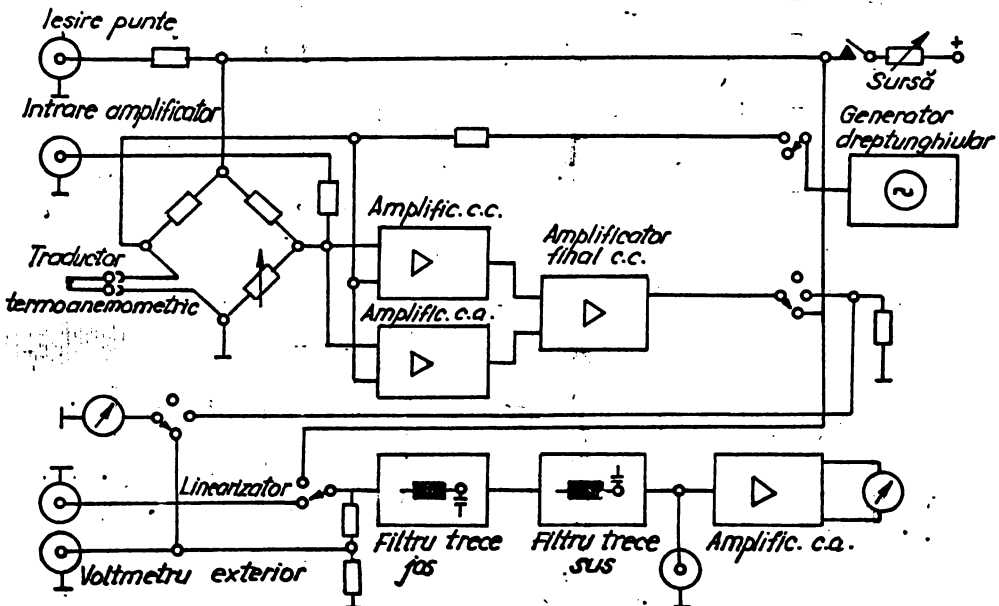


Fig 6.3.2

Când rezistența traductorului nu corespunde cu rezistența brațului reglabil apare o tensiune la bornele de ieșire ale punții și deci la intrarea amplificatorului. Această tensiune este foarte mică foarte mult într-un amplificator de c.a. și în amplificatorul de c.c. și readusă la punte ca tensiune de alimentare. Sistemul este astfel realizat încât tensiunea de alimentare crește când rezistența traductorului este prea mică. Prin aceasta crește curentul prin punte și deci și prin traductor. El se încălzește și mărirea rezistenței din cauza măririi temperaturii duce la o reducere a tensiunii inițiale de dezechilibrare a punții. Bucla astfel formată reprezintă un sistem de echilibrare automată; prin urmare aparatul reglează automat la o anumită temperatură a traductorului care vine numai de valoarea rezistenței fixată în brațul reglabil al punții.

Variația vitezei curentului duce la modificarea temperaturii de caldura între traductor și curentul de fluid. Sistemul automat descris mai sus va intra în funcțiune și va menține practic constantă temperatura traductorului lărgind domeniul de frecvență al curentului prin micșorarea inerției termice a firului cald.

Pentru etalonarea traductorului care s-a efectuat în montaj similar celui de experimentare, adică blocul de lucru fiind conectat la oscilograf cu buclă 12 LS - 1, s-a folosit instalația de etalonare tip DISA - 55 D 41/42 cu următoarele caracteristici tehnice principale:

- Domeniu de viteze: $1 \rightarrow 200$ [m/s]
- Turbulență proprie: Mai mică de 0,15 [%] la 100 [m/s] și 5 [kHz] lățime de bandă.

- Caracteristici ale micromanometrului tip 134 b pentru vitezele sub 50 [m/s.] :

- Domenii de presiune: 10, 20, 40, 80, 160 mm col H_2O
- sensibilitate maximă: 0,05 mm H_2O pe diviziune
- eroare de măsură: $\pm 0,5\%$ din domeniu.

Pentru viteze peste 50 m/sec. s-a lucrat cu piezometru cu apă care a permis o sensibilitate maximă de 0,5 mm H_2O .

La etalonare s-au aplicat corecțiile necesare după presiunea și temperatura aerului aspirat în instalație, în fig. 6.3.3 fiind reprezentate curbele ce au servit etalonării după documentația DISA.

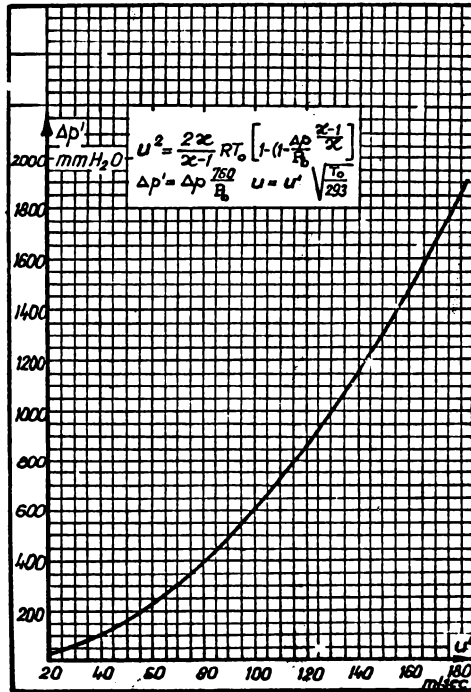
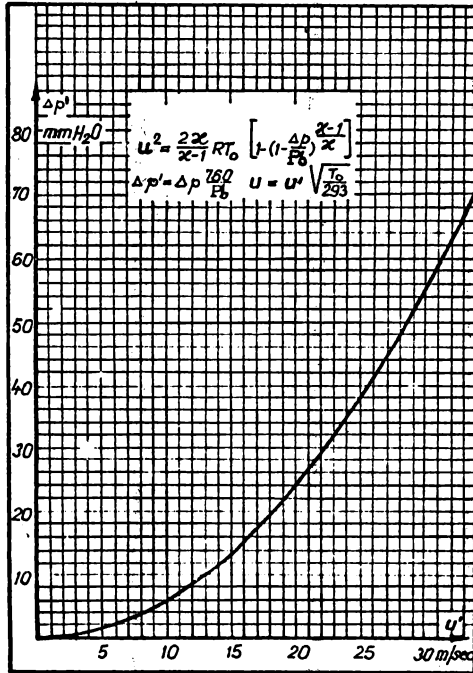


Fig 6.3.3

6.3.2. Măsurarea presiunilor în regim staționar.

Presiunile s-au măsurat, în regim dinamic, în cilindrul motorului, în două puncte ale conductei de aspirație și interconectant pe conducta de eșapare, în rața rezervorului de liniștire (vezi fig.6.1.2 a și tabel 6.2.1).

În fig. 6.3.4. a, este prezentat traductorul pentru măsurat presiuni, conectat la Laboratorul de Mașini Termice al I.I.T. "Tr.Vuia" Timișoara.

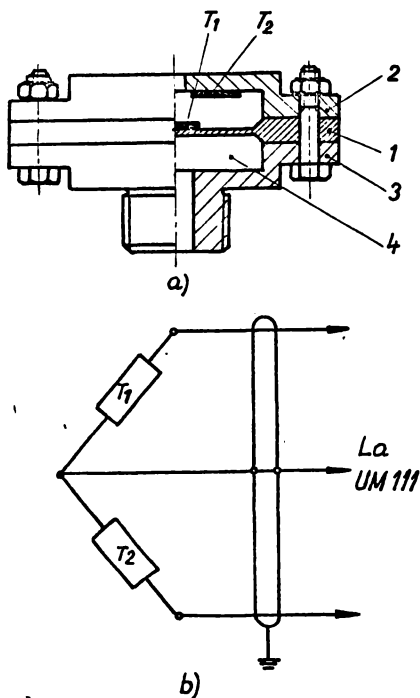


Fig. 6.3.4

Traductorul este format din membrana 1 încastrată în suport, capacul 2 și suportul cu priza de presiune 3. Pe diametrul ϕ 32 mm membrana are următoarele grosimi:

$h_1 = 0,32$ mm - pentru traductorul montat în zona raței de liniștire.

$h_2 = 0,35$ mm pentru traductorul montat la intrarea în rața de aspirație.

$h_2 = 0,5$ mm pentru traductorul montat la cilindrul motorului.

$h_4 = 0,34$ mm pentru traductorul montat în fața rezervorului de liniștire.

Sub acțiunea unei presiuni în interiorul camerei 4, placă deformaază. Dacă pe membrană se lipește un timbru electrostatic T_1 și un al doilea T_2 pe capacul 2, se poate forma o semipunctă tivă fig. 6.3.4.b, care la deformarea membranei sub acțiunea se dezăchilibrează proporțional cu presiunea.

În fig. 6.3.5 este redată diagrama momentelor încovoi radiale și circumferențiale distribuite, suportate de membrană.

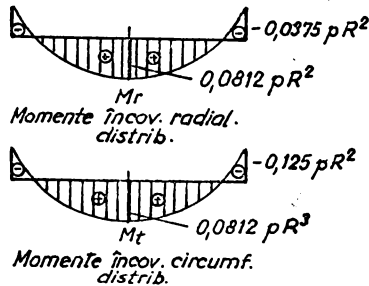


Fig. 6.3.5

Tab. 6.3.2

Nr. încovoi	h [mm]	R [mm]	p_{max} [N/mm ²]	$\sigma_r max.$ [N/mm ²]	$\sigma_t max.$ [N/mm ²]	r [mm]	E_t		E_t mediu	E_r		E_r mediu	Pres. limită măsurabilă [N/mm ²]
							[$\mu m/mm$]	[$\%$]		[$\mu m/mm$]	[$\%$]		
1	0,32	16	$0,6 \cdot 10^5$	$1,152 \cdot 10^8$	$1,1772 \cdot 10^8$	0	41,615	0,04161	0,03892	41,615	0,04161	0,03530	273,71
						2,5	40,599	0,04059		38,567	0,03856		
						5	37,5510	0,03755		29,423	0,02942		
2	0,35	16	$0,6 \cdot 10^5$	$0,34041 \cdot 10^8$	$1,1772 \cdot 10^8$	0	34,7817	0,03478	0,03337	34,736	0,03478	0,03054	327,4362
						2,5	33,9374	0,03393		32,238	0,03223		
						5	31,3896	0,03139		24,595	0,02459		
3	0,50	16	$1,5 \cdot 10^5$	$1,1523 \cdot 10^8$	$1,1772 \cdot 10^8$	0	17,0455	0,01704	0,01635	17,045	0,01704	0,01456	668,2192
						2,5	16,6253	0,01662		15,797	0,01579		
						5	15,2809	0,01528		12,052	0,01205		
4	0,34	16	$0,6 \cdot 10^5$	$1,047272 \cdot 10^8$	$1,1772 \cdot 10^8$	0	36,8631	0,03686	0,03536	35,863	0,03586	0,03236	308,9929
						2,5	35,9631	0,03596		34,163	0,03416		
						5	33,2632	0,03326		26,063	0,02606		

Se observă că zona accesibilă cu deformații maxime este zona centrală a plăcii. Pe aceasta s-a lipit centric timbrul tensiometric tip D 120 produs de Mikrotekhna - K.B.C. având o rezistență de $118,5 \Omega$.

Ținând seama de solicitarea compusă, după teoria I de tensiune valoarea efortului maxim în membrană este dat de relația [5]

$$\sigma_{rmax} = \frac{3}{4} p \frac{R^2}{h^2} \quad (6.1)$$

Membranele sînt confecționare din OIG 60 avînd rezistența admisibilă la solicitări pulsante de $1,1772 \cdot 10^3 \text{ [N/m}^2\text{]}$

Deformațiile specifice tangențiale și radiale calculează cu expresiile:

$$\epsilon_t = \frac{3}{8} \cdot \frac{1-\mu^2}{E} \left(\frac{R}{h}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \cdot p \quad (6.2)$$

$$\epsilon_r = \frac{3}{8} \cdot \frac{1-\mu^2}{E} \left(\frac{R}{h}\right)^2 \left[1 - 3\left(\frac{r}{R}\right)^2\right] \cdot p \quad (6.3)$$

unde: $\mu=0,3$ - coeficientul contracticii transversale.

$E=2,05 \cdot 10^{11}$ - modulul de elasticitate în $[\text{N/m}^2]$

r =raza vectoare $[\text{mm}]$

Deformațiile specifice ϵ_t și ϵ_r se calculează la 3 raze vectoare și se face media lor. Dat fiind faptul că timbrul este circular, se vor avea în vedere deformațiile radiale pentru aprecierea condițiilor de măsurare.

În tab. 6.3.2 sînt sintetizate valorile eforturilor determinate după presiunile maxime măsurabile și valorile deformațiilor calculate după presiunile medii de lucru; este determinată de asemenea presiunea limită măsurabilă avînd în vedere deformațiile radiale și calitățile montajului electronic de măsură.

Se observă că valoarea maximă a deformației se înregistrează la $r=0$ unde avem $\epsilon_{r_{max}} = 0,017045 \dots 0,041615 \cdot [\%]$ funcție de grosimea membranei.

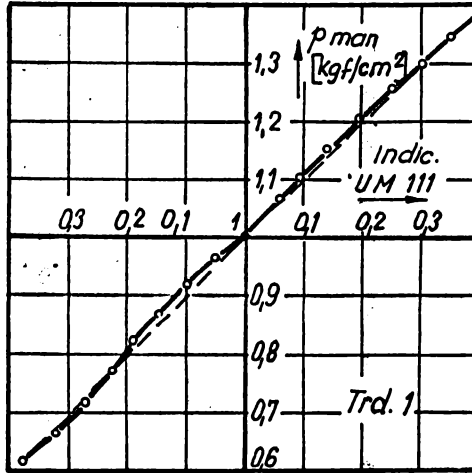
După indicațiile date în [] pentru a se asigura condiții de linearitate este necesar ca $\epsilon_{r_{max}} < 1 [\%]$; inegalitatea este satisfăcută cu prisosință de traductoarele construite. De altfel

Fig. 6.3.6 a, b, c și d se constată o bună linearitate, stabilită experimental la etalonare; abaterile mici înregistrate își au originea în imposibilitatea de a prelucra membrana la o grosime riguros constantă și în fixarea puțin excentrică a timbrului electrotenzometric. Neliniaritate mai severă înregistrează traductorul 4 motiv pentru care acesta s-a utilizat doar la evaluarea oscilațiilor de

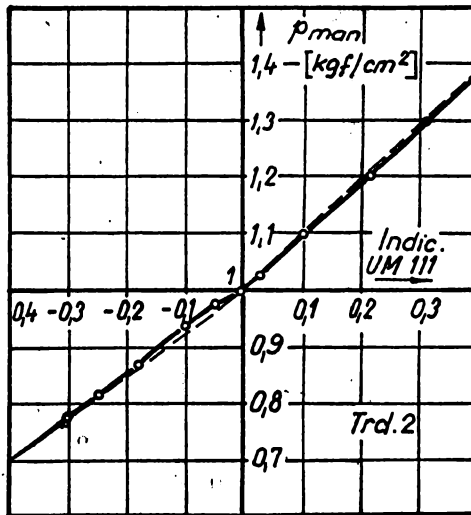
și a rezervorului de hidraulic ...

(fig d.)

Valorăle medii ale deformațiilor timbrelor r mediu var
ză între 0,0149647..... 0,036535 [%..] .Deoarece sensibilitate
aparaturii UM 111 la care este conectat traductorul este de 0,00
pe scara cea mai sensibilă ,rezultă că se pot măsura presiuni



a.)



b.)

Fig. 6.3.6

valori variaza între 0,000279 ... 0,0006814 [kg/cm²], funcție de variațiile memoranței, ceea ce desigur satisface având în vedere amplitudinile pe care le cunoaște oscilațiile de presiune.

După [53] frecvența proprie circulară a membranei este dată de relația:

$$\omega_0 = \frac{5,12 \cdot h}{R^2} \cdot \sqrt{\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)}} \quad (6.4)$$

deci frecvența liniară fiind:

$$\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot \nu_0 \quad (6.5)$$

În această situație pentru cei 4 traductori vom avea funcțiile de grosime, frecvențele proprii din tab.6.3.3 ale căror valori sînt suficient de ridicate.

Tab. 6.3.3

Traductor	h [mm]	ω_0 [rad/sec]	ν_0 [Hz]
1	0,32	19980	3180
2	0,35	21805	3480
3	0,5	31200	4970
4	0,34	21200	3380

După [20] frecvența proprie efectivă a membranei poate diferi de frecvența determinată mai sus datorită următoarelor considerente:

- încastrarea conturului, în speță a flanșei suport a presiunii, nu este niciodată perfectă, orice slăbire a încastrării ducîndu-se la coborîre frecvența proprie.

- membrana nu este perfect plană; datorită acestui fapt se poate provoca o ușoară tendință de deformare, frecvența proprie fiind similar cazului unei pretensionari.

- cazul care se găsește în partea opusă camerei de măsurare aluziunii acționază datorită elasticității sale ca un rezorț în jurul frecvenței proprii a membranei.

Calculul unor cazuri prezentate în [20] este făcut pentru o membrană confecționată din bronz-berlinos și pentru care de altor, s-a calculat o frecvență proprie de 924 Hz și a

Este determinată experimental valoarea frecvenței la 897 Hz ceea ce reprezintă o abatere de 2,93 %.

Având în vedere că frecvențele fenomenelor investigate transductorii construiți la lab.de motoare cu ardere internă sînt mai mici decît frecvențele proprii ale membranelor, abaterile înregistrate la calculul frecvențelor proprii comparativ cu cele efective își pierd din importanță.

Pentru determinarea presiunilor în regim dinamic, tîmbele electrotensiometrice fixate pe membrană respectiv pe capacul motorului, se leagă la aparatul universal pentru măsurarea electricităților mărimilor neelectrice tip UM 111 - fabricație RFT - VEB Funkwerk Dresden care are următoarele caracteristici principale [16]

Nr. canale de măsură: 1

Nesămetria maximă la echilibrarea punții pentru temperaturi de lucru între 0°.....40°C: < 0,002 %.

Frecvența purtătoare: (5000 ± 50) Hz

Domeniul de lucru: 0...1200 Hz

Sensibilitatea maximă: < 0,3 mV tensiune de ieșire.

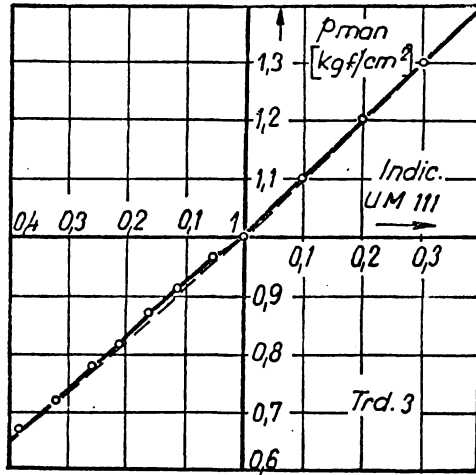
Curent și rezistență pentru ieșire la bucle de curent

$I_k = \pm 5 \text{ mA}$ $R_i = 0 \dots 90 \Omega$

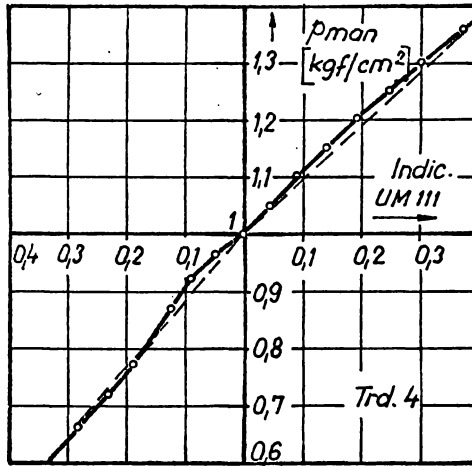
Nonlinearitate la funcționare în cuplaj cu osciloscop:

≤ 2 % pînă la ± 15 mA.

În fig.6.3.7 este reprezentată variația raportului între amplitudinea măsurată și cea efectivă pentru un parametru măsurat în regim dinamic cu aparatul UM 111 funcție de raportul frecvența de variație a parametruului respectiv și frecvența limită de lucru a aparatului (1200 Hz) [16]



c)



d)
Fig. 6.3.6

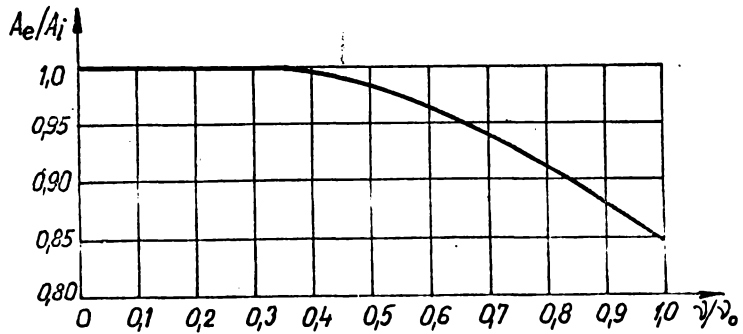


Fig. 6.3.7

In fig. 6.3.8 se prezinta schema bloc aparatului
 versal UM 111.

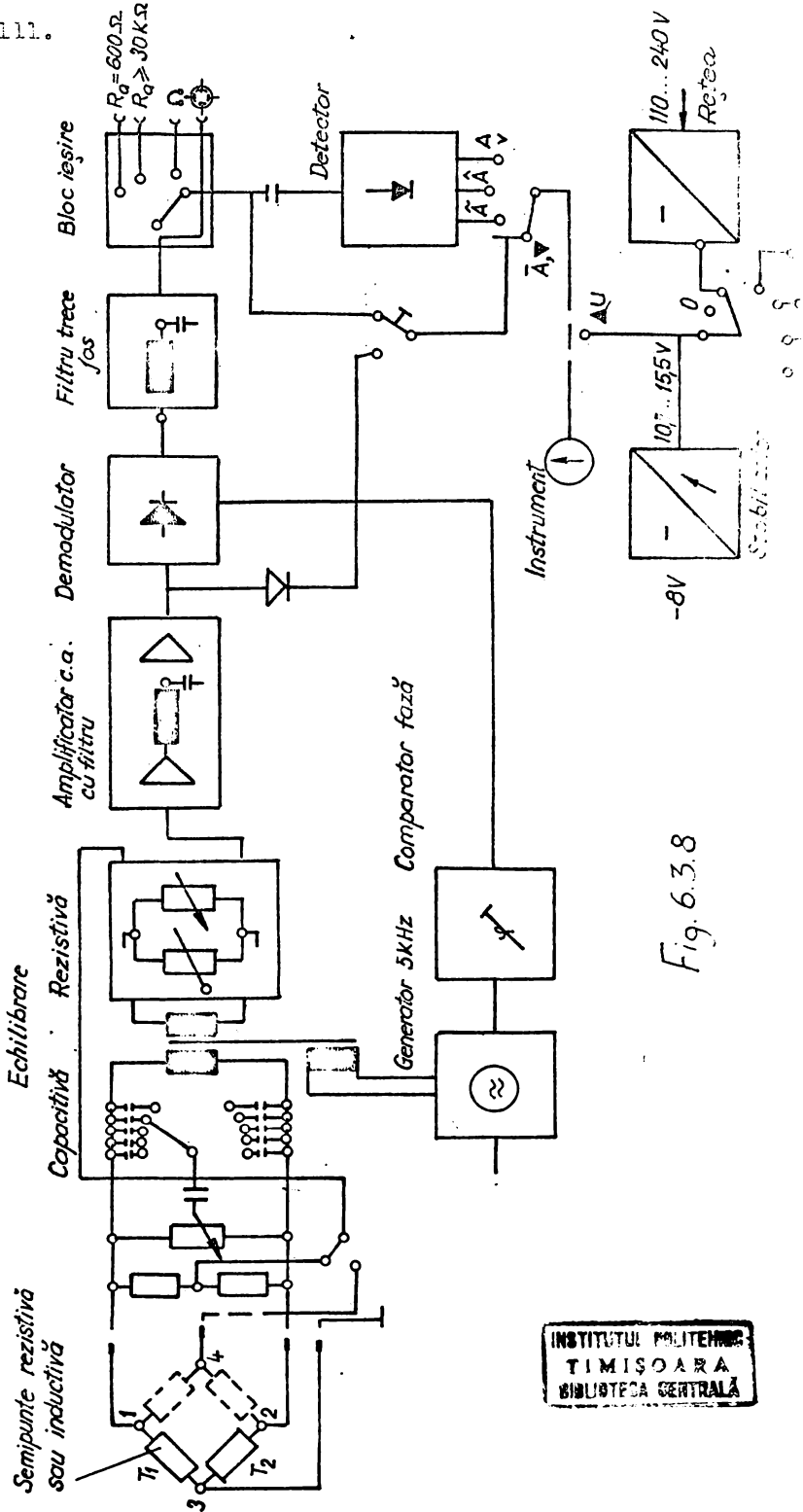


Fig. 6.3.8

INSTITUTUL POLITEHNIC
 TIMIȘOARA
 BIBLIOTECA CENTRALĂ

Diagrama normală de traducătorii rezistivi (sau activi) este completată în puncte de rezistențele R_1 și R_2 . În punctele 1 și 2 punctul central bobinată este alimentată în curent alternativ la generatorul de 5 KHz, la o tensiune de 1;2;4;8 [V]. Deoarece aceasta este alimentată în curent alternativ echilibrarea ei se face activ și capacitiv după cum se vede în figură. La un dezechilibru punții cauzat de modificarea impedanțelor traductorilor T_1 și T_2 ,

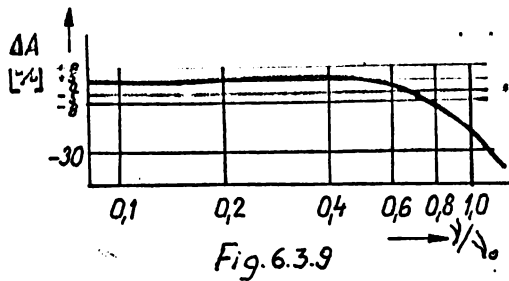
punctele 3 și 4 apare o tensiune modulată în amplitudine, proporțională cu mărimea investigată, în cazul de față presiunea. Acest semnal este amplificat de amplificatorul cu filtru care elimină perturbațiile introduse prin cablurile de legătură. Semnalul în continuare demodulat prin intermediul demodulatorului și a comparatorului în fază, care aduce în fază tensiunea modulată cu cea a generatorului de 5 KHz. Filtrul trece jos elimină scâpările de la demodulare fiind un filtru trece jos cu frecvența de tăiere de 5 KHz. Semnalul trece apoi la blocul de ieșire care acordază impedanțele de cuplare cu aparatură de înregistrare, în cazul în speță oscilografului cu buclă 12 LS-1.

Buclele oscilografului cu care s-a lucrat, de fabricație RFT - VEB Messgerätewerk Zwicknitz au caracteristicile din tabelul 6.3.4. [45]

Tab. 6.3.4

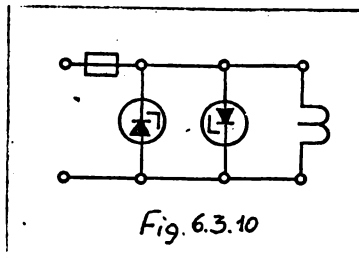
Tip	frecv. proprie în aer [Hz]	sensibilitatea statică [mm/mA]	Rezist. internă [Ω]	ăuserer Grenzwiderstand. pt. $\alpha = 0,5, 0,7$ [Ω]	încărcare efectivă maximă [mA]
625.14	cca 4000	1,2	38	150	30

În fig.6.3.9 este redată variația abaterilor prezentate la măsurarea dinamică a unui parametru cu oscilografului LS-1 în funcție de raportul dintre frecvența de variație a parametrului respectiv și frecvența proprie a buclei utilizate!



Schema electrica a buclei galvanometrice tip 4322.

este prezentată în rig.6.3.10



Etalonarea traductorilor de presiune s-a efectuat în montaj complet și anume traductor - aparat universal UM 111 - oscilograf cu buclă 121S - 1.

La fiecare început și sfârșit de oscilografieră au fost trasate mărimile de eta-

lonare.

Fiecare aparat de măsură UM 111 a fost calibrat cu mărime mecanică etalon. Pentru calibrare, traductorii s-au montat succesiv la un stand pentru etalonarea manometrelor folosind ca manometru etalon un manovacumetru de clasă de precizie 0,6; cu diviziunea scalei de 0,05 [at]; calibrarea corectă în domeniul de presiunilor s-a verificat și cu ajutorul instalației prezentată în 6.1.1 situație în care traductorii s-au găsit concomitent pe rezervorul de liniștire al standului respectiv. Prin punerea brusca în legătura cu atmosfera a conductei de aspirație din rezervor s-a realizat și calibrarea în regim dinamic.

După valorile presiunilor respectiv a depresiunilor cunoscute pentru fiecare traductor s-a determinat o anumită constantă de calibrare care s-a programat la aparatul UM 111 respectiv. Cu mijloace interne, proprii aparatului, s-au introdus semnale etalon care au reprezentat pe oscilogramă scala întregă a aparatului în sensul semnalului.

6.3.3. măsurarea vitezei de rotație a arborelui
cortit și marcarea punctului mort în interior.

Pentru măsurarea vitezei de rotație a arborelui
cortit și marcarea punctului mort interior s-a utilizat un traductor
inductiv fără contacte tip IWB - 2o2 de fabricație RFT - VEB Mes-
electronik Dresden.

În Fig.6.3.11 este prezentată schema construcției
traductorului inductiv IWB - 2o2 :

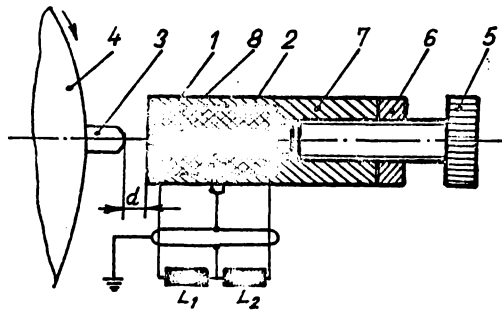


Fig. 6.3.11

El se compune din două bobine identice 1 și 2
legate sub formă de punte Wheatstone. Semipuntea este alimentată
de curent alternativ la o frecvență de 5 kHz. Știftul metalic 3 care
modifică reluctanța bobinei 1 se află în exteriorul carcasei 7 a tra-
ductorului și este fixat de obiectul în mișcare 4 adică de volantul
motorului. La trecerea știftului prin dreptul bobinei se dezechili-
brează semipuntea iar la ieșirea punții UM III, la care se leagă tra-
ductorul, apare un semnal în tensiune sub formă de impuls ce poate fi
înregistrat. Echilibrarea grosieră a punții se face prin deplasarea
știftului 5 fixat cu contrapiuliță 6, în apropierea bobinei 2. Pen-
tru robustețea traductorului spațiile dintre bobine sînt umplute
cu o rășină tare 8.

Cîteva din principalele caracteristici tehnice
ale traductorului IWB - 2o2 sînt date în cele ce urmează [18]:

Domeniul de frecvențe: 0...1000 Hz

Sensibilitate : $\pm 0,2 [\mu\text{m}]$

Distanța "d" pentru păstrarea liniarității: 0,5... 5 []

În fig.6.3.12 este prezentată schema de plasare a traductorului și a stiftului exterior în vederea măsurării vitezei de rotație și a marării punctului mort interior. Traductorul 1 este fixat prin intermediul unei bride rigide 2 pe blocul motor iar stiftul ascuțit 3 se înșurubează în volant.

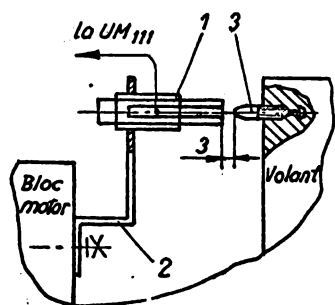


Fig. 6.3.12

Pentru marcarea corectă a punctului mort interior a fost fixat pe arborele cotit un momentoscop, după indicația sa de zero aducându-se mijlocul suprafeței active a traductorului în dreptul stiftului prin poziționarea bridei în punctul de prindere pe blocul motor.

În scopul verificării fixării corecte a traductorului și pentru înlăturarea influenței jocurilor, punctul mort interior s-a determinat prin măsurarea cu comparatorul a două poziții ale pistonului departate de P.M.I. însumând unghiurile pe momentoscop cu + și - un arc total de $2 \times 30^\circ$; prin înjumătățirea arcului s-a obținut noua poziția căutată a punctului mort interior. eventualele erori au fost diminuate și prin aceea că distanța la care se fixează traductorul față de axa de rotație a arborelui cotit este suficient de mare (cca 0,65 m).

Traductorul LWR -202 se leagă la un aparat universal UM 111 iar de aci semnalul este transmis la oscilografu 12 13 - 1, pentru înregistrare.

Viteza de rotație a roșt determinată atât cu ajutorul oscilogramei cât și cu ajutorul frecvențimetrului cu afișaj digital FN1 - 6A, legat electric la traductor, paralel cu puntea UM 111

excursiă în jurul lui 1 - GA ca urmare a variației
 cantității prin care [47]:

.....

.....
.....
.....
.....
.....

..... pentru ca semnalul obținut de oscilograf să
 ait mai ascuțit în scopul mărcării precise a punctului mort in-
 terior, pe în încercări, s-a adoptat o constantă adecvată de calibra-
 re a aparatului UM 111; totodată s-au folosit pentru reglaj și
 țiile oferite de șurubul de reglare 5 (vezi fig. 6.3.11) al
 motorului.

..... Deoarece motorul a funcționat în regim de
 linare viteza de rotație a fost suficient de stabilă astfel că
 scajul singular de punct mort interior înregistrat pe oscilogra-
 a fost suficient de precis și repetabil și a durat o perioadă
 timp de secunilor (p, 0,1 sec) care este foarte stabilă.
 În încercările realizate s-a constatat o foarte bună
 corență între valorile vitezei de rotație determinate cu trec-
 turul lui 1 - GA respectiv din vibrogramă, obținute fiind sub
 [.....].

6.3.4. Funcționarea deplasării supapei de admisiu-

.....

..... Pentru delimitarea corectă a procesului de
 funcționare în cadrul ciclului de funcționare al motorului s-a uti-
izat semnalul obținut de la un traductor inductiv de tip IZ-2o2
at la aparatul UM 111 conform schemei bloc din fig. 6.1.3.

..... Fixarea traductorului 1 pe carterul moto-
 cu ajutorul șurubului 4 se face după schema din fig. 6.3.13. În
 sie laterale ale carterului 2 se înșurubează știftul ascuțit 3 ca-
 vește atât la poziționarea piuliței pe coada supapei 5 cât și
 la verificarea corectă a poziției șurubului traductorului; pentru supapă

inchisor stiftul se fixează în axa traductorului.

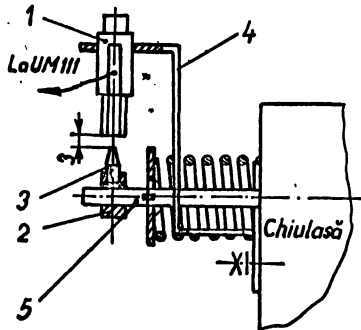


Fig. 6.3.15

Valoarea semnalului înregistrat de oscilograful 12 LS -1 se reglează similar reglajului făcut pentru traductorul ce servește la măsurarea vitezei de rotație.

Cunoscând momentul deschiderii și închiderii supapei după epura de distribuție ridicată experimental s-a putut verifica veridicitatea funcționării mișcării supapei.

6.3.5. Măsurarea temperaturilor.

Temperaturile au fost măsurate pe conducta de aspirație și în rața diafragmei cu ajutorul unor termometre cu mercur de tip "Eprubeta" cu valoarea diviziunii scalei de 1°C , eroarea toleranță fiind egală cu diviziunea scalei.

Termometrele au fost montate în punctele marcate în schema generală a standului din fig. 6.1.2 a.)

În cazul determinării experimentale a coeficienților de debit la curgerea aerului pe lângă supapa de admisiune cu instalația schematizată în fig. 6.1.1., s-a măsurat temperatura aerului ambiant, respectiv în instalație cu același tip de termometru.

6.3.6. Măsurarea debitelor.

Debitul de aer aspirat în motor s-a măsurat cu ajutorul unei diafragme duble, montată la ieșirea din rezervorul de liniștire 2 (vezi fig. 6.1.2 a.) rezervor ce servește la atenuarea oscilațiilor de presiune de pe traseul de evacuare.

Diafragma dublă s-a utilizat în ideea reducerii valorilor limită ale numărului Reynolds asigurându-se astfel constantă coeficienților de debit într-un interval relativ mare de valori ale cifrei Reynolds.

Diaphragma pe orificiul are diametrul $\phi 20$ mm iar diaphragma suplimentară $\phi 50,5$ mm, ele fiind montate într-o conductă cu diametrul interior $\phi 70$ mm. Căderea de presiune pe diaphragma dublă și presiunea în fața ei s-au măsurat cu ajutorul unor piezometre cu apă care au asigurat precizii de citire de $4,9033 \text{ N/m}^2$

Debitul de aer vehiculat prin instalația ce a servit la determinarea coeficienților de debit ai supapei de admisiune s-a măsurat cu o diaphragmă simplă cu orificiul calibrat de $\phi 70$ montată într-o conductă din material plastic cu $\phi 120$. Căderea de presiune pe diaphragma s-a măsurat tot cu piezometre cu apă.

7. CONSIDERAȚII PRIVIND PRECIZIA MĂSURĂTORILOR

7.1. Analiza generală a funcționării în regim dinamic a traductoarelor și aparatelor de măsură și înregistrare.

Modelul matematic cel mai adecvat pentru studiul răspunsului dinamic al unui sistem de măsură este ecuația diferențială liniară neomogena cu coeficienți constanți [20]

Se admite că mărimile de intrare x_e și ieșire x_i sînt corelate printr-o ecuație de formă:

$$a_n \frac{d^n x_e}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} x_e}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dx_e}{dt} + a_0 x_e = b_m \frac{d^m x_i}{dt^m} + b_{m-1} \frac{d^{m-1} x_i}{dt^{m-1}} + \dots + b_1 \frac{dx_i}{dt} + b_0 x_i \quad (7.1)$$

Coeficienții a și b se presupun constanți și depind de parametri fizici ai sistemului.

Notînd:

$$D = \frac{d}{dt} \quad - \text{operator diferențial}$$

Ecuația(1) se aduce la forma:

$$(a_n D^n + a_{n-1} D^{n-1} + \dots + a_1 D + a_0) x_e = (b_m D^m + b_{m-1} D^{m-1} + \dots + b_1 D + b_0) x_i \quad (7.2)$$

a cărei soluție generală este:

$$x_e = x_{ep} + x_{eo}$$

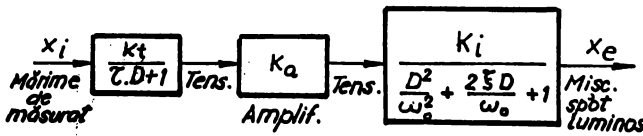
în care x_{ep} este soluția particulară (fără nici o constantă de integrare) și x_{eo} soluția generală a ecuației omogene corespunzătoare (cu n constante de integrare care se pot determina impunând n condiții inițiale).

Funcția operațională de transfer reflectă legătura ce se stabilește între mărimea de intrare și cea de ieșire în regim dinamic de funcționare fiind definită după relația:

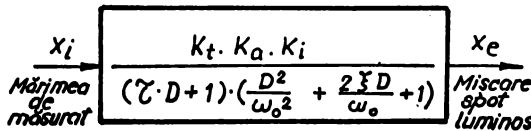
$$\frac{x_e}{x_i}(D) = \frac{b_m \cdot D^m + b_{m-1} \cdot D^{m-1} + \dots + b_1 \cdot D + b_0}{a_n \cdot D^n + a_{n-1} \cdot D^{n-1} + \dots + a_1 \cdot D + a_0} \quad (7.3)$$

Cu ajutorul ei se poate determina funcția operațională de transfer globală a unui sistem de măsură cunoașterea funcțiilor operaționale de transfer ale părților componente printr-o operație de înmulțire (vezi transformarea Laplace).

De pildă pornind de la sistemul de măsură schițat mai jos:



se poate găsi funcția operațională globală de formă:



Răspunsul de frecvență la variații armonice ale mărimii de intrare poate fi stabilit pornind de la observația că în regim stabil de funcționare la o mărime de intrare de formă:

$$x_i = A_j \cdot \sin \omega \tau \quad (7.4)$$

după o perioadă de timp soluția generală a ecuației omogene corespunzătoare (la un sistem stabil) tinde către zero, adică "se stin-

cu a marimii de intrare, adica:

$$x_e = A_e \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (7.5)$$

Relația de dependență dintre cele două mărimi este univoc determinată dacă se cunoaște raportul amplitudinilor și unghiul de defazaj.

Ambele mărimi (A_e/A_i și φ) sînt funcții ale frecvenței ω , aceasta dependență reprezentînd răspunsul dinamic de frecvență - Fig.7.1.1.

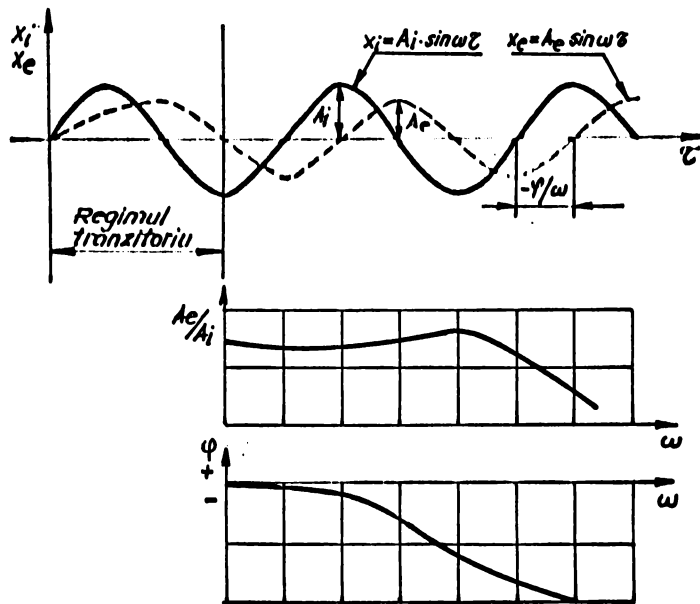


Fig.7.1.1

Determinarea raportului amplitudinilor și a unghiului de defazaj se poate face cu ajutorul diagramei fazorilor (vezi Fig.7.1.2) astfel:

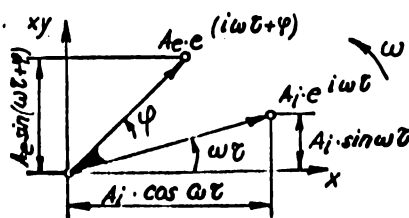


Fig.7.1.2

$$A_i e^{i\omega z} = A_i \cos \omega z + i A_i \sin \omega z$$

$$A_e e^{i(\omega z + \varphi)} = A_e \cos(\omega z + \varphi) + i A_e \sin(\omega z + \varphi) \quad (7.6)$$

Prin derivări succesive se obține:

$$\frac{d}{dz}(A_i e^{i\omega z}) = (i\omega) A_i e^{i\omega z} \quad \frac{d}{dz}[A_e e^{i(\omega z + \varphi)}] = (i\omega) A_e e^{i(\omega z + \varphi)}$$

$$\frac{d^2}{dz^2}(A_i e^{i\omega z}) = (i\omega)^2 A_i e^{i\omega z} \quad \frac{d^2}{dz^2}[A_e e^{i(\omega z + \varphi)}] = (i\omega)^2 A_e e^{i(\omega z + \varphi)}$$

$$\frac{d^n}{dz^n}(A_i e^{i\omega z}) = (i\omega)^n A_i e^{i\omega z} \quad \frac{d^n}{dz^n}[A_e e^{i(\omega z + \varphi)}] = (i\omega)^n A_e e^{i(\omega z + \varphi)} \quad (7.6')$$

Introducînd (6') în (1) avem:

$$\begin{aligned} & [\alpha_n (i\omega)^n + \alpha_{n-1} (i\omega)^{n-1} + \dots + \alpha_1 (i\omega) + \alpha_0] \cdot A_e \cdot e^{i(\omega z + \varphi)} = \\ & = [b_m (i\omega)^m + b_{m-1} (i\omega)^{m-1} + \dots + b_1 (i\omega) + b_0] \cdot A_i \cdot e^{i\omega z} \end{aligned} \quad (7.7')$$

din care:

$$\frac{A_e e^{i(\omega z + \varphi)}}{A_i e^{i\omega z}} = \frac{b_m (i\omega)^m + b_{m-1} (i\omega)^{m-1} + \dots + b_1 (i\omega) + b_0}{\alpha_n (i\omega)^n + \alpha_{n-1} (i\omega)^{n-1} + \dots + \alpha_1 (i\omega) + \alpha_0} = \frac{X_e}{X_i}(i\omega) \quad (7.7'')$$

sau în derinativ:

$$\frac{X_e}{X_i}(i\omega) = a + ib \quad (7.7)$$

Funcția de răspuns de frecvență se poate determina deci din funcția operațională de transfer (5) prin înlocuirea operatorului D cu $(i\omega)$:

$$\frac{X_e}{X_i}(i\omega) = \frac{A_e \cdot e^{i(\omega z + \varphi)}}{A_i \cdot e^{i\omega z}} = \frac{A_e}{A_i} e^{i\varphi} = \frac{A_e}{A_i} (\cos \varphi + i \sin \varphi) = a + ib \quad (7.8)$$

Aci $\frac{A_e}{A_i}$ reprezintă raportul amplitudinilor iar $(\cos \varphi + i \sin \varphi)$ este defazaajul:

Așa dar:

$$\frac{X_e}{X_i}(i\omega) = a + ib = \frac{A_e}{A_i} (\cos \varphi + i \sin \varphi) \quad (7.9)$$

de unde:

$$\frac{A_e}{A_i} = \sqrt{a^2 + b^2} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{b}{a} \quad (7.10)$$

Tructoarele și aparatele de ordinul zero satisfac condițiile [20] :

$$a_n = a_{n-1} = \dots = a_1 = 0$$

$$b_m = b_{m-1} = \dots = b_1 = 0$$

(7.11)

În acest caz ecuația (1) devine:

$$a_0 \cdot x_e = b_0 \cdot x_i \quad (7.12)$$

obținându-se de fapt o ecuație algebrică cu un singur coeficient

$$\text{independent } x_e = \frac{b_0}{a_0} \cdot x_i \quad (7.13') \text{ sau } x_e = k \cdot x_i \quad (7.13)$$

unde k este sensibilitatea statică a traductorului.

Deoarece ecuația (13) este o ecuație algebrică în-
 nouămă că mărimea de ieșire x_e va urmări riguros pe cea de intrare
 x_i indiferent de rapiditatea variației acestora obținându-se răspun-
 sul dinamic ideal. Acesta este cazul traductorului rezistiv electro-
 tensiometric.

Traductoarele și aparatele de ordinul 1 sînt caracte-
 rizate de condițiile [20] :

$$a_n = a_{n-1} = \dots = a_2 = 0$$

$$b_m = b_{m-1} = \dots = b_1 = 0 \quad (7.14)$$

ecuația (1) va lua forma :

$$a_1 \frac{dx_e}{dt} + a_0 \cdot x_e = b_0 \cdot x_i \quad (7.15)$$

Ecuația diferențială (15) conține doi coeficienți
 independenți (prin împărțirea de exemplu cu a_0) putîndu-se scrie :

$$\frac{a_1}{a_0} \cdot \frac{dx_e}{dt} + x_e = \frac{b_0}{a_0} \cdot x_i \quad (7.16')$$

unde notînd $\tau = \frac{a_1}{a_0}$ - constanta de timp în [sec] și

$k = \frac{b_0}{a_0}$ - sensibilitatea statică în $\left[\frac{UM_e}{UM_i} \right]$ avem:

$$(\tau D + 1) \cdot x_e = k \cdot x_i \quad (7.16)$$

Așa dar funcția operațională de transfer pentru un traductor de or-
 dinul 1 este :

$$\frac{x_e}{x_i}(D) = \frac{k}{\tau D + 1} \quad (7.17)$$

În această categorie se înscrie termoamometrul
 cu fir cald. Notînd:

T_1 - temp. mediu investigat

A - suprafața după care are
 loc transferul termic

T_t - temperatura traductorului α_g - coeficient de transfer termic
 m - masa elementului sesizor c - caldura specifică a elementului sesizor

Ecuația de bilanț termic este:

$$\alpha_g \cdot A \cdot (T_i - T_t) \cdot d\tau = m \cdot c \cdot dT_t \quad (7.18')$$

sau $\frac{m \cdot c}{\alpha_g \cdot A} \cdot \frac{dT_t}{d\tau} + T_t = T_i$ (7.18'') de unde avînd $\frac{m \cdot c}{\alpha_g \cdot A} = \tau$

(7.18''') - constanta de timp se obține:

$$(\tau \cdot D + 1) T_t = T_i \quad (7.18)$$

Ultima relație determinată reprezintă dinamica operațională de transfer propriu traductorului cu fir cald.

Răspunsul dinamic al traductorului sau al aparatului de ordinul I la o mărime de intrare armonică se obține pornind de la relația (17) care poate fi scrisă de forma:

$$\frac{X_e(i\omega)}{X_i} = \frac{K}{\tau(i\omega) + 1} = \frac{K(-\tau i\omega + 1)}{\tau^2 \omega^2 + 1} = \frac{K}{\tau^2 \omega^2 + 1} (1 - i\omega\tau) \quad (7.19)$$

Expresiile raportului amplitudinilor și a defazajului sînt:

$$\frac{A_e}{A_i} = \frac{K}{\tau^2 \omega^2 + 1} \sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1} = \frac{K}{\sqrt{\tau^2 \omega^2 + 1}} \quad (7.20)$$

$$\varphi = \arctg(-\tau \cdot \omega)$$

În fig. 7.1.3 este reprezentată variația celor doi parametri care prezintă interes.

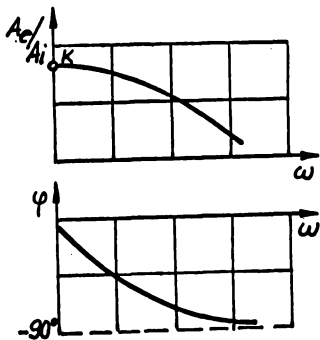
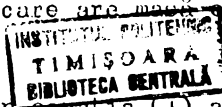


Fig. 7.1.3

În cazul frecvențelor mici măsurătorile sînt destul de exacte. Pentru ca curba de răspuns dinamic să fie cit mai plată, constanta de timp τ a traductorului trebuie să fie cit mai mică, condiție satisfăcută de firul termocrometrului care are mare extrem de redusă.



Dacă în ecuația (1) avem:

$$a_n = a_{n-1} = \dots = a_3 = 0 \quad (7.21)$$

$$b_m = b_{m-1} = \dots = b_2 = b_n = b_1 = 0$$

se zice că traductorul sau aparatul respectiv este de ordinul 2

[20]

Comportarea dinamică a unui sistem de ordinul 2 este guvernată de următoarea relație:

$$a_2 \frac{d^2 x_e}{dt^2} + a_1 \frac{dx_e}{dt} + a_0 = b_0 x_i \quad (7.22')$$

sau

$$\left(\frac{a_2}{a_0} D^2 + \frac{a_1}{a_0} D + 1 \right) x_e = \frac{b_0}{a_0} \cdot x_i \quad (7.22'')$$

pentru care se notează:

$$K = \frac{b_0}{a_0} \quad - \text{sensibilitatea statică a traductorului .}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a_0}{a_2}} \quad - \text{frecvența oscilațiilor proprii neamortizate.}$$

$$\xi = \frac{a_1}{2\sqrt{a_0 a_2}} \quad - \text{coeficient de amortizare a mișcării.}$$

Având în vedere că:

$$\frac{a_1}{a_0} = \frac{a_1}{2\sqrt{a_0 a_2}} \cdot \frac{2\sqrt{a_2}}{\sqrt{a_0}} = \frac{2\xi}{\omega_0}$$

Ecuatia (22''), devine:

$$\left(\frac{D^2}{\omega_0^2} + \frac{2\xi}{\omega_0} \cdot D + 1 \right) \cdot x_e = K \cdot x_i \quad (7.22)$$

Traductorul a cărei comportare dinamică este descrisă de ecuația (22) are funcția operațională de transfer de forma:

$$\frac{x_e}{x_i}(D) = \frac{K}{\frac{D^2}{\omega_0^2} + \frac{2\xi D}{\omega_0} + 1} \quad (7.23)$$

Comportarea traductorului de presiune membranală se comportă dinamic după o ecuație diferențială de ordinul 2:

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} + c \frac{dy}{dt} + k y = f \quad (7.24) \text{ unde}$$

y - săgeata membranei

f - forța determinată de presiune, variabilă în timp

m - masa redusă a membranei

c - constanta de amortizare a membranei

k - constanta elastică

Ecuția (24) se mai poate pune de forma:

$$\frac{m}{k} \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} + \frac{c}{k} \cdot \frac{dy}{dt} + y = \frac{1}{k} \cdot f \quad (7.25')$$

sau folosind notațiile :

$$K = \frac{1}{k} ; (7.26) \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (7.27)$$

$$\zeta = \frac{c}{2\sqrt{m \cdot k}} \quad (7.28)$$

cu semnificațiile de mai sus se obține:

$$\left(\frac{D^2}{\omega_0^2} + \frac{2\zeta}{\omega_0} \cdot D + 1\right) \cdot y = K \cdot f \quad (7.29')$$

și de aici funcția operațională de transfer:

$$\frac{y}{f}(D) = \frac{K}{\frac{D^2}{\omega_0^2} + \frac{2\zeta D}{\omega_0} + 1} \quad (7.29)$$

Răspunsul dinamic al traductorului sau aparatului de ordinul 2 la o mărime de intrare armonică se poate deduce scriind ambele la amplitudinea de transfer unitară,

$$\begin{aligned} \frac{X_e}{X_i}(i\omega) &= \frac{K}{\left(\frac{i\omega}{\omega_0}\right)^2 + 2\zeta\left(\frac{i\omega}{\omega_0}\right) + 1} = \frac{K}{-\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 1 + i \cdot 2\zeta\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)} \\ &= \frac{K \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - i \cdot 2\zeta\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\right]}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \left[2\zeta\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\right]^2} \end{aligned} \quad (7.30)$$

Raportul amplitudinilor și defazajul sînt date de relațiile:

$$\frac{A_e}{A_i} = \frac{K}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \left[2\zeta\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)\right]^2}} \quad (7.31)$$

$$\varphi = \arctg \frac{2\zeta}{\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}} \quad (7.32)$$

Fig. 7.1.4 reda variația parametrilor definiți mai sus după [20].

Pentru măsurarea cu precizie ridicată a mărimilor de intrare de frecvență mare (porțiunea plată a curbei $A_e/K \cdot A_i$), trebuie ca frecvența proprie a traductorului (sau a aparatului) să fie cât mai mare iar $\zeta = 0,6 \dots 0,7$. Unghiul φ proporțional cu întârzierea de înălțare nu poate fi zero sau constant într-un domeniu de frecvențe dar pentru $\zeta = 0,6 \dots 0,7$ are o variație aproximativ liniară.

Pentru a studia cazul general al răspunsului dinamic al unui traductor sau aparat de măsură de ordin oarecare la un semnal

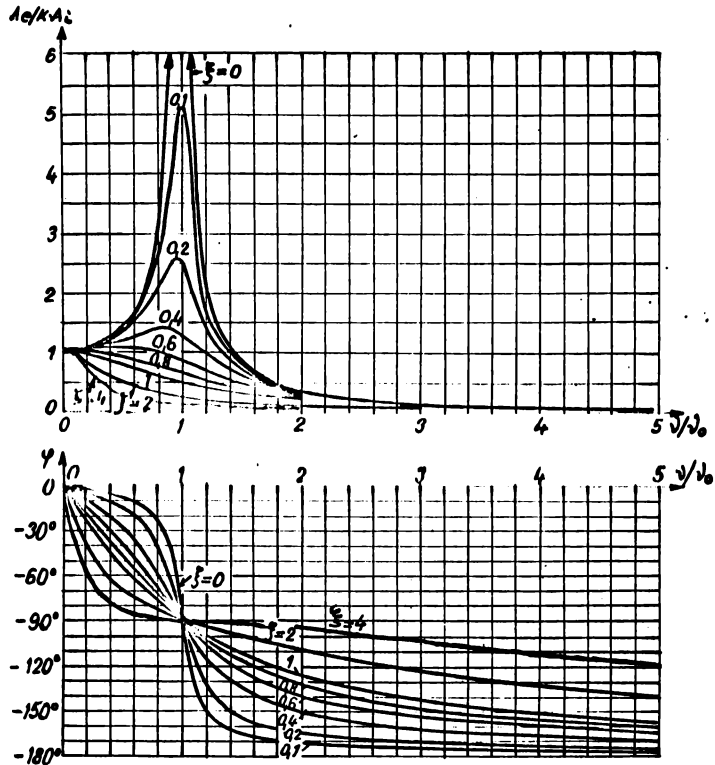


Fig. 7.1.4

de intrare periodic oarecare se pornește de la observația că o funcție periodică care respectă condițiile lui Dirichlet și anume:

- este univocă
- **finită**
- cu un număr finit de discontinuități
- cu extremele în interiorul aceluiași ciclu

poate fi exprimată printr-o serie Fourier de forma [20]

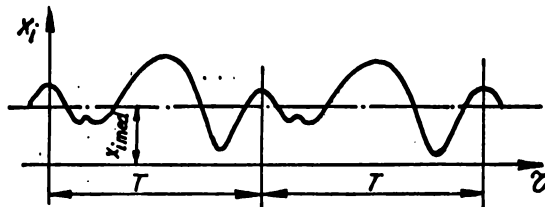


Fig. 7.1.5

$$x_i(\xi) = \text{med.} + \frac{2}{T} \left(\sum_{n=1}^{\infty} a_n \cdot \cos \frac{2n\pi}{T} \cdot \xi + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cdot \sin \frac{2n\pi}{T} \cdot \xi \right) \quad (7.33)$$

unde:

$$x_{\text{med.}} = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x_i(\xi) d\xi \quad - \text{valoarea medie a funcției și}$$

$$a_n = \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x_i(\xi) \cos \frac{2n\pi}{T} \xi d\xi \quad \text{respectiv} \quad b_n = \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} x_i(\xi) \sin \frac{2n\pi}{T} \xi d\xi \quad (7.34)$$

O pereche oarecare de termeni de aceeași frecvență poate fi înlocuită printr-o funcție sinusoidală de frecvență respectivă cu un anumit defazaj deoarece:

$$A \sin \omega t + B \cos \omega t = C \sin(\omega t + \alpha) \quad (7.35)$$

de unde:

$$\begin{aligned} A &= C \sin \alpha & \alpha &= \arctg \frac{A}{B} \\ B &= C \cos \alpha & C &= \sqrt{A^2 + B^2} \end{aligned}$$

rezultind

Aproximarea unei funcții printr-o serie Fourier este cu atât mai bună cu cât se iau mai mulți termeni. Pentru aplicațiile ingineresti cu mai puțin de 10 termeni se poate obține o precizie suficientă [20].

Funcția $x_i(\xi)$ poate fi dată analitic, prin puncte sau înregistrată, integralele (34) rezolvându-se după caz analitic, grafic sau prin metode numerice.

O dată determinată coeficienții seriei Fourier, comportarea dinamică a traductorului pentru mărimi de intrare periodice poate fi determinată folosind metoda răspunsului dinamic de frecvență și principiul suprapunerii efectelor [20].

Așa dar se determină răspunsul dinamic ^{al} fiecărui termen sinusoidal, după care aceștia se însumează algebric pentru a se obține răspunsul dinamic global.

Cu ajutorul relațiilor (35), termenul de rangul k al dezvoltării (33) poate fi pus sub formă:

$$A_k \cdot \sin(\omega_k \xi + \alpha_k) \quad (7.36)$$

Se definește numărul complex:

$$X_i(i\omega_k) = A_{ik} \cdot e^{i\alpha_k} \quad (7.37)$$

și prin similitudine cu (36) numărul complex:

$$X_i(i\omega) = A_{i0} \cdot e^{i(0^\circ \text{ sau } 180^\circ)} + A_{i1} \cdot e^{i\alpha_1} + A_{i2} \cdot e^{i\alpha_2} + \dots \quad (7.38)$$

denumit spectrul discret al frecvențelor de intrare [20] .

Pe de altă parte funcția sinusoidală de transfer a sistemului de măsură sau a transductorului numită și răspunsul dinamic la o mărime armonica de intrare sau spectrul continuu de frecvență este de asemenea un număr complex pentru orice valoare dată a frecvenței .

Dacă se ia în considerare o frecvență oarecare din spectrul discret ω_k și se înmulțesc cele două numere complexe $X_i(i\omega_k)$ și $\frac{X_e}{X_i}(i\omega_k)$ se obține un nou număr complex $X_e(i\omega_k)$. Prin sumarea acestora pentru toate frecvențele se obține spectrul de frecvențe la ieșire sub forma:

$$X_e(i\omega) = A_{e0} \cdot e^{i(0^\circ \text{ sau } 180^\circ)} + A_{e1} \cdot e^{i\beta_1} + A_{e2} \cdot e^{i\beta_2} + \dots \quad (7.39)$$

și prin asemănare cu (36) și (38) se obține:

$$X_e(s) = \pm A_{e0} + A_{e1} \cdot \sin(\omega_1 s + \beta_1) + A_{e2} \cdot \sin(\omega_2 s + \beta_2) + \dots \quad (7.40)$$

Cele de mai sus s-au făcut pe baza operației:

$$X_e(i\omega) = X_i(i\omega) \cdot \frac{X_e}{X_i}(i\omega) \quad (7.41)$$

Evident o măsurătoare corectă se efectuează dacă:

$$M = \frac{A_e}{A_i} = K \quad \text{și} \quad \varphi = 0$$

Condiții care în mod practic nu pot fi riguros realizate.

Determinarea mai exactă a mărimii investigate se poate face prin calcul sau prin compensare dinamică.

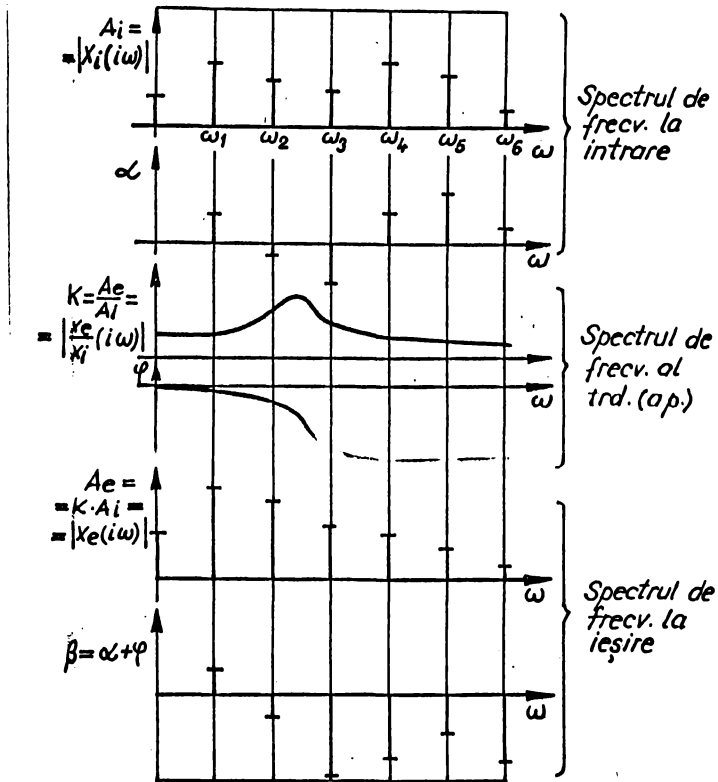


Fig. 7.1.6

Prin calcul, de la mărimea de ieșire măsurată sau înregistrată se poate ajunge la valoarea adevărată a mărimit de intrare parcurgând itinerariul descris mai sus, în sens invers și anume:

- Se cunoaște $X_e = X_e(\omega)$
- Se transformă în $X_e(i\omega)$ conform relației (39)
- Din relația (41) se determină:

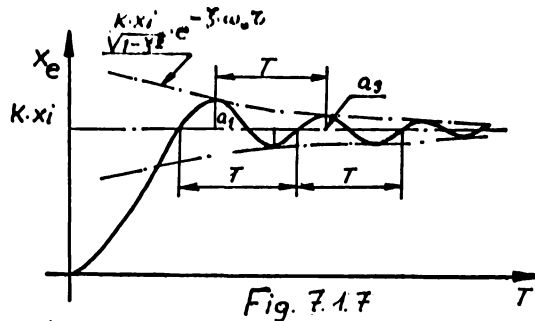
$$X_j(i\omega) = \frac{X_e(i\omega)}{\frac{X_e}{X_j}(i\omega)}$$

- se transformă $X_j(i\omega)$ în $X_j = X_j(\omega)$ conform relației (36)

Operațiunea este laborioasă putîndu-se folosi pentru compensare dinamică aparatură automată predestinată acestui scop.

Pentru determinarea constantelor de amortizare dinamică ale traductorilor cu memorană (traductori de ordinul II) aceștia se leagă în montajul obișnuit de măsurare, înregistrîndu-se curba

de răspuns la un semnal treaptă, semnal ce se obține prin aplicarea de scurtă durată a unei forțe asupra membranei, și înregistrarea răspunsului. Un exemplu de curbă de răspuns este redat în fig. 7.1.7



Avînd în vedere că membrana constituie un echipament mobil subamortizat cu $\zeta < 1$ se poate scrie conform [20] :

$$x_e = K \cdot x_i \left[1 - e^{-\zeta \omega_0 t} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot \sin(\sqrt{1-\zeta^2} \cdot \omega_0 \cdot t + \varphi) \right] \quad (7.42)$$

Avem cî:

$$a_1 = \frac{K \cdot x_i}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot e^{-\zeta \omega_0 T} \quad \text{și} \quad a_3 = \frac{K \cdot x_i}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot e^{-\zeta \omega_0 (2+T)}$$

$$\frac{a_1}{a_3} = e^{\zeta \omega_0 T} \quad (7.43) \quad \text{și} \quad \frac{2\pi}{T} = \sqrt{1-\zeta^2} \cdot \omega_0 \quad \text{de unde} \quad (7.44)$$

cu (44) în (43) avem:
$$\frac{a_1}{a_3} = e^{\zeta \frac{2\pi}{\sqrt{1-\zeta^2}}} \quad \text{de unde:}$$

$$\zeta = \sqrt{\frac{1}{1 + \left[\frac{2\pi}{2.4 (\frac{a_1}{a_3})} \right]^2}} \quad (7.45)$$

7.2. erori înregistrate la măsurarea vitezei instantanee a aerului.

Erorile înregistrate la măsurarea vitezei instantanee a aerului sînt determinate de comportarea dinamică a instalației de termoanemometrie, de precizia de instalare a firului de lucru, de precizia etalonării și de condițiile înregistrării semnalului la oscilograf.

Funcționarea în regim dinamic a ansamblului format din traductorul cu fir cald tip DISA - 55 A22 și blocul de lucru DISA - 55 Aol este caracterizată, conform raționamentelor expuse în [20] , de o funcție operațională de transfer de forma:

$$\frac{e_o}{U}(D) = \frac{K_f}{\tau_f \cdot D + 1} \quad (7.46)$$

în care:

e_o - tensiunea disponibilă înregistrării

U - viteza instantanee

$K_f = \frac{K \cdot K_b \cdot K_a \cdot R_o / I_m}{1 + K_e \cdot K_b \cdot K_a / I_m}$ - sensibilitatea stației a ansamblului unde:

K - sensibilitatea stației a traductorului propriu zis

K_a, K_b, K_e - sensibilitatea stației ale etajelor blocului

de lucru al termoanemometrului

R_o - rezistența firului rece

I_m - curentul mediu ce străbate firul traductor.

$\tau_f = \frac{\tau}{1 + K_e \cdot K_b \cdot K_a / I_m}$ - constanta de timp totală (a ansamblului),
 τ fiind constanta de timp a firului cald.

Pentru a determina constanta τ după relația (7.18''') trebuie calculat coeficientul de transfer termic la traductor α_g .

Asimilînd firul termoanemometrului cu o conductă scälcată de fluid, după [65] avem:

$$\alpha_g = 23,7 \frac{(v \cdot \rho \cdot c_p \cdot \rho)^{0,79} \lambda^{0,21}}{[0,05 \cdot d]^{0,15}} \quad \left[\frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{grad.}} \right] \quad (7.17'')$$

unde:

$$v \approx 100 \text{ [m/s]}$$

$$\rho = 1,293 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

$$c_p = 0,311 \text{ [Kcal/Nm}^3\text{grad.]}$$

de 150°C.

$$\lambda = 3,085 \cdot 10^{-2} \text{ [Kcal/mhgrad]}$$

pentru aer la temperatura medie aer - fir de 150°C după [...]

$$\rho \approx 1 \text{ [kg/cm}^2\text{]}$$

$$d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ [m]}$$

pentru aer la temperatura medie aer - fir

pentru aer la temperatura medie aer - fir

diametrul firului de lucru

$$L = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ [m.]}$$

lungimea firului de lucru .

Aşa dar:

$$K_g = 23,7 \cdot \frac{(100 \cdot 1,293 \cdot 0,311 \cdot 1)^{0,79} \cdot 0,03085^{0,21}}{0,0012^{0,65} \cdot 0,000005^{0,76}} = 23,7 \cdot 0,9062 = 21,45 \text{ [Kcal/m}^2\text{grad]}$$

Căldura specifică a firului de lucru al termoanemometrului este:

$$c = 0,0525 \text{ Kcal/kggrad. cupa datele din [39] și [41.] .}$$

Aria laterală este:

$$A = \pi \cdot L \cdot d = 3,14 \cdot 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-6} = 18,84 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \quad (7.47'')$$

Iar masa firului:

$$m = \frac{\pi d^2}{4} \cdot L \cdot \rho_w = \frac{\pi (5 \cdot 10^{-6})^2}{4} \cdot 1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 19,35 \cdot 10^3 = 4,56 \cdot 10^{-10} \text{ Kg. (7.48')}$$

Constanta de timp a firului termoanemometric va fi așa dar:

$$\tau = \frac{m \cdot c}{K_g \cdot A} = \frac{4,56 \cdot 10^{-10} \cdot 3,25 \cdot 10^{-2}}{3600 \cdot 21,45 \cdot 18,84 \cdot 10^{-9}} = 1,019 \cdot 10^{-8} \text{ [sec.]} \quad (7.48)$$

$$\tau \approx 0,0000000102 \text{ sec.}$$

trebuie făcută remarcă că τ_f , constanta de timp totală a termoanemometrului de temperatură constantă este mai mică decât constanta de timp a firului cald, τ , ce are și ea valori extrem de mici, deoarece amplificatorul blocului de lucru are un factor de amplificare K_a foarte mare ajungându-se la:

$$\tau_f \ll \frac{1}{100} \cdot \tau \quad \text{după [20].}$$

În metoda utilizată pentru măsurarea răspunsului la frecvența este orientată până la valori relativ ridicate ale frecvenței fenomenului cercetat (vezi fig.6.3.1) .

Dacă de pildă s-ar măsura o viteză de 30m/s cu termoanemometrul DISA pentru un fluid care curge pulsatoriu cu o frecvență de 21.000 [Hz] amplitudinea relativă este conform figurii:

$$\bar{A} = -2 \text{ [db.]} \quad \text{iar defazajul } \varphi = -140^\circ . \text{ De aci cum:}$$

$$\bar{A} = 20 \log \frac{A_{m\ddot{a}s}}{A_{ef}} \quad \text{va rezulta:}$$

$$\frac{A_{m\ddot{a}s}}{A_{ef}} = \frac{20}{\sqrt{10^{\bar{A}}}} = \frac{20}{\sqrt{10^{-2}}} = \frac{20}{\sqrt{0,01}} = 0,796 .$$

defazajul fiind:

$$\tau_{def.} = \frac{140}{360 \cdot 21000} = 1,85 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}$$

Pentru frecvența maximă de 141,5 [Hz] cât este cea înregistrată la măsurarea vitezei cu termoanemometrul pentru regimul $n = 1200$ și camă repr. (vezi tab. 6.2.1 „I”) vitezele au fost fidel redată, defazajul fiind zero. De altfel din fig. 6.3.1 se constată că valorile vitezelor sînt corect măsurate pentru frecvențe ale pulsațiilor proprii curgerii de pîna la 1500 [Hz] iar defazajul este zero pîna la cca 400 [Hz]. Calitativ această concluzie a fost cunoscută o dată cu detreminarea constantei de timp a traductorului γ și aprecierea constantei termoanemometrului δ (Rucambu, 4).

Conform considerațiilor facute anterior dacă adtemul de măsura cuprinde mai multe unități independente amplitudinea relativă a parametrului investigat în regim dinamic se obține din produsul amplitudinilor relative proprii fiecărui subansamblu al montajului iar defazajul total din suma defazajelor.

Avînd în vedere că blocul de lucru al termoanemometrului se leaga la oscilografu cu buclă 12 LS -1 pentru analiza comportării dinamice a sistemului de măsură se are în vedere și caracteristica oscilografului din fig. 6.3.9 după care raportul amplitudinilor măsurate și efective este (unu) 1 pentru o frecvența relativă $\bar{\nu} = \frac{141,5}{4000} = 0,0354$ sau altfel spus abaterea amplitudinii este zero.

În concluzie, din punct de vedere dinamic, măsurătorile de viteză au un eror din cauza amplitudinii de amplitudine și din cauza distorsiunii de fază.

Pentru instalarea corectă a traductorului termoanemometrului în conducta, la suportul acestuia s-a atașat un indicator din tablă, orientat perpendicular pe direcția firului de lucru; prin poziționarea indicatorului după axa conductei s-a asigurat perpendicularitatea elementului sesizor al traductorului pe direcția curentului.

Rezultatele unor cercetări prezentate în [20] au arătat că în situația în care unghiul între fir și vectorul viteză este cuprins între 90° și 25° viteza efectivă v_{ef} este:

INSTITUTUL DE RECHIZIȚE
Y MIȘOARA
BIBLIOTECA CENTRALĂ

$$U_{ef} = \frac{U_{m\ddot{a}s.}}{\sin \theta} \quad (7.49)$$

Pentru $\theta \approx 25^\circ$ căldura pierdută de fir este mai mare decât cea corespunzătoare vitezei măsurate iar la $\theta = 0^\circ$ această căldură reprezintă 55 % din căldura schimbată de traductorul plasat la 90° față de direcția curentului.

Cum: $\frac{U_{ef}}{U_{m\ddot{a}s.}} = \sin \theta$ (7.5) dacă se acceptă că firul s-a poziționat cu o eroare de $\pm 5^\circ$ înseamnă că eroarea relativă determinată de montarea incorectă a traductorului este:

$$\gamma_{TAP} = 0,00381 \quad \text{sau} \quad \gamma'_{TAP} = 0,381\% \quad (7.51)$$

Pentru determinarea unor erori convenționale raportate la viteze medii din câmpul vitezei măsurate, în cele ce urmează ne vom referi la erorile înregistrate la măsurarea de viteze în jurul a 60 m/sec.

Conform curbelor de etalonare ale tunelului aerodinamic DLSA - 55 D41/42, a relațiilor de calcul folosite la etalonare (vezi fig.6.3.3) avem următoarele erori legate de instalația de etalonare și de operația de etalonare în sine:

a) erori la măsurarea căderii de presiune corectate:

$$\gamma_{\Delta p'} = \gamma_{\Delta p} + \gamma_{p_0} = \frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} + \frac{\Delta p_b}{p_b} = \frac{1}{226} + \frac{0,5}{746} = 0,0051 \text{ sau } \gamma'_{\Delta p'} = 0,51\% \quad (7.52)$$

unde $\Delta(\Delta p)$ - abaterea adevărată de presiune Δp , proprie măsurării de lucru a tunelului

Δp_b - abaterea la citirea presiunii barometrice p_b

b) erori la citirea diagramei de etalonare:

$$\gamma_{DET} = \frac{\Delta h_{DET}}{h_{DET}} = \frac{0,25}{10} = 0,025 \text{ sau } \gamma'_{DET} = 2,5\% \quad (7.53)$$

în care Δh_{DET} este abaterea la citirea diagramei de etalonare

c) erori la stabilirea vitezei corectate prin luarea în considerare a influenței temperaturii:

$$\gamma_{U'} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta T_0}{T_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{0,5}{298,16} = 0,00084 \text{ sau } \gamma'_{U'} = 0,084\% \quad (7.54)$$

unde ΔT_0 este abaterea la determinarea temperaturii aerului T_0 .

Eroarea totală în cazul colosirii tunelului aerodinamic pentru etalonare este:

$$\gamma_{TET}' = \sqrt{\gamma_{\Delta p}'^2 + \gamma_{SET}'^2 + \gamma_{U}'^2} = \sqrt{65.160,3 \cdot 10^{-6}} = 0,0255 \text{ sau } \gamma_{TET}' = 2,55\% \quad (7.55)$$

Prin înregistrarea semnalelor la oscilografu cu buclă 12 IS-1 s-a efectuat următoarea eroare relativă:

$$\gamma_{GET}' = \frac{\Delta h_{SET}}{h_{SET}} = \frac{0,25}{27,9} = 0,00895 \text{ sau } \gamma_{SET}' = 0,895\% \quad (7.56)$$

unde Δh_{SET} este abaterea cu care s-a putut citi semnalul de înălțime h_{SET} pentru o viteză de 60 m/sec.

Eroarea totală generală la măsurarea vitezei se determină după o relație de formă:

$$\gamma_{TU}' = \sqrt{\gamma_{TAP}'^2 + \gamma_{TET}'^2 + \gamma_{SET}'^2} = \sqrt{74605,3 \cdot 10^{-6}} = 0,0273 \text{ sau } \gamma_{TU}' = 2,73\% \quad (7.57)$$

Eroarea obținută pentru măsurătorile efectuate se încadrează în limite tolerabile.

7.3. Erori înregistrate la măsurarea presiunilor în regim nestaționar.

Erorile proprii măsurătorilor de presiune sînt determinate de comportarea dinamică a canalului de legătură al traductorului precum și a membranei acestuia, de condițiile în care se efectuează etalonarea și apoi înregistrarea semnalului, la încercări.

Pentru ca velerile presiunilor măsurate cu traductorul cu membrană să nu fie afectate de procesele nestaționare care au loc în canalul de legătură al traductorului cu incinta investigată (conducța de aspirație sau cilindrul motorului) ar fi necesar ca membrana de lucru să fie parte componentă a peretelui incintei, ceea ce este extrem de dificil de realizat.

Dacă măsurarea se face conform montajului din fig.7.3.1 , compresibilitatea fluidului din spațiul V determină comportarea sa ca un resort chiar dacă membrana nu ar fi elastică, ceea ce permite în primă aproximație ipoteza ca volumul V este delimitat de pereți rigizi [20] .

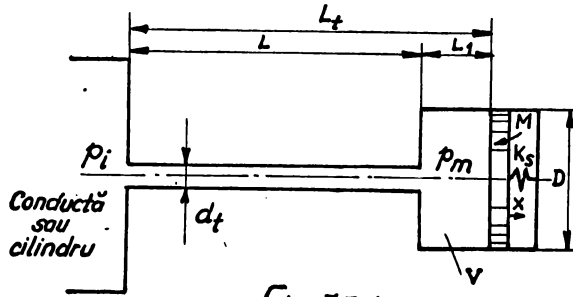


Fig. 7.3.1

Frecvența proprie a coloanei de fluid este în general ridicată. Pentru calculul ei s-au folosit indicațiile date în [40] și [44] pentru a determina frecvența redusă 1_{red} a membranelor dintr-o ecuație de formă:

$$\frac{1}{1_{red}} \frac{\pi \cdot L}{4V} = \frac{d_t^2}{4V} \cdot 1_{red}. \quad (7.58)$$

De aici frecvența proprie a coloanei de aer este:

$$\nu = \frac{\alpha}{2 \cdot 1_{red}}. \quad (7.59)$$

În fig. 7.3.2 este prezentată organigrama care a servit la calculul frecvențelor proprii ale coloanelor de gaz cu ajutorul calculatorului IRIS - 50 pe baza unui program scris în limbaj FORTRAN - IV conform relațiilor (58) și (59).

Ciclurile " I " asigură calculul pentru fiecare din cei patru traductori în parte.

În tab. 7.3.1 sînt sintetizate rezultatele calculului efectuat.

Tab. 7.3.1

Nr. crt.	Nr. trad./grosime membrană [-] / [mm]	Lt/dt [mm] / [mm]	Frecvența proprie ν_0 [Hz]
1	2	3	4
1	1/0,32	32,5/7	5052,9
2.	2/0,35	33,5/7	4908,6
3.	3/0,50	135/6	2258,6
4.	4/0,54	31/7	5286,1

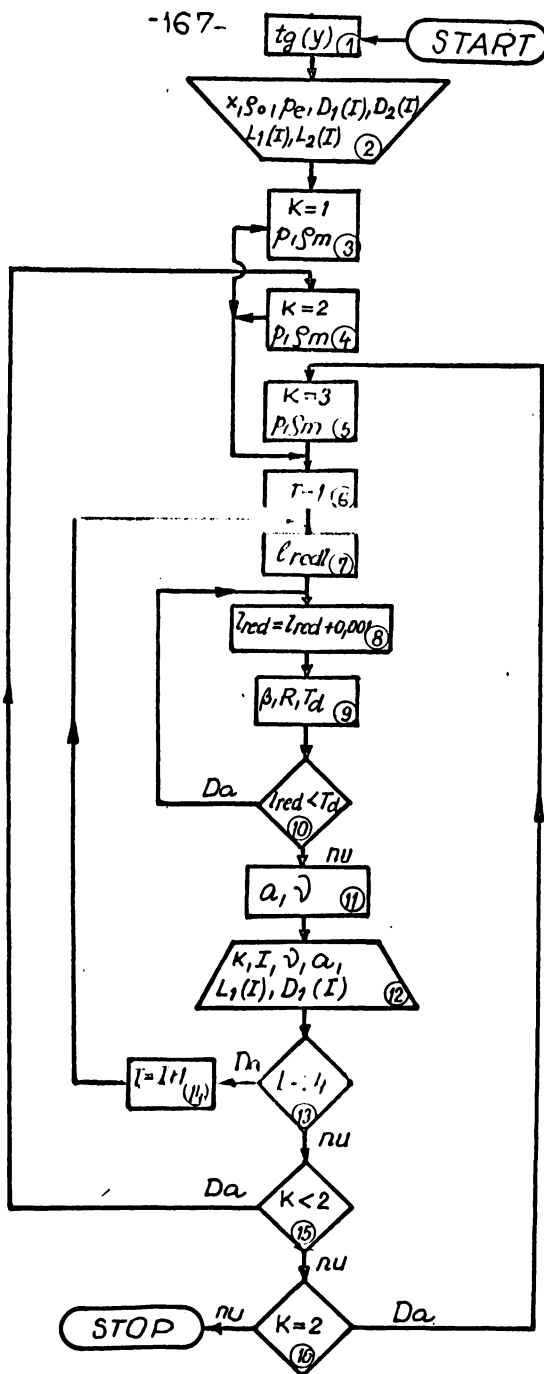


Fig. 7.3.2.

Dat fiind faptul că fenomenele înregistrate nu depășesc frecvențe de 90[Hz] care este mult mai mică decât frecvențele proprii ale coloanelor de aer ce pun în legătură membranele traductoarelor cu spațiile înregistrate sistemul de măsurare poate fi

tratat ca un sistem cu parametrul distribuit. Această ipoteză presupune că fluidul se mișcă în canal ca "un întreg", neglijându-se în prima aproximație efectele proceselor ondulatorii care au loc aici.

De altfel pentru tubul de legătură cel mai lung (123 mm) în cazul unei presiuni de 99044 N/m^2 rezultă o viteză a sunetului de $343,6 \text{ m/s}$, de aici întârzierea datorită vitezei finite de propagare a undei de presiune fiind:

$$\tau_{iup} = \frac{L_1}{a} = \frac{123 \cdot 10^{-3}}{343,6} = 0,000393 \text{ [sec.]} \quad (7.60)$$

iar pentru tubul cel mai scurt

$$\tau_{iup} = \frac{31 \cdot 10^{-3}}{343,6} = 0,0000903 \text{ [sec.]} \quad (7.60')$$

Pentru calcule riguroase ar urma ca funcția operațională de transfer de ordinul II care descrie comportarea canalului de legătură să fie înmulțită prin $e^{-\tau_{iup} \cdot D}$ [20]

P.G. Bradley și D. Woollatt [11] stabilesc că distorsiunile introduse pe canal se datoresc în principal:

- curgerii nestaționare din canal
- golirii și umplerii volumului V
- frecării din canal
- pierderilor de presiune la capetele canalului datorită vitezei finite a fluidului.

Considerând ca predominantă influența curgerii nestaționare din canal și neglijând celelalte efecte, prin utilizarea metodei caracteristicilor în [11] se deduce o relație simplă pentru calculul presiunii "efective" la momentul "2" - p_{o2} , cunoscând presiunile măsurate la momentele ce-l preced și-l urmează "1" și "3", p_{m1} respectiv p_{m3} :

$$p_{o2} = \left(\frac{p_{m1}^{1/7} + p_{m3}^{1/7}}{2} \right)^7 \quad (7.61)$$

În fig. 7.3.3 se prezintă organigrama programului cu care au fost calculate la calculatorul IRIS - 50 presiunile acceptate ca fiind presiuni efective ale fluidului p_{o2} și abaterile față de presiunile măsurate, p_{m2} :

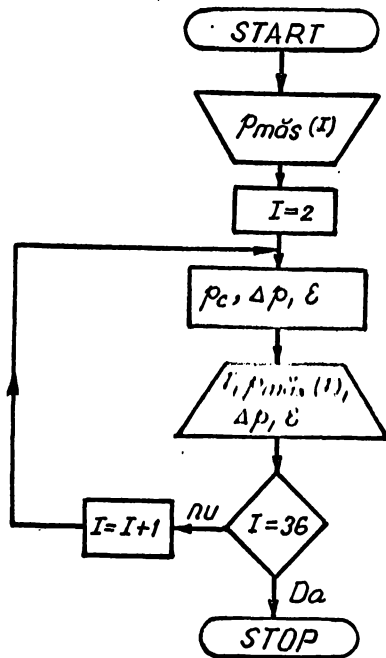


Fig. 7.3.3

Pentru ilustrarea rezultatelor obținute, în fig. 7.3.4 sînt redată curbele presiunilor măsurate (1) și a celor calculate după relația (61), curbă (2), pentru măsurători efectuate cu traductoarele nr. 1, 2 și 3 la regimul de funcționare I.

Pentru evaluarea frecării din canal în [20] se propune utilizarea relațiilor proprii curgerii laminare.

Se presupune că inițial:

$$p_1 = p_m = p_0$$

Forța datorită presiunii p_1 este:

$$F_1 = \frac{\pi d_f^2}{4} \cdot p_1 \quad (7.62'')$$

Forța viscoasă datorită frecării va fi:

$$F_f = 8\pi\lambda L \frac{dx}{ds} \quad (7.62''')$$

unde X este deplasarea corespunzătoare întârzierii fluidului în tub.

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMIȘOARA
BIBLIOTECA CENTRALĂ (7.62')

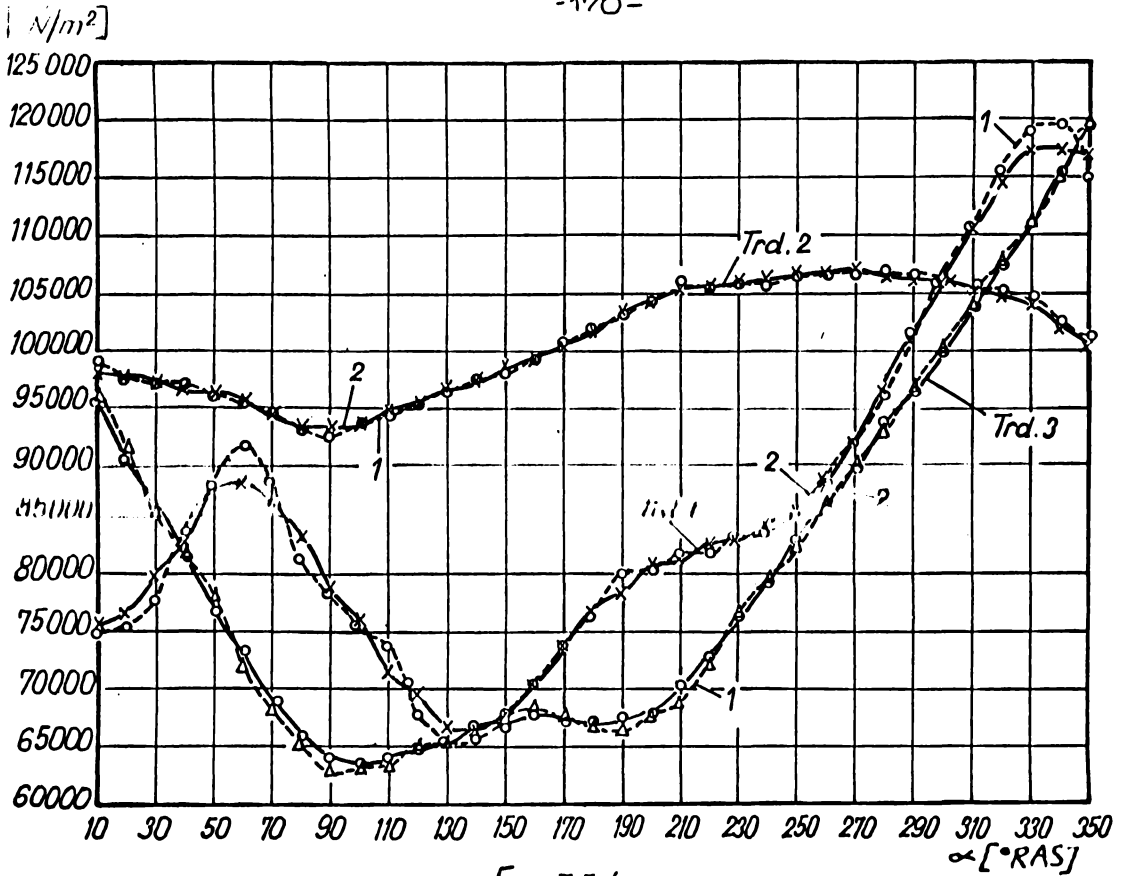


Fig. 7.3.4

modulul adiabatic al aerului prezent în canalul de legătură se obține din relația:

$$E_a = -\frac{dp}{dV/V} = \kappa \cdot p. \quad (7.62^{IV})$$

deplasarea X determină următoarea variație

de volum:

$$dV = \frac{\pi d_i^2}{4} \cdot X \quad (7.62^V) \text{ care la rîndul ei se soldează}$$

cu creșterea de presiune:

$$p_m = \pi \cdot E_a \cdot d_i^2 \cdot X / 4V \quad (7.62^{VI}) \text{ și forța corespunzătoare:}$$

$$F_m = \pi^2 \cdot E_a \cdot d_i^2 \cdot X / 16V. \quad (7.62^{VII})$$

Ecuația lui Newton stabilește, că:

$$\frac{\pi p_i \cdot d_i^4}{4} - 8\pi \lambda \cdot L \cdot \frac{dX}{dB} - \frac{\pi^2 \cdot E_a \cdot d_i^4 \cdot X}{16V} = \frac{\pi \cdot d_i^2 \cdot L \cdot p}{4} \cdot \frac{d^2 X}{dB^2} \quad (7.62)$$

și deoarece

$$\dots = \frac{\pi \cdot E_a \cdot d_i^2 \cdot X}{16V} \quad (7.63')$$

vom avea:

$$\frac{4LpV}{\sqrt{E\sigma} \cdot d_i^2} \cdot \frac{d^2 p_m}{d\sigma^2} + 128 \frac{\lambda LV}{\sqrt{E\sigma} \cdot d_i^4} \cdot \frac{d p_m}{d\sigma} + p_m = p_i \quad (7.64)$$

Comparînd (64) cu (22) și notînd prin ν frecvența proprie liniară a coloanei avem:

$$\nu_0 = \frac{d_i}{2} \sqrt{\frac{\sqrt{E\sigma}}{L \cdot p \cdot V}} \quad (7.65)$$

$$\xi = \frac{32\lambda}{d_i^3} \sqrt{\frac{V \cdot L}{\sqrt{E\sigma p}}} \quad (7.66)$$

În Tab.7.3.2 sînt sintetizate rezultatele calculului frecvențelor proprii și ale amortizărilor calculate cu ajutorulului IRIB - 50 pe baza organigramei din Fig.7.3.5, folosînd relațiile de mai sus. Sînt date de asemenea elementele necesare determinării "corecte" a amplitudinilor precum și a defazajelor înregistrate la măsurătorile efectuate conform regimului I (vezi tab. 6.2.1) în coloana 10 fiind trecute și defazajele recalcolate în [grad RAS], proprie regimului respectiv.

Tab. 7.3.2

Nr. crt.	Nr. trd.	Pres. aer [N/m ²]	Frecv. proprie col. aer % [Hz]	Amortiza- rea ξ	Frec. max. tehnomen [Hz]	Rap. frecvențe [6]/[4]	După Fig. 7.14		φ [grad] RAS
							α [%]	γ [grad]	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	1	99.045	4792,2	2,4753	86,6	0,0181	1	-12	-19° 15'
2		62.500		3,9226			1	-15	-24°
3		123.500		1,9851			1	-8	-12° 54'
4	2	99.045	4679,4	2,5349	37,7	0,00806	1	-3	-11° 6'
5		62.500		4,0172			1	-3	-11° 6'
6		123.500		2,033			1	-3	-11° 6'
7	3	99.045	2375,6	3,3864	20,9	0,00882	1	-3	-2°
8		62.500		4,3665			1	-3,5	-2° 20'
9		123.500		2,7158			1	-2,5	-1° 45'
10.	4	99.045	4977,7	2,383	450	0,0905	1	-20	-6° 42'
11.		62.500		3,7764			1	-30	-9° 20'
12.		123.500		1,9111			1	-17	-5° 46'

Valorile presiunilor din coloana 3 sau adoptat în jurul presiunilor medii, minime și maxime care s-au determinat la regimul I la 1250 mm de capatul liber al conductei:

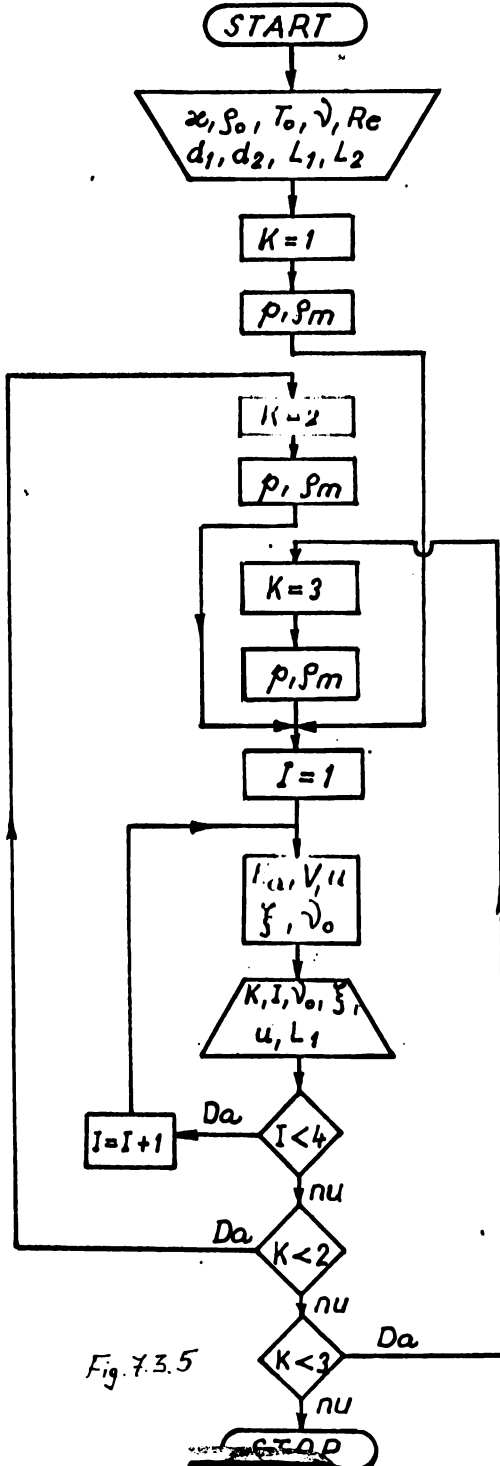


Fig. 7.3.5

Dat fiind faptul ca nu poate fi evaluată cu precizie viteza fluidului care circulă prin canalul de legătură dintre incinta investigată și membrana, vitezele fiind totuși mici astfel că curgerea are un caracter laminar, s-a adoptat pentru cifra critică la Re valoarea $Re=1500$, putându-se astfel evalua coeficientul de frecare λ . Comparând frecvențele proprii ale coloanelor de aer determinate după relațiile (58) și (65) (vezi tab.7.3.1 col.4 și tab.7.3.2 col.4). Se constată unele abateri determinate și de faptul că la calculul după relația (58) nu se are în vedere în mod explicit evoluția numărului n a fluidului.

rapoartele amplitudinilor măsurate și "efective" înscrise în col.8 ale tab.7.3.2 conduc la concluzia că din punct de vedere al fenomenelor dinamice din coloana de legătură, influențelor asupra preciziei măsurătorilor sunt evitate, în special în ceea ce privește schimbul de fluid din apropierea membranei, frecarea din canal precum și în privința pierderilor de presiune de la capatul traversat datorită vitezei.

agentului de lucru.

Unele abateri mai severe se constată în legătură cu fenomenele nestaționare induse în canal (vezi fig.7.3.4) pentru care abaterea maximă este $\gamma'_{FNC} = 3,64 \%$ în cazul traductorului 1 la regimul I.

Valorile defazajelor în [grd RAS] din coloana 10 pun în evidență întârzierea de răspuns a traductorului, apropiind astfel curbele experimentale de cele de calcul.

În colo ce urmează se analizează și comportarea dinamică a membranelor traductoarelor.

După cum s-a arătat în § 7.1 membranele traductoarelor de presiune se comportă dinamic după o ecuație diferențială de ordinul 2, deducându-se în lucrarea de față pentru acestea o funcție operațională de transfer de forma:

$$\frac{y}{f}(D) = \frac{K}{\frac{D^2}{\omega_0^2} + \frac{2\zeta D}{\omega_0} + 1}$$

Disponind de oscilogramele ridicate experimental pentru

cei patru traductori la un semnal treaptă - fig.7.3.6 - pe baza indicațiilor date în § 7.1.8 în tab.7.3.3 sînt sintetizate rezultatele calculului coeficienților de amortizare dinamică § ; totodată în același tabel sînt date elementele necesare determinării valorilor "corecte" ale amplitudinilor și a defazajelor înregistrate la măsurătorile efectuate conform regimului I, inclusiv defazașele recalcolate în [grd RAS] .

Tab.7.3.3

Nr. crt.	Nr. trd.	Frecv. proprie membrană ω_0 [Hz]	Amortizare ζ	Frecv. max. fenomen [Hz]	raport frecv. [s]/[s]	După fig.4.4.4		φ [grd RAS]
						$A_c/k \cdot A_i$	φ [grd]	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1.	1	3180	0,1738	86,6	0,0273	1	-2°	-3° 6'
2.	2	3480	0,1945	37,7	0,0108	1	-1°	-1° 33'
3.	3	4970	0,207	70,4	0,01418	1	-1° 30'	-1° 50'
4.	4	3380	0,185	450	0,133	1,05	-3°	-4° 48'

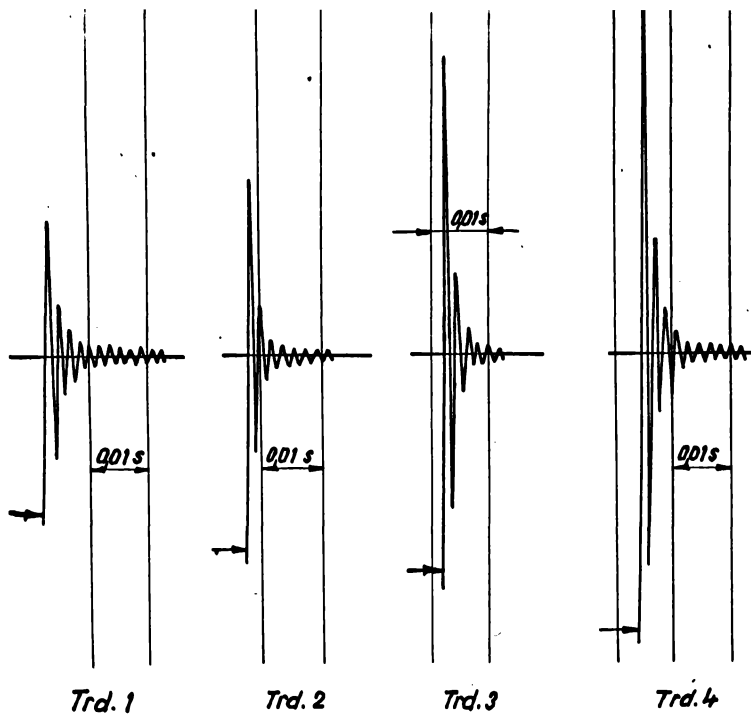


Fig. 7.3.6

Se constată că, cu excepția membranei traductorului 4 care a servit la determinarea oscilațiilor de presiune pe traseul de evacuare în fața rezervorului de liniștire, pentru celelalte trei memorane valorile amplitudinilor sînt redată corect. Defazajele obținute (coloana 9 tab. 7.3.3) deși mici denotă din nou o întârziere de răspuns a traductoarelor propriei fiecărei memorane în parte.

După Fig. 6.3.7 se conchide ca pentru frecvențe ale fenomenului investigat pînă la 400 Hz aparatele UM-111 redau corect amplitudinile măsurate iar după Fig. 6.3.9 pînă la 1000 Hz, oscillograful 12 13-1 nu distorsionează rezultatul măsurătorilor.

Cum cele două frecvențe limită de mai sus, nu sînt depășite în cazul de față, rezultă ca nu este necesară introducerea unor corecții care sa aibă în vedere funcționarea în regim dinamic a celor două aparate din sistemul de măsurare .

În scopul evaluării în rîndul a unor erori limită superioare pentru regimul de măsurători analizat în prezentul paragraf, vom exemplifica calculul acestora referindu-ne în cele ce urmează la erorile înregistrate de traductorul 1 pentru presiunea determinată la unghiul MAS de 60° (vezi și fig. 7.3.4).

Avînd în vedere faptul că semnalele etalon s-au introdus cu mijloace interne ale aparatului universal UM - 111 după calibrarea acestuia, vom avea în vedere aici eroarea de neliniaritate a transductorului 1 care este conform fig.6.3.6.a) $\gamma_{NTP} = 0,015$ și eroarea la înregistrarea semnalului etalon care este:

$$\gamma_{DEP} = \frac{\Delta h_{DEP}}{h_{DEP}} = \frac{0,25}{38,5} = 0,0065 \quad \text{sau} \quad \gamma'_{DEP} = 0,85\% \quad (7.67)$$

unde Δh_{DEP} este abaterea la citirea diagramei de etalonare de înălțime h_{DEP} .

Eroarea monovacuumetrului care a servit la etalonare, avînd în vedere clasa de precizie a acestuia este $\gamma_{MV} = 0,006$.

În momentul actualității eroarea cumulatată proprie etalonării va fi:

$$\gamma_{DEP} = \sqrt{\gamma_{NTP}^2 + \gamma_{DEP}^2 + \gamma_{MV}^2} = \sqrt{0,015^2 + 0,0065^2 + 0,006^2} = 0,017 \quad \text{sau} \\ \gamma'_{DEP} = 1,7\% \quad (7.68)$$

Prin înregistrarea la oscilografu 12 B3-1 a semnalului de presiune instantanee s-a efectuat următoarea eroare relativă:

$$\gamma_{SEP} = \frac{\Delta h_{SEP}}{h_{SEP}} = \frac{0,25}{20,7} = 0,012 \quad \text{sau} \quad \gamma'_{SEP} = 1,2\% \quad (7.69)$$

semnificația notațiilor menținîndu-se ca mai sus.

Eroarea totală luată superioriza la măsurarea presiunii cu transductorul 1 se obține luînd în considerare și abaterea maximă determinată de fenomenele nestacionare induse în canalul de legătura anterior calculată, care a fost $\gamma_{FNC} = 0,036$ astfel că vom avea:

$$\gamma_{TP} = \sqrt{\gamma_{DEP}^2 + \gamma_{SEP}^2 + \gamma_{FNC}^2} = \sqrt{0,017^2 + 0,012^2 + 0,036^2} = 0,0415 \quad \text{sau} \\ \gamma'_{TP} = 4,15\% \quad (7.70)$$

Valoarea obținută, sever influențată de fenomenele dinamice din tubul de legătura se încadrează încă în limite acceptibile tehnice.

În ceea ce privește defazajele, după datele de calcul din tabelul 7.3.2 și 7.3.3 pentru unghiul MAS de 60° (vezi și anexa A 3/2) defazajul total (întîrzierea) este:

$$\gamma_{t_{tot}} = 12^\circ 54' + 3^\circ 6' = 16^\circ \quad (7.71)$$

iar pentru cel de $132^{\circ} 30'$

$$\varphi_{132^{\circ}30'} = 19^{\circ}10' + 3^{\circ}6' = 22^{\circ}16' \quad (7.72)$$

ceea ce aduce cele două extreme ale presiunii determinate experimental foarte aproape de pozițiile extremelor determinate prin calcul.

7.4. Precizia de măsurare a vitezei de rotație a arborelui cotit, precizia înregistrării mișcării supapei de admisiune și cea de măsurare a temperaturilor.

Data fiind stabilitatea foarte ridicată a bazei de timp a oscilografului 12 IS-1, viteza de rotație s-a putut măsura cu o precizie foarte ridicată. Această afirmație este susținută și de corespondența care a existat tot timpul între valorile vitezelor de rotație determinate de pe oscilograme și cele citite la frecvențmetrul FN 1-6A.

Pentru că turările maxime s-au plasat în jurul a 1250 rot/min., lucrându-se cu un singur traductor, frecvența maximă a fost de cca:

$$\gamma_{max} = \frac{1250}{60} = 20,83 \text{ [Hz]} \quad (7.73)$$

Având în vedere calitățile dinamice ale aparatului universal UM -111 și ale oscilografului 12 IS -1 nu poate fi vorba de distorsiuni intrinsece ale apente instrumente.

Unele erori s-au putut totuși înregistra la prelucrarea oscilogramelor.

Pentru oscilograma regimului $n=1200$ - *scara originală*
- *conductă scurată*
de pildă la care distanță între două marcaje de punct mort interior a fost de 82 mm, citită cu o abatere de $\pm 0,25$ mm iar distanța între 5 marcaje ale bazei de timp, avute în vedere, a fost de 85,5 mm, eroarea totală la determinarea vitezei de rotație a fost:

$$\gamma_{TVR} = \sqrt{\left(\frac{0,25}{82}\right)^2 + \left(\frac{0,25}{85,5}\right)^2} = 0,0042 \text{ sau } \gamma'_{TVR} = 0,42\% \quad (7.74)$$

Precizia de înregistrare a deplasării supapei interesează în special în măsură în care sînt corect marcate momentele deschiderii și închiderii organului care comanda admisiunea. Aceste marcaje s-au verificat cunoscînd epura de distribuție ridicată experimental și avînd în vedere semnalele înregistrate pentru punctul mort interior, cunoscîndu-se abateri sub 2 grad RAC.

În ceea ce privește erorile efectuate la citirea temperaturilor cu termometrele cu mercur la eroarea tolerată care a fost de 1 [°C] se adaugă eroarea de citire de 0,5 [°C] astfel încît pentru o temperatură de 25 [°C] eroarea relativă este:

$$\gamma_T = \frac{1,5}{25} = 0,06 \quad \text{sau} \quad \gamma_T' = 6\% \quad (7.75)$$

7.5. Precizia de măsurare a debitului

Dat fiind faptul că măsurarea debitelor cu dispozitive de laminare prezintă avantaje nete față de alte metode de măsurare, se pune cu acuitate problema condițiilor în care s-ar putea măsura debitele cu aceste mijloace și în cazul curenților pulsatorii.

Curenții pulsatorii periodici pot fi deosebiți prin forma lor [63].

În unele cazuri (fig.7.5.1.a) debitul nu ajunge la valoarea zero, în alte cazuri (fig.7.5.1.b) curentul își încetează periodic complet mișcarea. În primul caz, curentul este caracterizat de următorul coeficient de pulsație:

$$\sigma = \frac{\dot{V}_{min}}{\dot{V}_{max}} = \frac{\dot{V}_0 - \Delta \dot{V}_0}{\dot{V}_0 + \Delta \dot{V}_0} = \sqrt{\frac{H_0 - \Delta H_0}{H_0 + \Delta H_0}} \quad (7.76)$$

fiind determinat deci de raportul dintre valoarea minimă a debitului și cea maximă [50].

În cel de-al doilea caz, curentul este caracterizat de coeficientul de timp

$$F = \frac{z_e}{z_p} \quad (7.77)$$

adică de raportul dintre timpul mișcării efective a gazului și durata perioadei totale.

Principala cauză a erorii în cazul măsurării în curent

parametrul, σ constituie existența unei relații pătratice între debit și caderea de presiune măsurată.

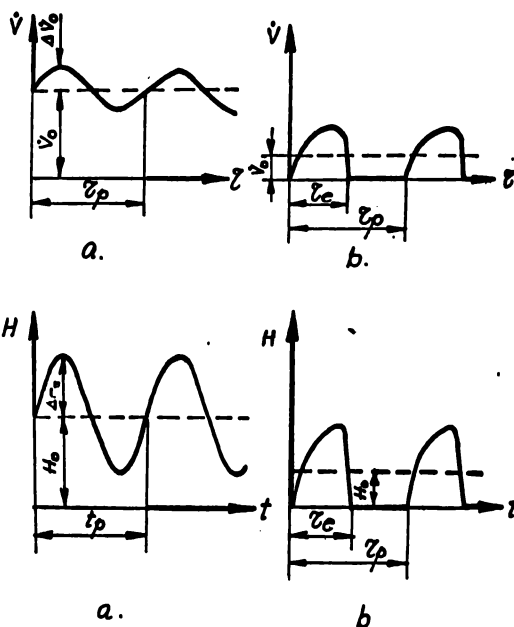


Fig. 7.5.1

Aceasta se datorește faptului că pentru a se obține valoarea medie a debitului este necesară ca manometrul diferențial să măsoare valorile medii ale rădăcinilor pătrate din caderea de presiune \sqrt{H} pe când toate tipurile existente de manometre diferentiale dau practic numai valorile medii a pierderilor de presiune sau rădăcina pătrată din căderea medie de presiune.

În această situație este important să se stabilească în ce condiții eroarea de măsură datorată pulsațiilor rămâne în limite admisibile.

Cercetări experimentale au dovedit că drept indice de liniștire al pulsației se poate folosi o mărime adimensională numită criteriu de liniștire al pulsației [50] și [63].

Este dată de relația:

$$U = \frac{V \cdot \Delta p \cdot \sigma}{V \cdot p \cdot \sigma} \quad (7.78)$$

in care avem:

V - capacitatea sistemului de la sursa de pulsații pînă în punctul unde se face măsurarea în $[m^3]$.

Δp - pierderea de presiune pe acest traseu în $[N/m^2]$

ν - frecvența pulsației $[1/s]$

\dot{V} - debitul mediu $[m^3/s]$

p_a - presiunea medie absolută $[N/m^2]$

După dimensiunile ansamblului de conducte de evacuare schițat în fig.7.5.2 :

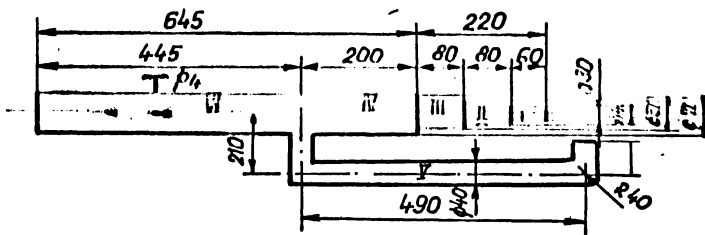


Fig. 7.5.2

$$V = \frac{\pi \cdot 30^2 \cdot 10^{-6}}{4} \cdot 60 \cdot 10^{-3} + \frac{\pi \cdot 40^2 \cdot 10^{-6}}{4} \cdot 80 \cdot 10^{-3} + \frac{\pi \cdot 50^2 \cdot 10^{-6}}{4} \cdot 80 \cdot 10^{-3} + \frac{\pi \cdot 70^2 \cdot 10^{-6}}{4} \cdot 645 \cdot 10^{-3} + \frac{\pi \cdot 40^2 \cdot 10^{-6}}{4} \cdot 725 \cdot 10^{-3} = 3,683 \cdot 10^{-3} [m^3] \quad (7.79)$$

Calcululele ce urmează se vor efectua pentru regimul I la care valoarea vitezei de rotație a arborelui cotit mai ridicată și pulsațiile sînt mai intense.

Dupa [49] debitul este:

$$\dot{V} = \frac{1,252 \cdot 10^{-2}}{3600} \cdot \alpha \cdot \epsilon \cdot d_1^2 \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_d}{\gamma}} [m^3/s] \quad (7.80)$$

unde pentru diafragma dublă cu care s-a lucrat avînd:

$$d_1 = 26 \text{ mm}$$

$$D_1 = 50,5 \text{ mm}$$

$$D_{\text{cond.}} = 70 \text{ mm.}$$

$$\mu = 0,138 \text{ și } \alpha = 0,695 \text{ iar } \epsilon = 1 \text{ după [49]}$$

$$\Delta p_d = 120 \text{ kgf/m}^2 \text{ - după măsurători și}$$

$$\gamma \approx 1,2929 [kgf/m^3] \text{ - greutatea specifică a aerului; așa dar}$$

debitul mediu este:

$$\dot{V} = \frac{1,262 \cdot 10^{-2}}{3600} \cdot 0,695 \cdot 1,26^2 \sqrt{\frac{120}{1,2929}} = 1,648 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}. \quad (7.80')$$

După oscilograma ridicată pe traseul de evacuare pentru regimul I de funcționare a motorului din fig.7.5.3 se constată că :

$$p_d \cong 1,058 \text{ [kgf/cm}^2\text{]} \quad (7.81)$$

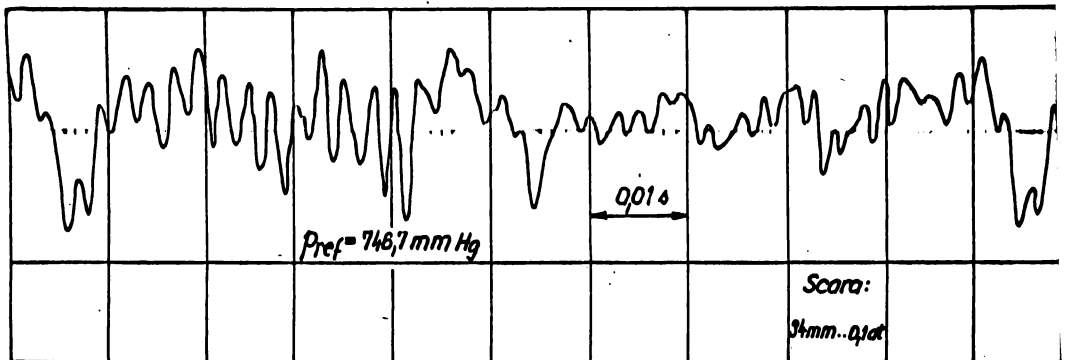


Fig. 7.5.3

Frecvența minimă după aceeași oscilogramă este:

$$\nu_{min} \cong 204 \text{ [Hz.]} \quad (7.82)$$

Se are în vedere frecvența minimă deoarece valorile acesteia defavorizează în sensul că o frecvență coborâtă determină o valoare redusă a criteriului de pulsație și de aci majorarea erorii înregistrate.

Pentru evaluarea pierderilor de presiune de pe traseu acceptăm că 70% din debit se scurge prin partea superioară a conductei și 30% prin racordul inferior cu $\phi 40$ (vezi fig.7.5.2)

Vitezele prin transoanele notate cu cifre romane vor fi:

$$u_I = \frac{\dot{V}_{70}}{S_I} = \frac{1,152 \cdot 10^{-2}}{704 \cdot 10^{-6}} = 16,4 \text{ [m/s.]} \quad (7.83)$$

$$u_{II} = \frac{\dot{V}_{70}}{S_{II}} = \frac{1,152 \cdot 10^{-2}}{1255 \cdot 10^{-6}} = 9,17 \quad [m/s] \quad (7.84)$$

$$u_{III} = \frac{\dot{V}_{70}}{S_{III}} = \frac{1,152 \cdot 10^{-2}}{1958 \cdot 10^{-6}} = 5,89 \quad [m/s] \quad (7.85)$$

$$u_{IV} = \frac{\dot{V}_{70}}{S_{IV}} = \frac{1,152 \cdot 10^{-2}}{3835 \cdot 10^{-6}} = 3,01 \quad [m/s] \quad (7.86)$$

$$u_{V} = \frac{\dot{V}_{70}}{S_{V}} = \frac{0,492 \cdot 10^{-2}}{1256 \cdot 10^{-6}} = 3,94 \quad [m/s] \quad (7.87)$$

$$u_{VI} = \frac{\dot{V}_{70}}{S_{VI}} = \frac{1,648 \cdot 10^{-2}}{3835 \cdot 10^{-6}} = 4,31 \quad [m/s] \quad (7.88)$$

Conform indicațiilor date în [4] și în [5] după care vom efectua calculele, pentru conducte constituite din tronșoane, neglijând variația densității avem pierderea de presiune:

$$\begin{aligned} \Delta p_{tr} &= \left(1 - \frac{S_I}{S_{II}}\right)^2 \cdot \frac{u_{II}^2}{2} \cdot \rho + \left(1 - \frac{S_{II}}{S_{III}}\right)^2 \cdot \frac{u_{III}^2}{2} \cdot \rho + \left(1 - \frac{S_{III}}{S_{IV}}\right)^2 \cdot \frac{u_{IV}^2}{2} \cdot \rho - \\ &= \left(1 - \frac{704 \cdot 10^{-6}}{1255 \cdot 10^{-6}}\right)^2 \cdot \frac{16,4^2}{2} \cdot 1,2929 + \left(1 - \frac{1255 \cdot 10^{-6}}{1958 \cdot 10^{-6}}\right)^2 \cdot \frac{9,17^2}{2} \cdot 1,2929 + \\ &+ \left(1 - \frac{1958 \cdot 10^{-6}}{3835 \cdot 10^{-6}}\right)^2 \cdot \frac{5,89^2}{2} \cdot 1,2929 = 45,46 \quad N/m^2 \end{aligned} \quad (7.89)$$

Pe tronșonul V vom înregistra următoarele pierderi:

- pierderile în cotul rotunjit:

$$\Delta p_{Vcr} = \xi_{cr} \cdot \frac{u_{V}^2}{2} \cdot \rho = 0,51 \cdot \frac{3,94^2}{2} \cdot 1,2929 = 5,08 \quad N/m^2 \quad (7.90)$$

- pierderi în cotul drept:

$$\Delta p_{Vcd} = \xi_{cd} \cdot \frac{u_{V}^2}{2} \cdot \rho = 0,83 \cdot \frac{3,94^2}{2} \cdot 1,2929 = 8,26 \quad N/m^2 \quad (7.91)$$

- pierderi la intrarea în colectorul VI.

$$\begin{aligned} \Delta p_{VIC} &= \xi_{S_{I,II}} \cdot \frac{u_{II}^2}{2} \cdot \rho + \xi_{S_{II,III}} \cdot \frac{u_{III}^2}{2} \cdot \rho = 0,3 \cdot \frac{9,17^2}{2} \cdot 1,2929 + 0,08 \cdot \frac{3,01^2}{2} \cdot 1,2929 = \\ &= 3,466 \quad N/m^2 \end{aligned} \quad (7.92)$$

- pierderi longitudinale pe tronșonul V:

$$\Delta p_{Vl} = \lambda_{Vl} \cdot \frac{L_V}{D} \cdot \frac{u_{V}^2}{2} \cdot \rho \quad (7.93)$$

unde pentru determinarea cifrei de frecare λ_{II} calculăm:

$$Re_{II} = \frac{v_{II} \cdot d_{II}}{\nu} = \frac{3,94 \cdot 0,04}{0,00001549} = 10.200 \quad (7.93')$$

După [5] pentru conducte trase de oțel care au $\epsilon = \frac{0,5}{40} = \frac{1}{200}$ și $Re = 10200$ rezultă:

$$\lambda_{II} = 0,034.$$

De aici:

$$\Delta p_{II} = 0,089 \cdot \frac{490}{40} \cdot \frac{3,94^2}{2} \cdot 1,2929 = 3,97 \text{ N/m}^2 \quad (7.93'')$$

Pierderile totale de presiune proprii tronsonului V

$$\begin{aligned} \text{sînt: } \Delta p_{\Sigma V} &= \Delta p_{Fca} + \Delta p_{Fcb} + \Delta p_{Fic} + \Delta p_{EL} = \\ &= 5,08 + 8,26 + 3,466 + 3,97 = 20,776 \text{ N/m}^2 \end{aligned} \quad (7.93^{IV})$$

Pierderile longitudinale de presiune pe traseul VI

$$\text{sînt: } \Delta p_{\Sigma L} = \lambda_{VI} \cdot \frac{l_{VI}}{d_{VI}} \cdot \frac{v_{VI}^2}{2} \cdot \rho \quad (7.94)$$

Pe acest tronson avem:

$$Re_D = \frac{v_{VI} \cdot d_{VI}}{\nu} = \frac{4,31 \cdot 0,07}{0,00001594} = 18900 \quad (7.95')$$

După [40] avem:

$$\lambda_{VI} = 0,028$$

așa că:

$$\Delta p_{\Sigma L} = 0,028 \cdot \frac{645}{70} \cdot \frac{4,31^2}{2} \cdot 1,2929 = 3,074 \text{ N/m}^2 \quad (7.95'')$$

Pierderile totale pe tronsonul de oțel este:

$$\Delta p = \Delta p_{\Sigma T} + \Delta p_{\Sigma V} + \Delta p_{\Sigma L} = 45,46 + 20,776 + 3,074 = 69,310 \text{ N/m}^2 \quad (7.96)$$

Presiunea medie absolută conform oscilogramelor din fig.

7.5.3 este:

$$p_m = 746,7 \cdot 133,32 + \frac{22}{34} \cdot 0,1 \cdot 9,81 \cdot 10^4 = 105850 \text{ N/m}^2 \quad (7.97)$$

Criteriul de liniștire a pulsației are deci după (78)

valoarea:

$$U = \frac{3,683 \cdot 10^{-3} \cdot 69,310 \cdot 294}{1,648 \cdot 10^{-2} \cdot 105850} = 0,043. \quad (7.98)$$

Coeficientul de pulsație după oscilogramă are valoarea

minimă:

$$\delta = \sqrt{\frac{H_0 - \Delta H_0}{H_0 + \Delta H_0}} = \sqrt{\frac{22 - 7,3}{22 + 10,2}} = 0,676 \quad (7.99)$$

Conform diagramei din fig.7.5.4 ridicată după [50]

pentru $\delta = 0,676$ și $U = 0,043$ eroarea înregistrată la măsurarea debitului cu diafragma este în jur de 1%.

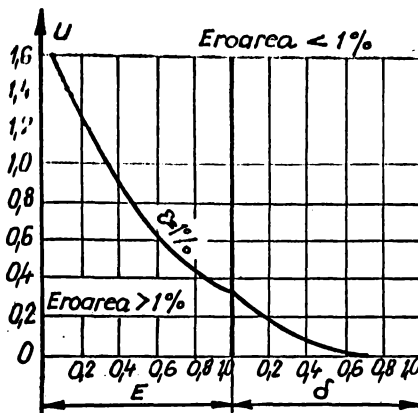


Fig. 7.5.4

Dacă avem în vedere că pe traseul de evacuare s-a montat un rezervor de liniștire cilindric cu diametrul de 630 mm și înălțimea de 1200 mm care are deci volumul $V_R = 372 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$, volumul total va fi:

$$V = V + V_R = 3,683 \cdot 10^{-3} + 372 \cdot 10^{-3} \approx 374 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$$

În această situație:

$$U = \frac{374 \cdot 10^{-3} \cdot 89,310 \cdot 294}{1,648 \cdot 10^{-2} \cdot 105850} = 4,96 \quad (7.100)$$

valoare care plasează eroarea de măsurare a debitului din punct de vedere al influenței pulsațiilor mult sub 1%, evidențiind posibilitatea de utilizare a diafragmei.

După [49] eroarea de măsurare a debitului, având în vedere datele măsurătorii mai sus analizate se calculează considerându-se următoarele erori individuale:

Eroarea medie pătratică:

a) La determinarea coeficientului inițial de debit:

$$\sigma_{\alpha_{in}} = \pm 0,5\% \quad (7.101)$$

b) La determinarea factorului de corecție pentru vâscozitate:

$$\sigma_{\alpha_1} = \pm 0,3\% \quad (7.101')$$

c) La determinarea factorului de corecție pentru rugozitatea conductei:

$$\sigma_{\alpha_2} = \pm 0,5\% \quad (7.101'')$$

d) La determinarea factorului de corecție pentru țesirea muchiei:

$$\sigma_{\alpha_3} = \pm 1,3\% \quad (7.101''')$$

De aici eroarea medie pătratică pentru coeficientul real de debit este:

$$\sigma_{\alpha} = \sqrt{\sigma_{\alpha_{in}}^2 + \sigma_{\alpha_1}^2 + \sigma_{\alpha_2}^2 + \sigma_{\alpha_3}^2} = \sqrt{0,5^2 + 0,3^2 + 0,5^2 + 1,3^2} = \pm 1,51\% \quad (7.101)$$

Eroarea medie pătratică la determinarea factorului de corecție pentru destindere:

$$\sigma_{\alpha_E} = 0\% \quad (7.102)$$

Eroarea medie pătratică la determinarea diametrului găurii dispozitivului de laminare:

$$\sigma_{\alpha_d} = 0\% \quad (7.103)$$

Eroarea medie pătratică la determinarea căderii de presiune:

$$\sigma_{\alpha_h} = \frac{1}{3} \cdot x'_h = \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{60} \cdot 100 = 0,55\% \quad (7.104)$$

Eroarea medie pătratică totală pentru debit este:

$$\sigma_{\alpha_v} = \sqrt{\sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{\alpha_E}^2 + 4\sigma_{\alpha_d}^2 + \frac{1}{4}\sigma_{\alpha_h}^2} = \sqrt{1,51^2 + 0 + 0 + \frac{1}{4} \cdot 0,55^2} = 1,53\% \quad (7.105)$$

În sfârșit eroarea limită posibilă la măsurarea debitului va fi:

$$\sigma_{\alpha_v} = 3 \cdot \sigma_{\alpha_v} = 4,59\% \quad (7.106)$$

Analiza efectuată în prezentul capitol a permis aprecierea comportării aparatului de măsură în regim dinamic, fiind evidențiate unele corecții, reduse ca valoare, ce s-au adus măsurătorilor; totodată au fost calculate erori de măsurare, erori ce se încadrează în toate cazurile în limite acceptabile tehnic.

Relațiile dezvoltate permit studiul de detaliu al corecțiilor ce trebuie aduse rezultatelor măsurătorilor efectuate la investigarea unor fenomene nestaționare.

B. ANALIZA REZULTATELOR OBTINUTE

8.1 Interpretarea datelor de calcul comparativ cu rezultatele experimentale și studiul influenței unor parametri constructivi și funcționali asupra spectrului fenomenelor de unda.

În fig.8.1 este prezentată pentru exemplificare copia oscilogrammei ridicată pentru regimul I (vezi și tab. 6.2.1.).

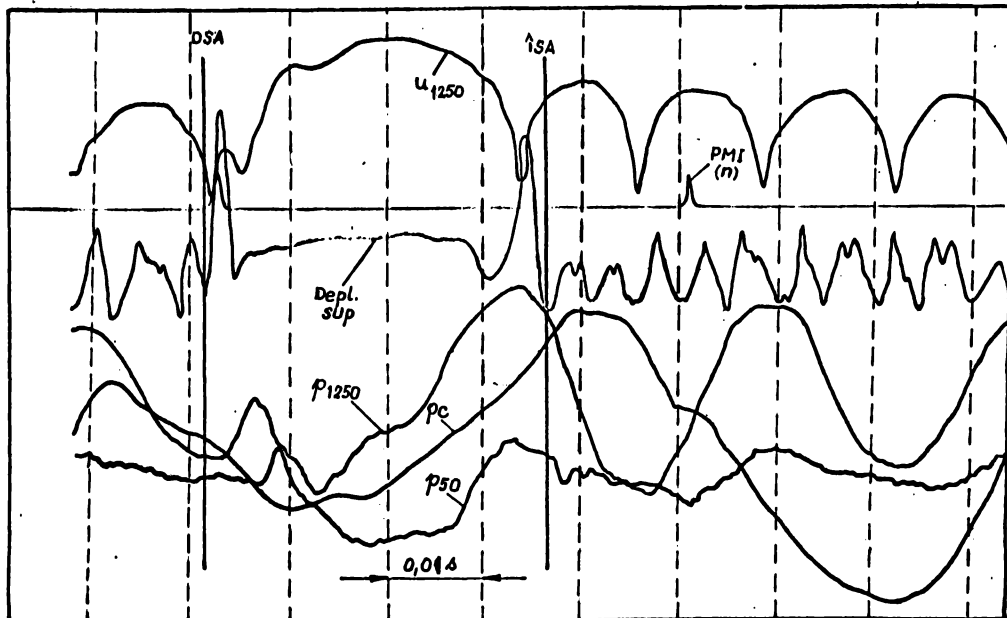


Fig. 8.1

Anexele 3 sintetizează curbele reprezentative ale variației presiunii și vitezei calculate cu calculatorul electronic nu-

facuta dupa cum urmează:

- anexele $A_3/1'$ sau $1''$ sau $1'''$ - $A_3 / 17'$ sau $17''$

sau $17'''$ conțin atât curbele de calcul obținute prin descrierea fenomenelor de undă cu ajutorul funcțiilor trigonometrice, citra. de la numitor sintetizând regimul de încercare și ipotezele de calcul așa cum sunt ele notate în tab. 5.1, precum și curbele experimentale; curbele de calcul sunt trasate cu cruculiță și linie plină, iar cele experimentale, notate cu E, cu cerculețe și linie întreruptă. Astfel de exemplu anexa $A_3/5'$ redă comparativ viteza calculată și măsurată pentru o secțiune plasată în zona mijlocie a conductei de aspirație conform distanței înscrise în tab. 5.1 (cu $5'$ fiind notată curba de calcul), anexa $A_3/5''$ redă presiunea statică instantanee în aceeași secțiune iar anexa $A_3/5'''$ conține curbele comparative de presiune statică calculate ($5'''$) și experimentale (E) în apropierea intrării în conductă, această convenție păstrându-se pentru anexele 3 în totalitate.

- anexele $A_3/18'$ și $18''$ și $18'''$ conțin curbele experimentale prezentate împreună cu curbe de calcul obținute cu ajutorul calculatorului, folosind metoda caracteristicilor, la descrierea fenomenelor de undă.

Se menționează că în abscisele diagramelor se află unghiul deschidere de caracteristică cu valoare în grade [RAS], considerând că ciclul deschidere - închidere supapă este parcurs în 360° convenționale.

Dacă se au în vedere curbele ce redau variația vitezei aerului aspirat conținute în anexele $A_3/1' - A_3/6'$ se constată că pentru primele cea 90 [°RAS] există abateri mai severe între curba teoretică și cea experimentală; ele se datoresc faptului că termocromometrul a înregistrat și procesul oscilatoriu remanent, generat de ciclul precedent de funcționare, pe când calculul s-a efectuat în ipoteza unei stări inițiale de repaus a agentului din conductă.

Abaterile mai mari ce se manifestă în zona în care supapa se apropie de închidere completă, se datoresc faptului că în

calcul' nu s-a avut în vedere în mod expres influența inerției coloanei de gaz asupra fenomenelor de undă. Pentru că în situațiile prezentate valorile vitezelor sînt mici, în același timp secțiunea controlată de supapă fiind redusă, este de așteptat o abatere relativ mică la calculul debitului vehiculat pe traseul de aspirație.

Zona de "palier" din intervalul $90 \div 140$ [°RAS] se explica prin manifestarea cu pregnanță în această perioadă a trenului de unde reflectate la capătul liber al conductei; reducerea de viteză proprie "palierului" va determina implicit o creștere a presiunii statice.

Pentru că curba 3' (anexa A 3/3') se apropie mult de curba experimentală se conchide că procesul cercetat, caracterizat de curgere subcritică, este suficient de bine descris și cu ajutorul relațiilor simplificate ce au în vedere influența frecării.

Regimul de viteze mai scazut decit cel stabilit experimental cu excepția zonei de viteză maximă, (anexele A 3/5' și A 3/6') se explică prin valorile obținute pentru coeficienții de debit determinați analitic. De altfel curbele din fig. 4.3 pun în evidență faptul că parametrul " μ " evaluat prin calcul (curba ①) are valori mai mici decit cele determinate experimental (curba E).

Structura curbelor din anexele A 3/1'' - A 3/6'' dovedește din nou neconcordanța pentru primul maxim de presiune, fenomenul înregistrat fiind afectat de undele remanente din conductă, unde ce nu s-au avut în vedere în calcul. Este evidentă de asemenea întârzierea de răspuns a traductorului datorită în special fenomenelor secundare din canalul său de legătura.

Maximul de presiune care se manifestă pentru cca 150 [°RAS] este caracterizat, după datele de calcul, prin prezența unor armonici de ordinul II sau următor lui cu amplitudini comparabile sau chiar mai mari decit cele ale armonicii de ordinul I pe care traductorul de presiune nu le-a pus în totalitate în evidență. Deși unele inatvertențe sînt legate și de imprecizia metodei de calcul, calitativ vorbind

este sigură prezența unui regim de presiuni mai ridicat cu atât mai mult cu cât în intervalul discutat, termoanemometrul care are o frecvență limită de lucru de 350.000 [Hz] a pus în evidență o zonă de "palier" pentru viteze, cu toate că viteza medie crește cu deschiderea supapei, fiind în această situație de așteptat o creștere a presiunii statice.

Influența inerției coloanei de gaz se face simțită și pentru curbele de presiune, în imediata apropiere a zonei de închidere a supapei.

Se constată că undele de presiune sînt mai bine determinate analitic în cazul folosirii relațiilor amplificate sau complete care au în vedere influența trecării (anexele A 3/3'' și A 3/4''). Regimul de presiuni mai scăzut comparativ cu cel evaluat experimental, începînd cu 200 [°RAS] pentru curbele din anexele A 3/5'' și A 3/6'' este determinat și de valorile mai reduse ale coeficienților de debit calculați analitic.

Curba de presiune din A 3/2'' are extreme accentuate, mai ales în zona în care supapa se deschide, datorită faptului că în algoritmul de calcul nu s-a avut în vedere amortizarea introdusă de frecare, fluidul evoluînd ipotetic fără pierderi.

Curbele conținute în anexele A 3/2''' - A 3/6''' ilustrează faptul că la distanțe relativ reduse de capătul liber al conductei, unde fenomenele rezonante nu ne manifestă atât de pronunțat și oscilațiile au caracter mai puțin sever, relațiile propuse, în special cele care au în vedere și influența trecării, sintetizează aproape în totalitate corect procesul de undă.

Comparațiile care s-au făcut între curbele de presiune ridicate după valorile de calcul obținute prin evaluarea presiunii medii pentru fiecare armonică în parte, respectiv pentru armonici cumulate la care s-au sumat algebric termenii de oscilație, și curbele obținute prin calcularea presiunii din valoarea globală a vitezei instantanee a sunetului a_{T1} (vezi și relația (5.10)) au dovedit o mai bună sintetizare analitică a fenomenelor de undă în ultimul caz.

În tab.8.1 sînt redatate comparativ cantitațile de fluid introduse în cilindru la o singură deschidere a supapei calculate după valorile instanțanee ale vitezei și presiunii în poarta supapei și respectiv măsurate cu ajutorul diafragmei duble pe circuitul de eşapare; indicii prezenți la parametri \dot{m} și ε trebuie puși în corespondența cu variantele de calcul după tab. 5.1. Cercetînd poziția 1 din tabel se constată că din punct de vedere al debitelor s-au obținut abateri mai mici în cazul în care coeficienții de debit s-au determinat analitic (vezi ε_5 și ε_6).

Tab.8.1

Nr. ord.	Tipul camerei	Cantitatea de fluid introdusă în cilindru cu spumătorul în timpul deschiderii a supapei		Abateri [%]
		calculată	măsurată	
1.	Camă reproiectată L=2400; n=1253,9	$\dot{m}_4=0,17504 \cdot 10^{-2}$ $\dot{m}_5=0,20062 \cdot 10^{-2}$ $\dot{m}_6=0,19620 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,1911 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_4=8,42$ $\varepsilon_5=4,96$ $\varepsilon_6=2,67$
2.	Camă reproiectată L=1400; n=1254	$\dot{m}_9=0,18302 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,1792 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_9=2,08$
3.	Camă reproiectată L=1400; n=772,66	$\dot{m}_{10}=0,118 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,1201 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_{10}=1,75$
4.	Camă originală L=2400; n=1240,8	$\dot{m}_{12}=0,25327 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,234 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_{12}=7,60$
5.	Camă originală L=1400; n=766,76	$\dot{m}_{16}=0,14526 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,1398 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_{16}=3,71$
6.	Camă originală L=1400; n=1237,4	$\dot{m}_{17}=0,19236 \cdot 10^{-2}$	$\dot{m}=0,201 \cdot 10^{-2}$	$\varepsilon_{17}=4,27$

Comparînd curbele conținute în anexele A 3/7' și A 3/8' se constată o corespondență ceva mai bună pentru zona vitezelor relativ mari în cazul în care s-a avut în vedere și influența trecării. Abaterile mai severe atît la curbele de viteză cît și la cele de presiune din anexele A 3/7'' și A 3/8'', abateri proprii domeniului în care supapa se deschide, se datoresc din nou fenomenelor remanente din conductă neluate în considerare în intervalul în care supapa se închide.

datorită faptului că presiunea din cilindru a fost foarte apropiată ca valoare de presiune din conductă, mici abateri la determinarea lui p_2 au determinat stabilirea dificilă, neprecisă a momentului "întoarcerii" curentului de fluid, de aci și necorespondențele existente între curbele de calcul și cele experimentale.

Desigur, că în cazul anexelor A 3/7'' și A 3/8'' datorită nivelului foarte scăzut al regimului de unde, abaterile între valorile de calcul și cele experimentale se manifestă mai puțin.

Cercetînd curbele din A 3/1' și 1'' și 1''' - A 3/6' și 6'' și 6''' și respectiv A 3/2' și 2'' și 2''' și A 3/4' și 4'' și 4''' este evident că prin reducerea lungimii pentru ultimile două grupe de anexe, regimul de unde de viteză și presiune scade în intensitate.

În cazul anexelor A 3/9 (cîira 9 semnificînd toate cele 3 anexe 9', 9'' și 9'''), care sintetizează valorile instantanee ale vitezei fluidului și ale presiunilor statice în două secțiuni pentru conductă de 1400 mm, se constată o corespondență relativ bună între calcul și experiment. Regimul de unde se plasează ca intensitate între regimurile descrise de A 3/1 - A 3/6 și A 3/7 - A 3/8 dat fiind faptul că viteza de rotație a crescut la 1254 rot/min în schimb s-a lucrat cu o conductă mai scurtă. Cele două maxime de presiune din anexele A 3/9'' și A 3/9''' plasate în jurul a cca 50 [°RAS] se explică prin prezența unei unde reflectate pe aceeași parte de altfel în evidența și de existența vitezelor negative pînă în 30 [°RAS] (vezi anexa A 3/9'). Debitul vehiculat la o singură deschidere a supapei m_9 (vezi teb. 8.1) este cum era și de așteptat mai mic decît debitul propriu regimului I detaliat de tabel 5.1. datorită în principal valorilor mai mici ale vitezelor.

În sfîrșit pentru ultima variantă de calcul corespunzătoare funcționării motorului cu cama de admisiune re-proiectată, anexele A 3/10', A 3/10'' și A 3/10''' pun în evidență un regim de unde atenat, cu abateri relativ mici între calcul și experiment, data fiind turația și lungimea redusă a conductei. Atenuarea fenomenelor de undă

determinată și de depresiunile mai modeste din cilindru conduce la debite mai reduse cu cca 36% față de regimul I, debite stabilite pentru o deschidere a supapei (vezi și tab.8.1).

Din cercetarea anexelor A 3/11 și A 3/12 în juxtapunere cu A 3/2 și A 3/3 se constată că o dată cu schimbarea camei de admisiune, ceilalți parametri constructivi și funcționali fiind comparabili, prin realizarea unei secțiuni timp cu cca 25% mai mare, fenomenele de undă cresc în intensitate; de altfel și debitul cu a sa valoare în $1,270,25327 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 / \text{s}$ / o deschidere supapei este maxim.

În timpul căruia fenomenele rămănte au fost mai relevante, se obțin abateri mai consistente între experiment și calcul până la $\alpha \approx 170 [^\circ \text{RAS}]$ mai ales în cazul curbelor de presiune din A 3/11'', A 3/11''' și A 3/12'' și A 3/12'''; remarcăm totuși și în acest domeniu că curba 12'', calculată în ipoteza existenței frecării, se abate mai puțin decât 11'', calculată pentru curgerea teoretică, fără frecare.

Anexele A 3/13' și A 3/14' pune în evidență din nou valori ceva mai ridicate ale vitezelor instantanee, comparativ cu A 3/7' și A 3/8' datorită utilizării unei came ce realizează secțiune timp mai mare. Se constată că, curba 13' se apropie mai mult de curba experimentală decât 14', deoarece calculul pentru 13' s-a efectuat în ipoteza existenței frecării. Abaterile mai minore, mai ales pentru A 3/13'' și A 3/14'', până la cca 150 [°RAS] își au originea în neglijarea fenomenelor rămănte.

Dacă se analizează anexele A 3/15 și A 3/17 față de anexele A 3/9 se remarcă amplificarea fenomenelor de undă pentru primele două anexe citate, datorită camei ce asigură secțiunea timp mai mari, lungimea conductei fiind aceeași iar vitezele de rotație sensibile egale; deoarece abaterile între experiment și calcul sînt mai mari și debitul este mai imprecis determinat ϵ_{17} fiind 4,27 % față de $\epsilon_9 = 2,08 \%$ (vezi tab.8.1). Din nou se remarcă că, calculul este

mai exact în cazul considerării frecării, această afirmație fiind evidențiată în primul rând de anexa A 3/17' comparativ cu A 3/15'. Maximul de presiune pierdut în jurul a $70 \text{ [}^\circ\text{RAS]}$ pe curbele experimentale numai (vezi anexele A 3/15'' și 15''' și A 3/17'' și 17''') este determinat de o undă remanentă reflectată și care a fost pusă în evidență la măsurători prin stabilirea unor viteze negative pînă la $70 \text{ [}^\circ\text{RAS]}$ (vezi curbele experimentale din A 3/15' și A 3/17'). O mai bună corespondență între experiment și calculul se constată în zona mijlocie a diagramelor, proprie deschiderilor mari pentru supapă.

Anexa A 3/16 pune în evidență un regim de unde mai scăzut ca și intensitatea dată fiind reducerea vitezei de rotație față de regimul sintetizat prin A 3/17. Dacă ne comparăm însă cu A 3/10 constatăm valori ceva mai mari ale vitezelor și presiunilor, fenomenul oscilatoriu fiind stimulat de realizarea unor secțiuni - timp mai mari de către supapă; de altfel și debitul a crescut înregistrîndu-se $\dot{m}_{16} = 0,14526 \cdot 10^{-2}$ față de $\dot{m}_{10} = 0,118 \cdot 10^{-2}$ [Kg./o singură deschidere a supapei], pentru aceeași lungime de conductă și turații foarte apropiate ca valoare.

Anexa A 3/18 pune în evidență faptul că prin luarea în considerare a fenomenelor remanente, cu ajutorul metodei caracteristicilor, pot fi determinate analitic cu multă precizie fenomenele de undă, mai cu seamă în cazul în care, după deviu mai sever, așa cum se întâmplă pentru regimul I, al cărui calcul prin metoda caracteristicilor s-a efectuat la calculatorul Felix C-256.

De foarte multe ori însă, mai ales pentru conducte mai scurte, de diametru mijlociu și mare și la turații nu prea ridicate proprii m.a.c. chiar și în cazul motoarelor supraalimentate cu un grad redus de supraîncărcare, cînd oscilațiile de viteză și presiune nu sînt prea severe, este mai comodă prelucrarea pe calculator a procedurii de calcul al fenomenelor de undă prin funcții trigonometrice față de procedeele caracteristicilor, obținîndu-se mult mai rapid în-

formații în legătură cu cele câteva variante de conducte ce permit optimizarea schimbului de încălzire, soluția finală și într-un caz și în celălalt, fiind stabilită după executarea prototipului, la standul de probă.

8.2. Concluzii.

Pornind de la observația omului de știință englez H. Ricardo care încă cu 50 de ani în urmă arăta (vezi [52]): "Sistemul de conducte are o mare importanță. Dar a spune prea mult ne putem exprima ca orice constructor trebuie să aibă întotdeauna în vedere conductele și țigările și în lucrarea de față ne-am propus să dezvoltăm și să verificăm o metodă de calcul mai puțin laborioasă și mai intuitivă decât metodele consacrate de literatură tehnică, pentru evaluarea proceselor nestaționare ce însoțesc schimbul de încălzire la m.a.i. Folosind metoda propusă, proiectantul are posibilitatea unui control mai rapid și totuși eficace al fenomenelor de undă pentru oscilații nu prea severe, în ideea reducerii la minimum a numărului de variante încercate la standul de probă în cazul optimizării schimbului de încălzire.

Rezultatele de ansamblu obținute în prezenta lucrare permit următoarele concluzii:

1. A fost dezvoltată o metodă de calcul care permite aproximarea fenomenelor nestaționare de pe conducta de aspirație a unui motor cu aprindere prin comprimare în patru timpuri, ținând cont de schimbul de căldură și frecarea suportată de fluid.

2. Faptul că motorul încercat a funcționat în regim de antrenare a făcut posibilă cercetarea proceselor nestaționare în ipoteza neglijării transferului termic caruia îi este supusă încălzirea proaspătă, relațiile de calcul obținându-se prin particularizare, din relațiile care au în vedere influența cumulată a schimbului de căldură și a frecării:

3. Metoda prezentată are avantajul că permite descrierea operativă a fenomenelor dinamice în orice punct al traseului de ad-

misiune iară ~~af~~ necesară construirea pas cu pas a trenului de unde, așa cum se procedează în cazul ~~metode~~lor gravo-analitice, cînd trebuie repetat multiplu ciclul de calcul.

4. Dacă în cazul metodei caracteristicilor soluțiile căutate se găsesc, prin încercări în plaja de valori posibile pentru viteze și presiuni conform procedurii Lax - Wendroff aplicat în lucrările [22] și [69], în cazul de față soluțiile se determină direct, reducîndu-se astfel substanțial volumul de calcule.

5. Programarea pe calculator a procedurii propusă, permite concluzii rapide în legătura cu influența pe care o are asupra structurii trenului de unde lungimea și diametrul conductei de aspirație, viteza de rotație a arborelui motor, secțiunea timp realizată de supapă și a.m.d.

6. Ipotezele simplificatoare și aproximațiile făcute la elaborarea metodei își reduc influența prin faptul că condițiile limită s-au formulat termodinamic; în același timp dezvoltarea relațiilor de calcul după viteza sunetului și după valorile momentane ale presiunii, aduce îmbunătățiri procedurii prin aceea că amplitudinile relative ale vitezei sunetului sînt de 7 ori mai mici decît cele ale presiunii.

7. Metoda câștigă în precizie prin realizarea unui pas de calcul cît mai mic și prin luarea în considerare a unui număr cît mai mare de armonici.

8. Ținînd cont de viteza inițială din fața supapei de admisiune, a fost posibilă sintetizarea mai completă a fenomenelor, și în cazul în care presiunea din cilindru depășește valoric presiunea din conducta de aspirație.

9. Deși în intervalele proprii deschiderii și închiderii supapei se constată abateri mai severe între curbele de calcul și cele experimentale prin faptul că nu s-au avut în vedere oscilațiile remanente din conductă respectiv nu s-a ținut cont în mod deosebit de influența inerției coloanei de fluid, aceste abateri pierd din

influență la calculul gazodinamic global al ciclului motor datorita secțiunilor relativ mici de curgere pe lângă organul de strangulare. Faptul că alura curbelor este corectă, chiar și la sfârșitul perioadei cercetate când supapa se închide, permite obținerea de informații prețioase în legătură cu optimizarea admisiunii din punct de vedere al fenomenelor dinamice, ceea ce desigur va determina reducerea la minimum a variantelor ce trebuiesc încercate experimental la punerea la punct a unui nou tip de motor.

10. Pentru regiunile în care a funcționat motorul încercat, coeficienții de curgere subiecții pe traseul de admisiune s-au obținut rezultate de calcul mai apropiate de cele experimentale și în cazul luării în considerare a frecării prin relații simplificate; se conchide de asemenea că este mai potrivită ipoteza curgerii adiabatică a fluidului pe conductă comparativ cu cea a curgerii izotermice.

11. A fost posibilă determinarea analitică a exponentului politropic după care aerul evoluează prin secțiunea controlată de supapa de admisiune. Valorile coeficientului de debit calculat apoi și comparat cu date experimentale au arătat că influența cea mai consistentă asupra acestui parametru o au pierderile la ieșirea din supapă care au fost mai mari decât cele separate din pierderile totale deduse experimental. În orice caz, în măsura în care sînt sintetizate corect toate categoriile de pierderi, în special pierderile de țigire, procedoul propus și utilizat permite calcularea cu un grad ridicat de precizie a coeficienților de debit.

12. Măsurînd vitezele instantanee ale aerului aspirat cu un termomanometru tip DISA - 55 A 22 și comparînd datele experimentale cu date de calcul, s-au constatat abateri neînsemnate între valorile determinate prin calcularea vitezei medii pentru fiecare armonică în parte la care s-au sumat algebric termenii de oscilație de aci rezultînd viteza instantanee, și valorile determinate din viteza medie raportată la secțiunea momentană totală controlată de supapă, la care s-au cumulat termenii de oscilație.

13. Comparațiile făcute între curbele de presiune determinate, prin valori de calcul și cele experimentale au arătat o mai bună sintetizare a fenomenelor de undă în cazul presiunii s-a calculat din viteza instantanee globală a sunetului.

14. Din datele de calcul și cele experimentale care vizează atât evoluția în timp a vitezelor aerului și presiunii, cât și debitele vehiculate spre cilindrul motor, rezultă că după procedeul propus fenomenele sunt mai bine sintetizate în cazul unelor mai puțin severe. Cu creșterea vitezei de rotație, a secțiunii timp realizată de supapă și a lungimii conductei este de remarcat o creștere a amplitudinii undelor și de asemenea ceva mai mare întrucât calcul și experiment. În orice caz, se apreciază că pentru procesele de admisiune în special, chiar și în cazul motoarelor supraalimentate, cu un grad redus de supraalimentare, metoda elaborată, relativ simplă și intuitivă, poate fi aplicată de către proiectanți cu succes.

15. În situația în care se scriu condițiile de margine specifice, procedeul propus poate fi extins și pentru scheme funcționale diferite de cele luate în studiu în lucrarea de față. De asemenea este de menționat că prin recalcularea presiunii la ieșirea din secțiunea controlată de supapă, metoda este aplicabilă și pentru euzonarea critică, fiind bineînțeles, de vor totuși coeficienți de debit și relații pentru vitezele relevante.

16. Calculele privind evaluarea proceselor de undă ce însoțesc schimbul de încălzire, după metoda caracteristicilor, au dovedit o sintetizare analitică mai completă a fenomenelor, în principal prin aceea că sunt avute în vedere și procesele remanente din conductă. Complexitatea ridicată a programului întocmit, rezultată și din organigrama prezentată, numărul mare de puncte, 9550, în care trebuie să se facă calculul prin metode iterative laborioase, nu motivează folosirea acestei metode pentru admisiune în special, mai ales când undele nu au amplitudini prea mari, cu toate că, așa cum era de

acceptat precizia ei este mai ridicată.

17. Prin realizarea unor instalații experimentale adecvate, dotate cu aparatură electronică de finețe, s-a putut duce la bun sfârșit un program de încercări care a permis verificarea multiplă a metodei de calcul propuse precum și a metodei caracteristicilor.

18. Analiza funcționalității în regim dinamic a traductoarelor și aparatelor de măsură și înregistrare a evidențiat unele corecții reduse ca valoare ce s-au adus măsurătorilor. Totodată au fost calculate erori de măsurare, erori ce s-au încadrat în toate cazurile în limite acceptabile tehnic.

8.3. Contribuții personale.

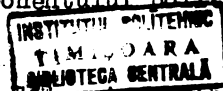
Pe lângă celelalte contribuții personale aduse prin lucrarea colaborată sînt sintetizate în cele ce urmează :

1. A fost dezvoltată o metodă de calcul ce aproximează fenomenele de undă din timpul procesului de admisiune în cilindrul unui motor cu aprîndere prin comprimare în patru timpi, folosind funcții trigonometrice, în relații fiind sintetizate atît influența frecării cît și a schimbului de căldură suportat de fluid. Metoda s-a extins și la studiul procesului de curgere prin cîteva secțiuni de discontinuitate frecvent întîlnite în tehnică.

2. Prin completarea tabloului condițiilor limită scriso de Jenny [33] pentru toate situațiile specifice admisiunii și prin găsirea unor metode iterative potrivite s-au descris analitic fenomenele de undă și prin metoda caracteristicilor, metodă ce astfel s-a detaliat pentru cazul cercetat.

3. Stăbilind diferitele categorii de pierderi la curgerea agentului termic pe lîngă supapa de admisiune, a fost posibilă determinarea analitică a coeficienților de debit și a exponentului politropic după care evoluează agentul termic.

4. Pe baza datelor puse la dispoziție de literatură tehnică de specialitate a fost efectuat un studiu privind evaluarea cifrei de frecare la curgerea nestaționară prin canalizația de admisiune a motoa-



relor cu aprindere prin comprimare.

5. Relațiile dezvoltate în lucrare au impus cu necesitate, pentru operativitatea calculelor numerice, utilizarea pe scară largă a calculatoarelor IRIS-50 și FELIX C-256, organigramele precum și programele în sine fiind elaborate de autor.

6. Pentru stabilirea veridicității relațiilor propuse s-a realizat un stand experimental, dotat cu aparatură electronică de măsură și înregistrare de precizie ridicată. Instalația a permis varierea unor parametri constructivi și funcționali pentru verificarea multiplă a procedurii de calcul dezvoltat.

7. A fost efectuat un studiu de detaliu al traductorilor de presiune confecționați în atelierul catedrei de "Termotehnică și Mașini Termice", traductori ce au permis măsurarea unor presiuni cu sensibilitate extrem de ridicată (0,0003 at).

8. Analiza efectuată asupra funcționării în regim dinamic a traductoarelor și a aparatelor de măsură și înregistrare, prin scrierea ecuațiilor proprii funcționării termoanemometrului cu fir cald și a traductorului de presiune rezistiv cu membrană, precum și prin luarea în considerare a caracteristicilor dinamice a canalelor de legătură ale traductoarelor și a ansamblului de aparate de măsură utilizate, a permis determinarea corecțiilor ce trebuiesc aduse măsurărilor și a preciziei de măsurare.

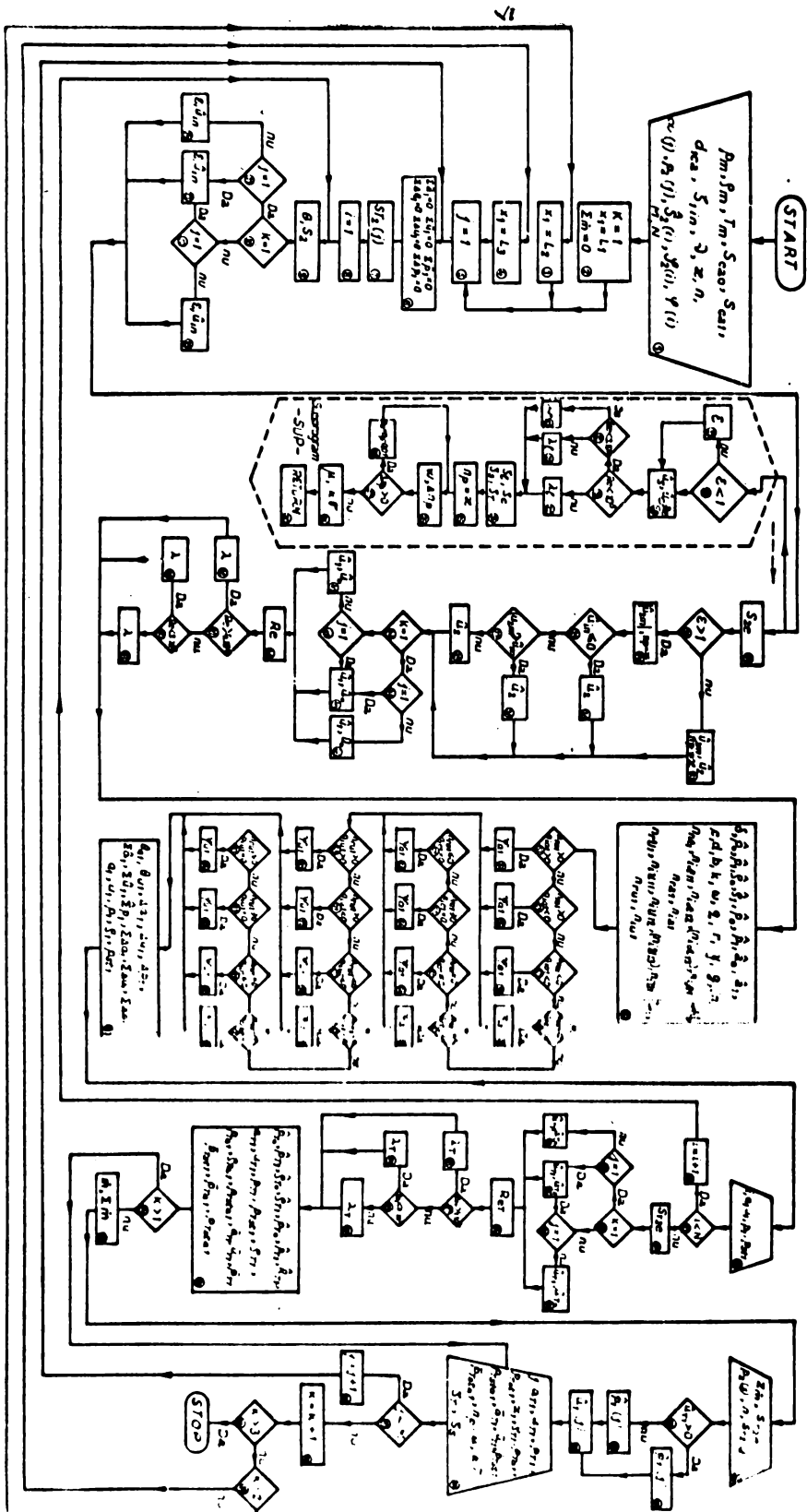
9. Prin interpretarea critică a rezultatelor de calcul comparativ cu date experimentale, s-a concluzionat asupra veridicității procedurilor folosite și s-au făcut totodată aprecieri asupra influențelor pe care le au în legătură cu intensitatea și structura fenomenelor de undă unui parametri constructivi și funcționali ai motorului cum sînt : secțiunea timp realizată de supapa de admisiune, lungimea conductei de aspirație și viteza de rotație a arborelui cotit.

10. Faptul că a fost determinat cu ajutorul ordinatorului și debitul de aer introdus în cilindru în regim nestaționar, permite proiectantului să stabilească foarte rapid variantele constructive și funcționale ce se apropie de optim din punct de vedere al umplerii în prezenta undelor

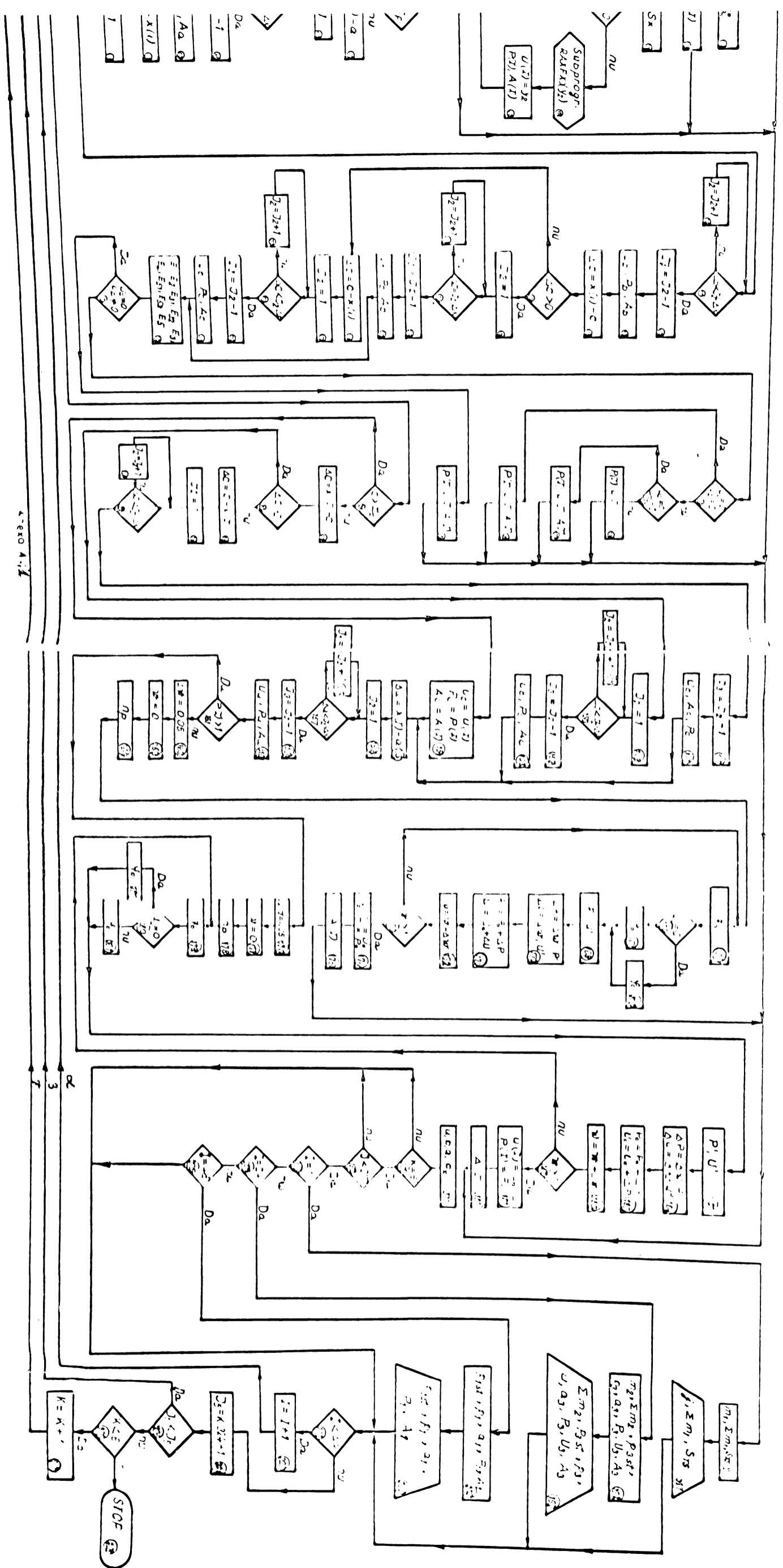
PRINCIPALELE NOTATII UTILIZATE

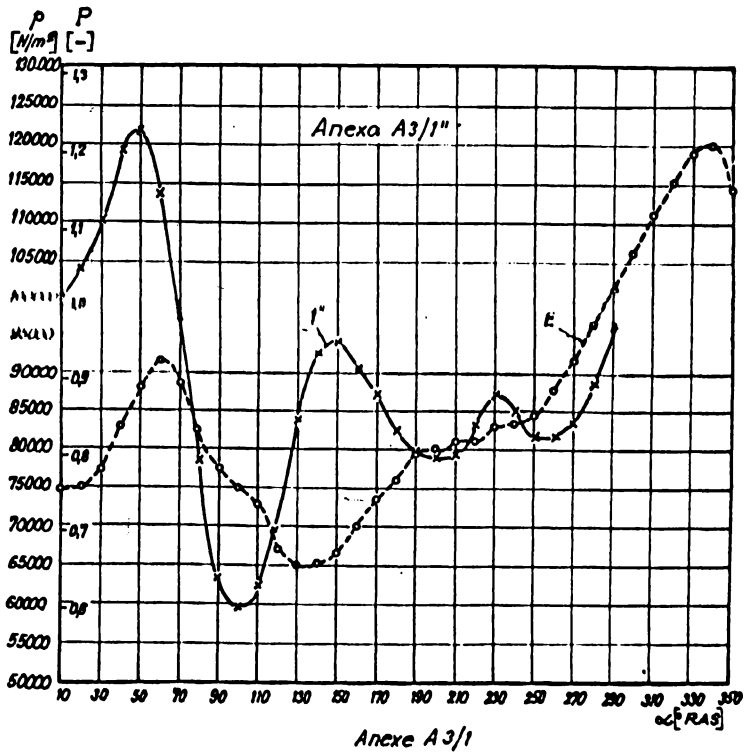
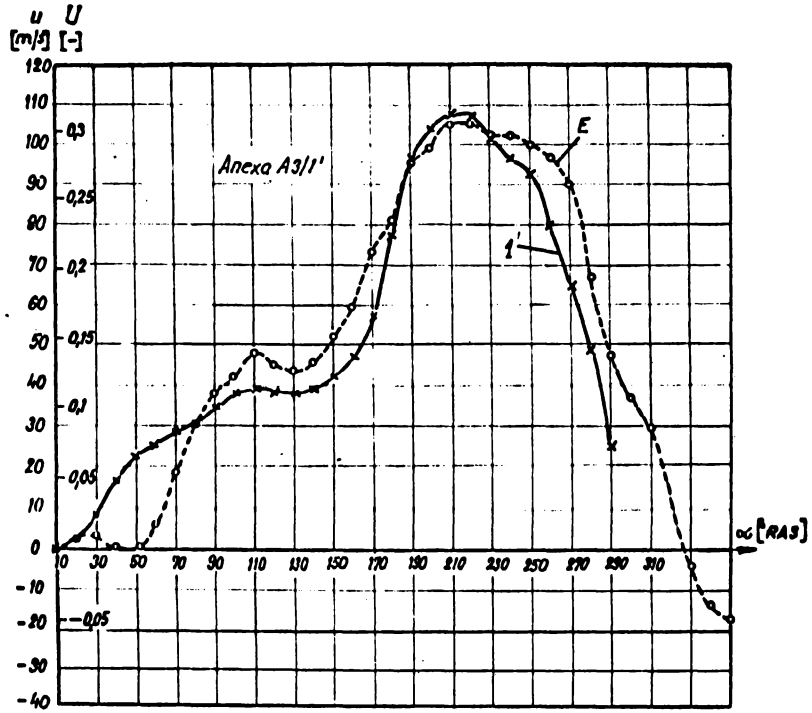
a	Viteza instantanee a sunetului [m/s]
p	Presiunea instantanee [N/m ²]
p _c	Presiunea în cilindrul motorului [N/m ²]
p ₂	Presiunea în secțiunea de ieșire din supapă [N/m ²]
u	Viteza instantanee a gazului [m/s]
\hat{u}	Viteza medie a sunetului în ipoteza reducerii curgerii nestaționare caracterizată de K armonici la o curgere cuasistaționară [m/s]
\hat{p}	Idem pentru presiune [N/m ²]
\hat{u}	Idem pentru viteza sunetului [m/s]
\hat{u}_K	Viteza medie a sunetului pentru armonica de ordinul K, într-o secțiune oarecare [m/s]
\hat{p}_K	Idem pentru presiune [N/m ²]
\hat{u}_K	Idem pentru viteza gazului [m/s]
\hat{u}_{K1}	Viteza medie a sunetului pentru armonica de ordinul K, în secțiunea 1-1 [m/s]
\hat{p}_{K1}	Idem pentru presiune [N/m ²]
\hat{u}_{K1}	Idem pentru viteza sunetului [m/s]
A_K	Amplitudinea complexă de ordinul K a oscilației vitezei sunetului într-o secțiune oarecare
P	Amplitudinea complexă a oscilației de presiune
u_K	Amplitudinea complexă de ordinul K a oscilației vitezei gazului într-o secțiune oarecare
A_{K1}	Amplitudinea complexă de ordinul K a oscilației vitezei sunetului în secțiunea 1-1
u_{K1}	Idem pentru viteza sunetului
α	Coefficient de transfer termic convectiv [W/m ² °K]
c _v	Căldura specifică la volum constant [Kj/kg °K]
c _p	Căldura specifică la presiune constantă [Kj/kg °K] sau [Kcal/kg °K]
δ	Parametru de frecare global [m ⁻¹]
δ_K	Parametru de frecare propriu armonicii de ordin K [m ⁻¹]
ε	Parametru global al transferului termic
ε_K	Parametru al transferului termic propriu armonicii de ordinul K
e	Energia internă corespunzătoare unității de masă [Kj/kg]
g	Accelerația gravitațională [m/s ²]

i	Entalpia unității de masă [KJ/kg]
κ	Exponent adiabatic [-]
λ	Coeficient de frecare longitudinală [-]
λ_0	Coeficient de conductibilitate termică [W/m ⁰ K] sau [kcal/m.s. ⁰ K]
μ	Coeficient de debit [-]
ν	Viscozitatea agentului termic [m ² /s]
n_p	Exponent politropic [-]
ρ	Densitatea momentană [kg/m ³]
s	Entropia unității de masă [KJ/kg °K]
τ	Timp [s]
T	Temperatura instantanee a fluidului de lucru [°K]
\hat{T}_p	Temperatura medie a peretelui conductei de admisiune [°K]
\hat{T}_a	Temperatura medie a fluidului de lucru [°K]
$T_{m(o)S}, a_{m(o)S}$	temperatura și viteza sunetului într-un strat de gaz de entropie s și presiune de referință p_m sau p_0
q	Căldura totală, inclusiv cea provenită din disiparea energiei prin frecare pentru unitatea de masă în unitatea de timp [KJ/kg.s]
q'	Căldura primită de la mediul exterior de unitatea de masă de fluid în unitatea de timp [KJ/kg.s]
W	Forța de frecare la peretele conductei, proprie fiecărei unități de masă [m/s ²]
d_{ca}	Diametrul conductei de admisiune [m]
d_s	Diametrul scaunului supapei [m]
h_s	Cursa supapei de admisiune [m]
L	lungime pentru conducta de aspirație [m]
a	acțiune [m]
\hat{S}_1	Secțiunea totală momentană de curgere pe lângă supapă [m ²]
\hat{S}_2	Secțiunea medie de curgere pe lângă supapă pentru funcție secțiune dezvoltată prin K armonici [m ²]
S_{K2}	Secțiunea momentană de curgere pe lângă supapă luînd în considerare armonica de ordinul K [m ²]
\hat{S}_{K2}	Secțiunea medie de curgere la supapă pentru armonica de ordinul K [m ²]
\mathcal{S}_{K2}	Amplitudinea secțiunii de curgere controlată de supapă pentru armonica de ordin K [m ²]
x	Coordonată de spațiu [m]

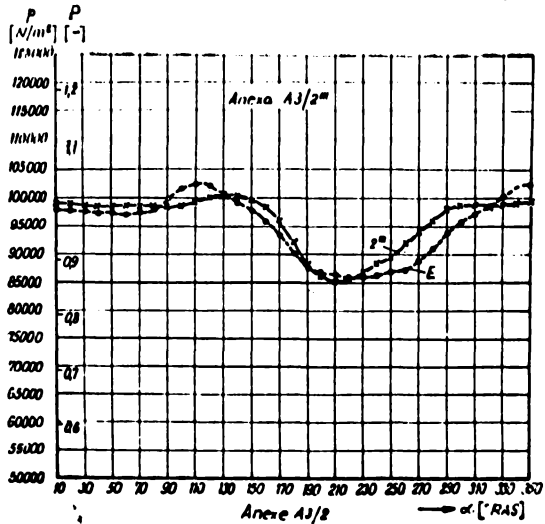
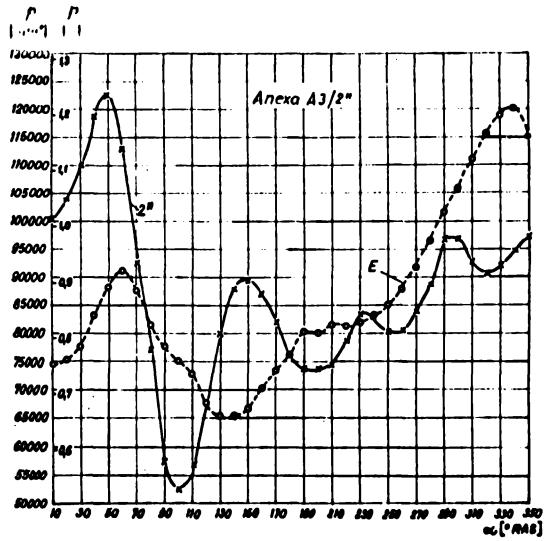
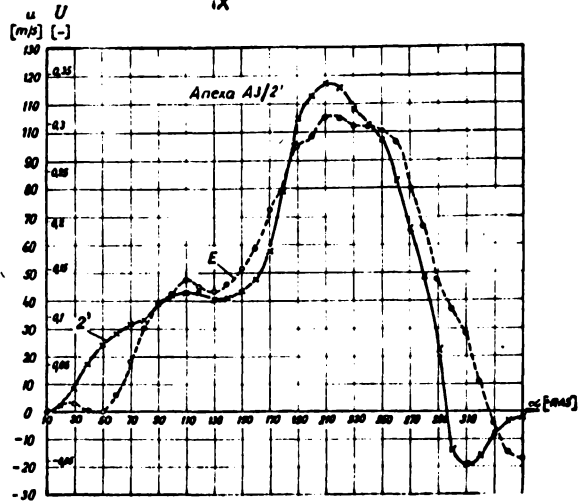


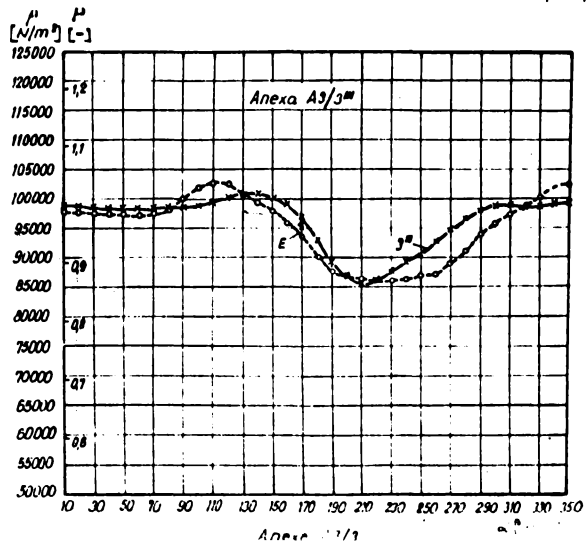
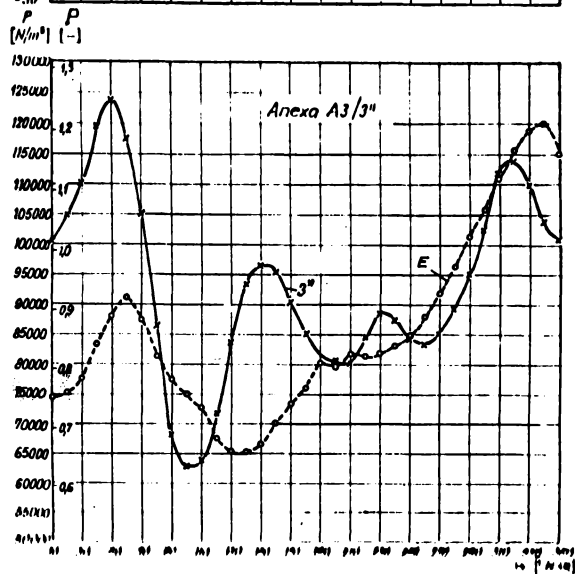
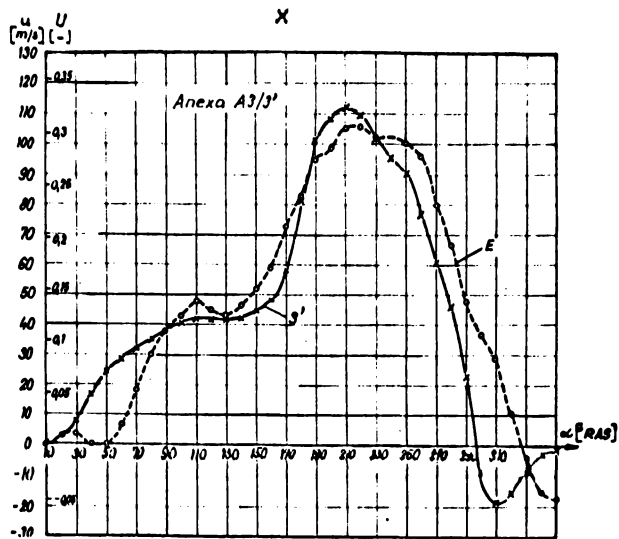
Anexa A/6

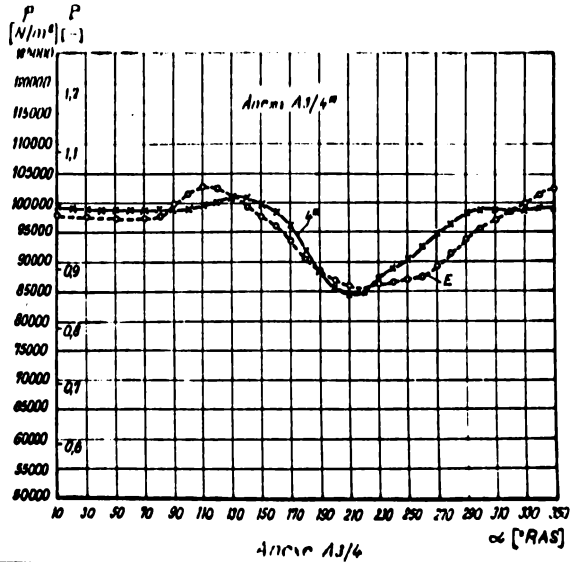
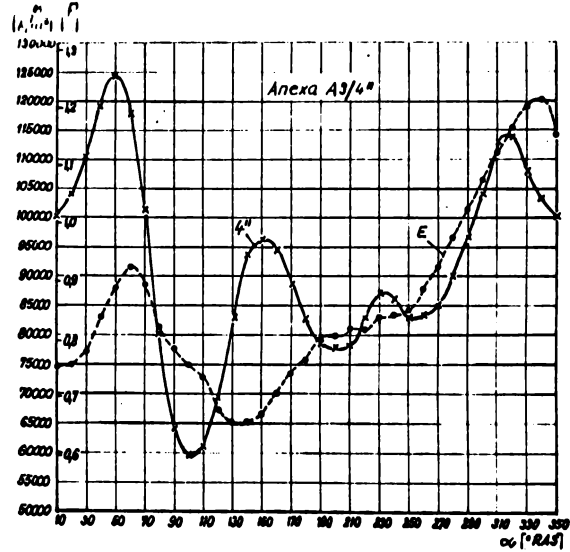
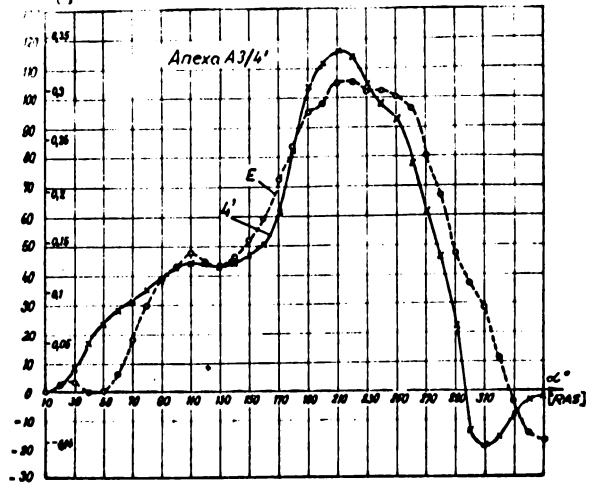




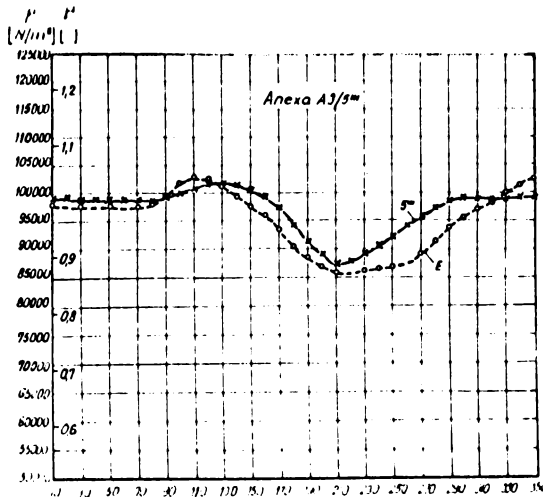
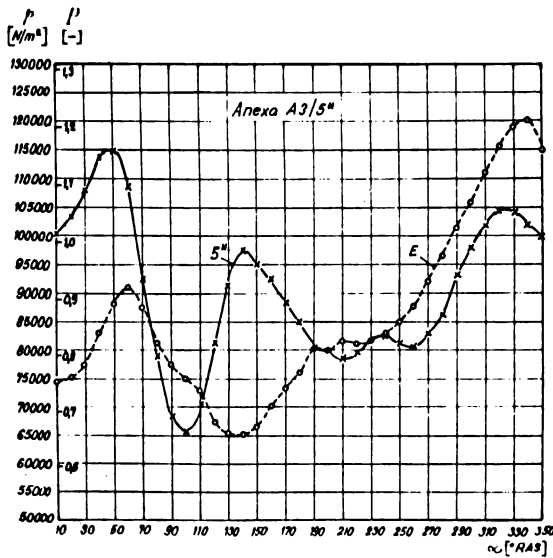
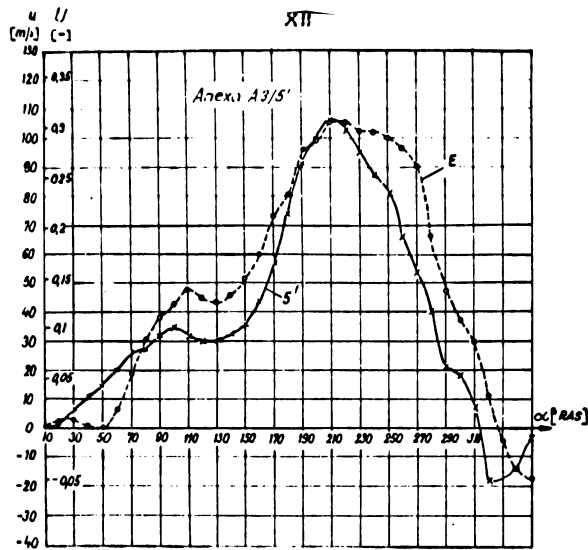
ix

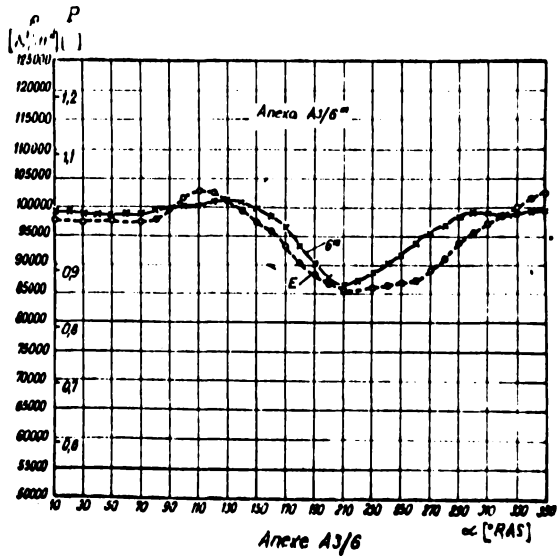
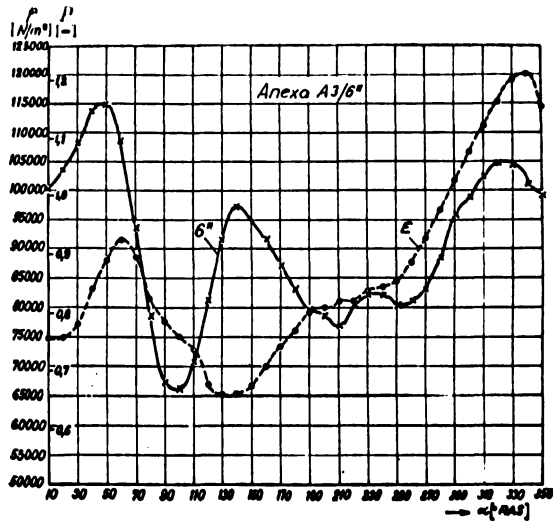
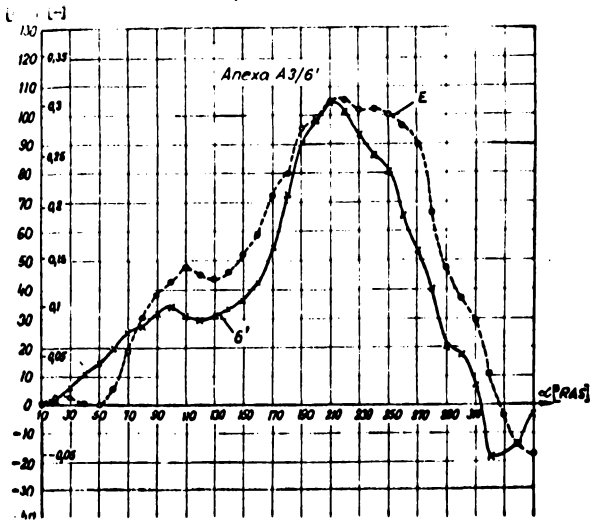




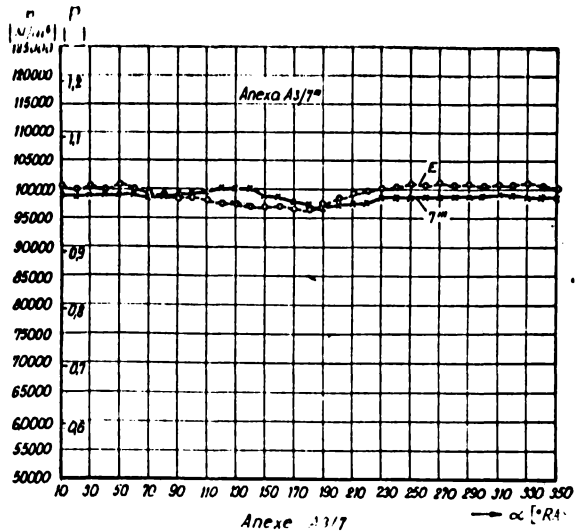
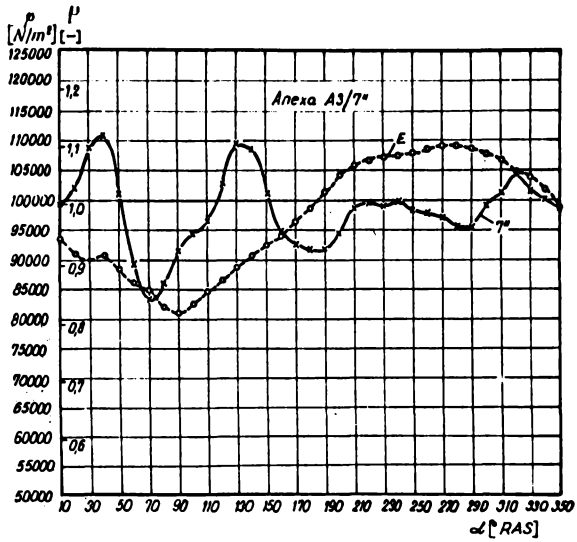
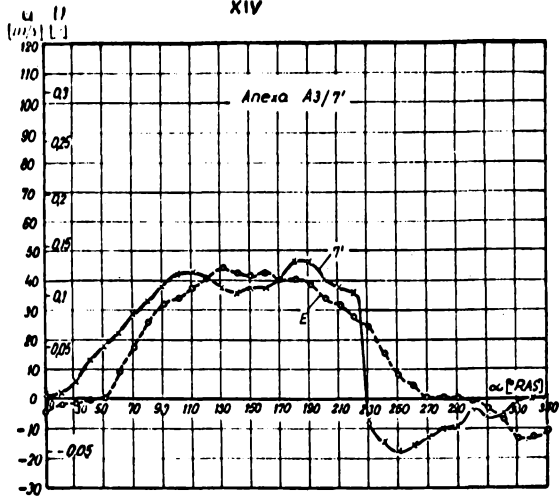


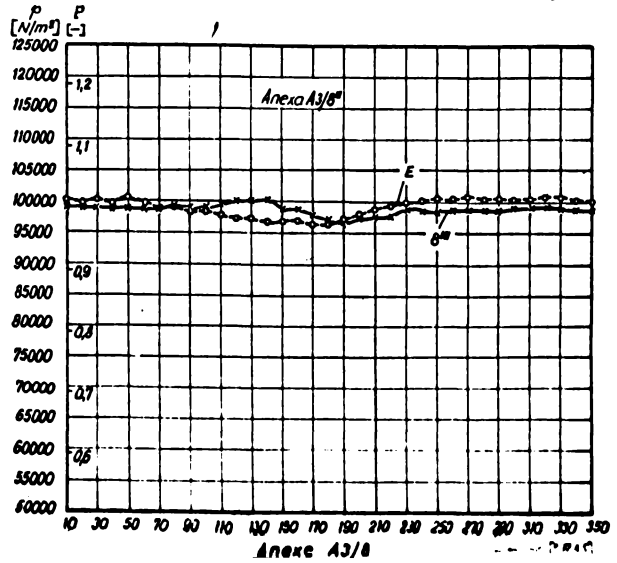
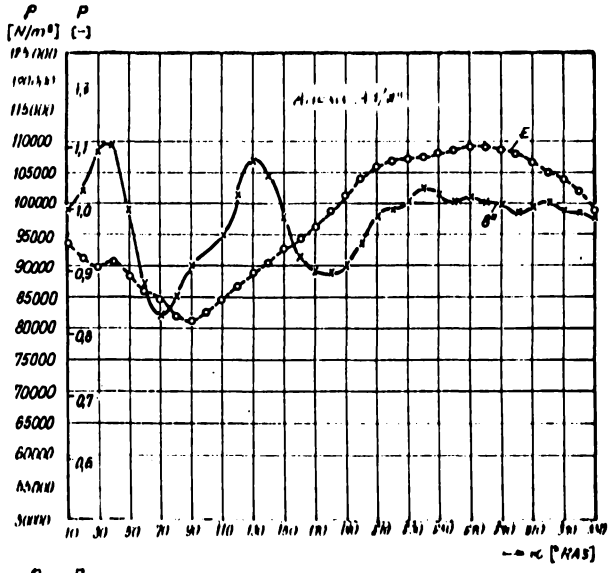
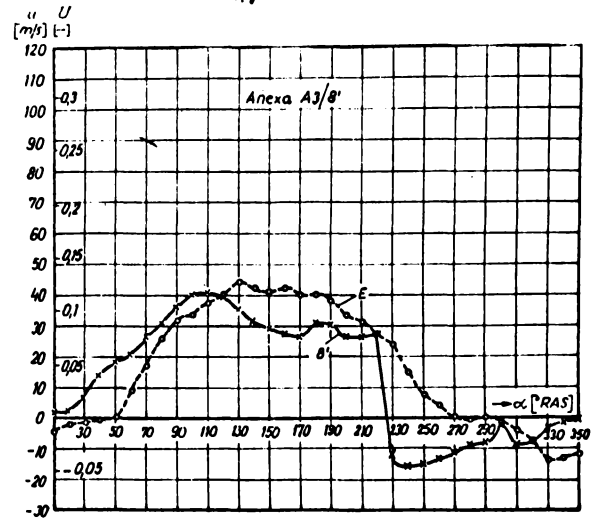
Anexa A3/4

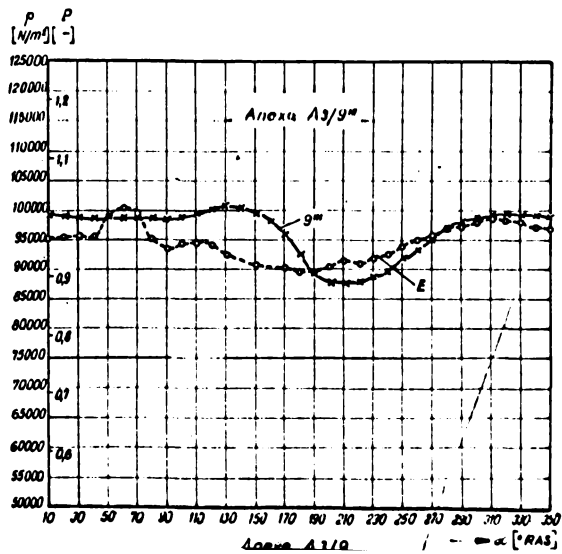
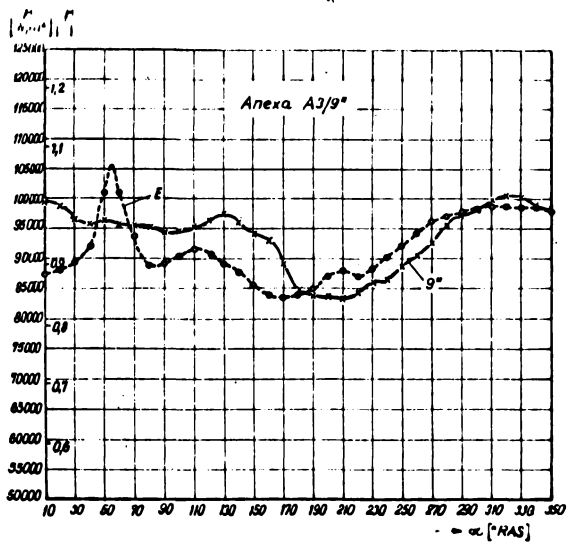
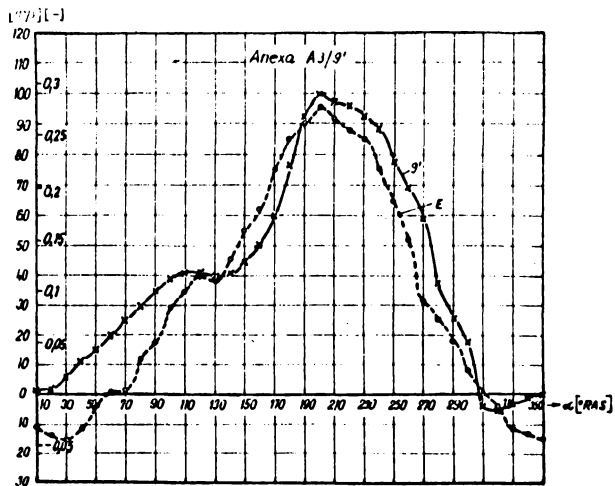


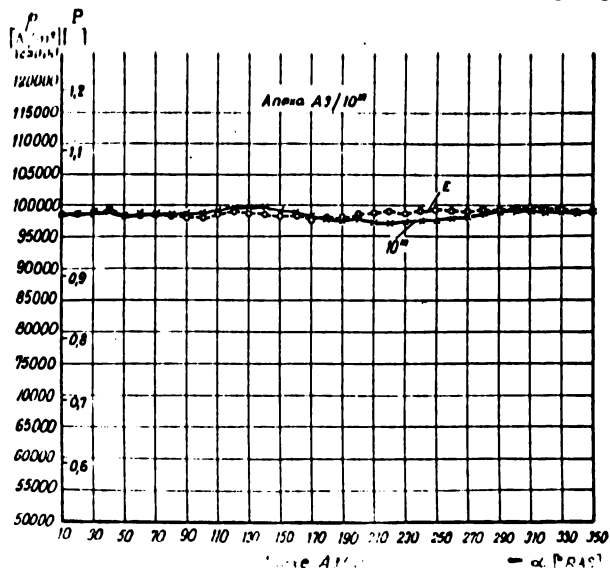
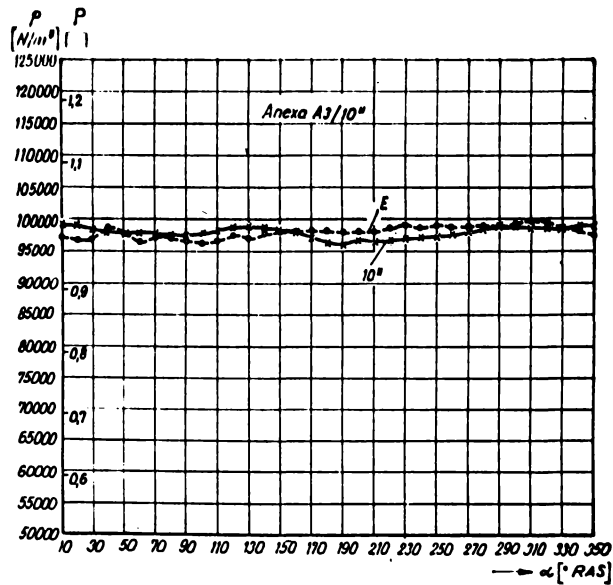
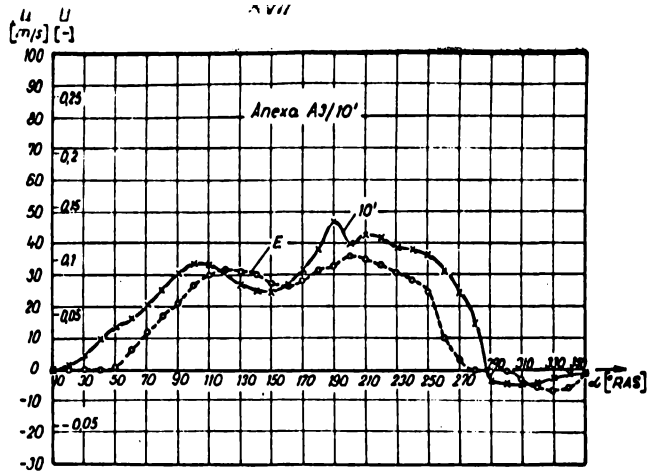


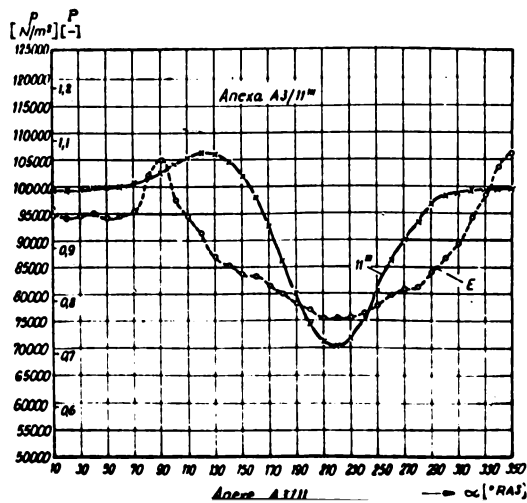
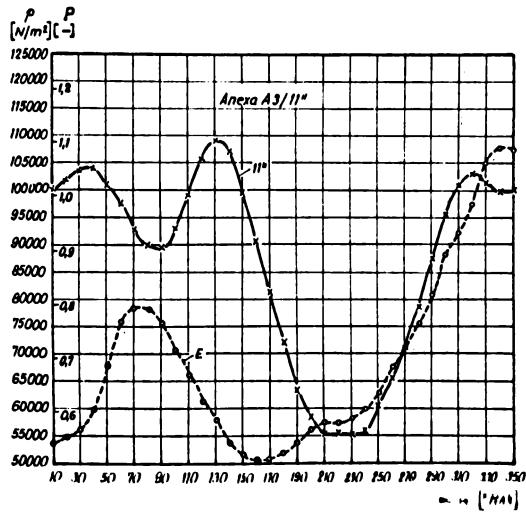
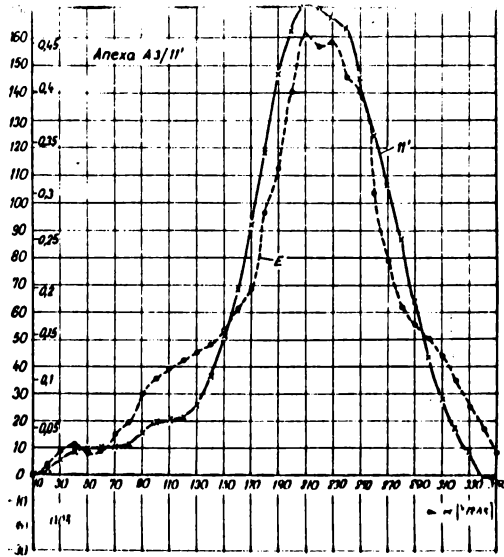
XIV

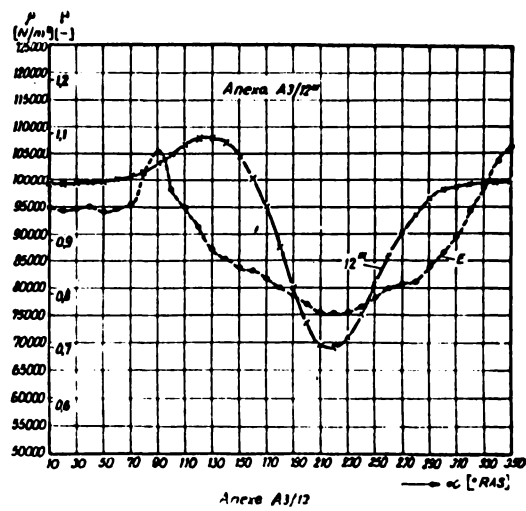
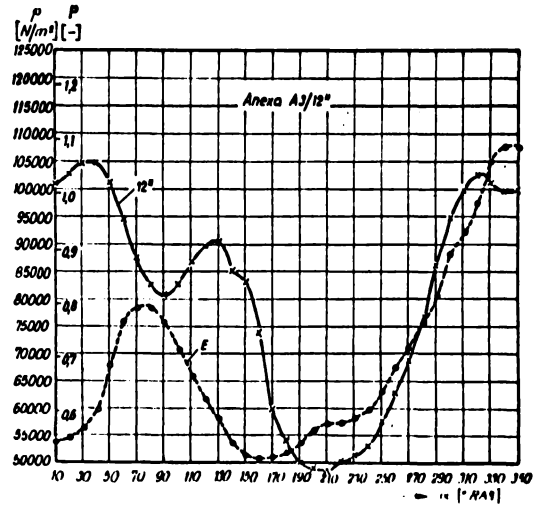
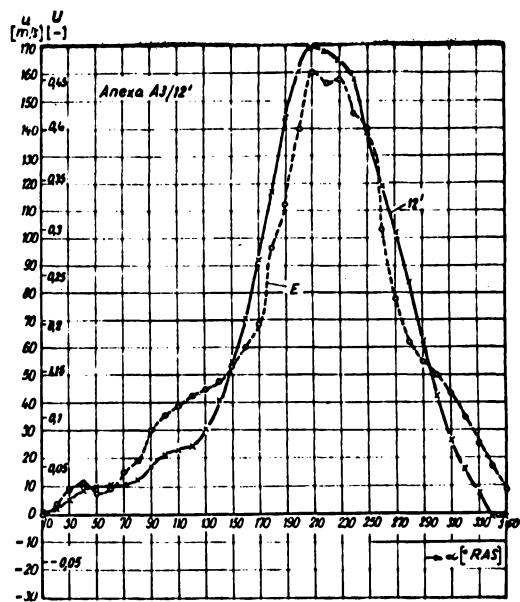


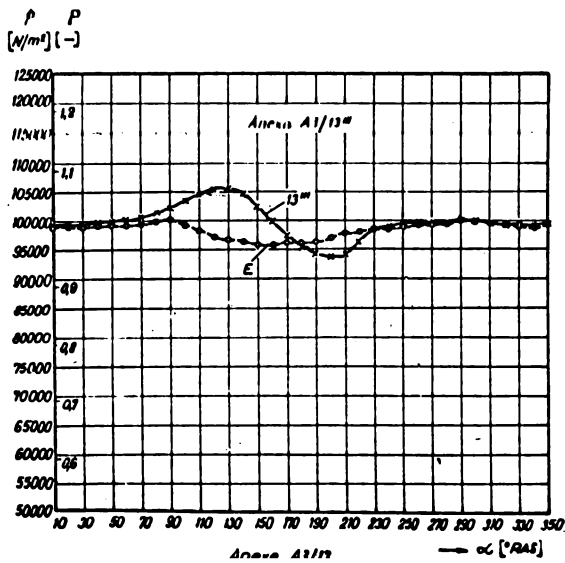
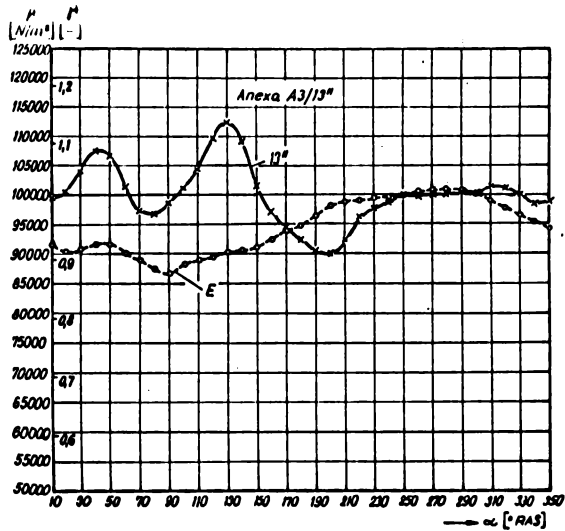
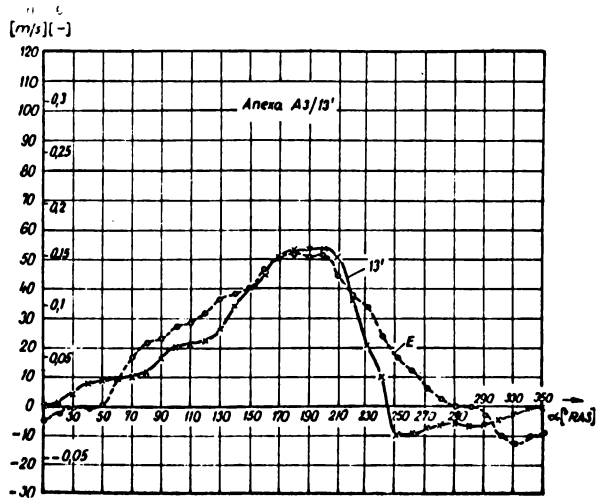


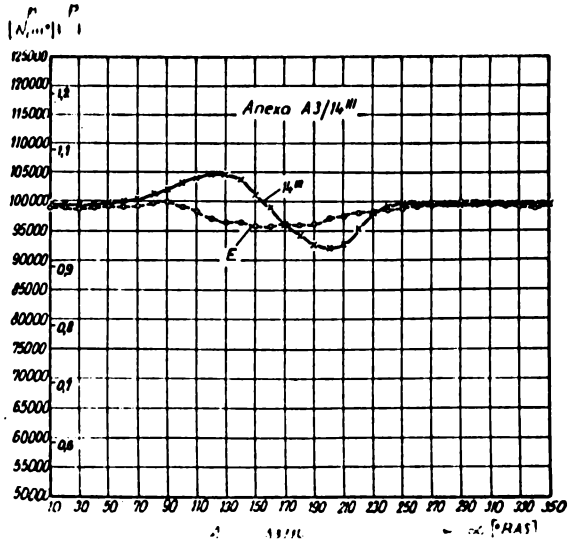
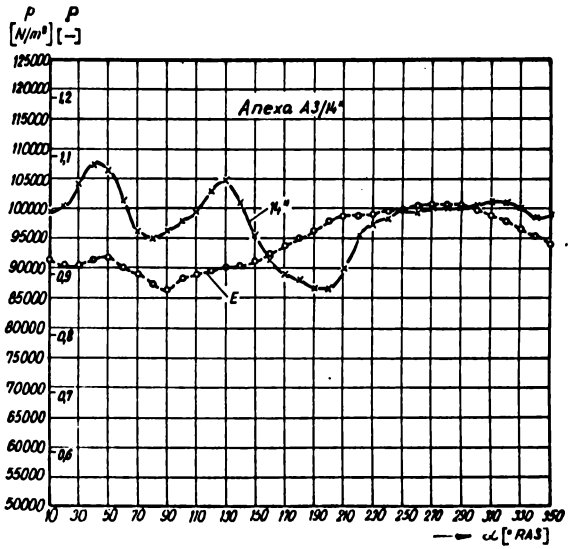
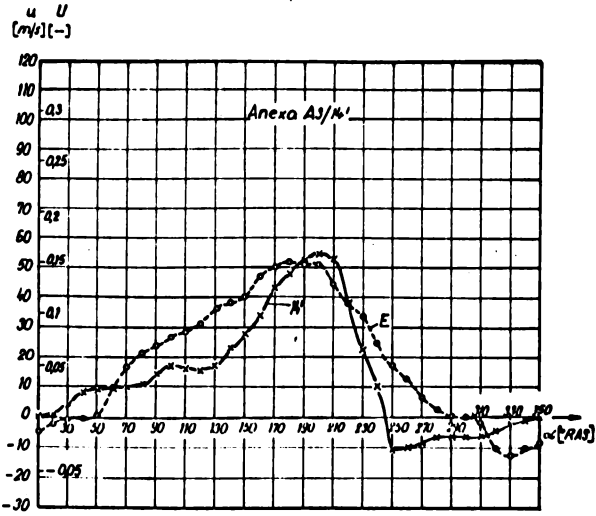


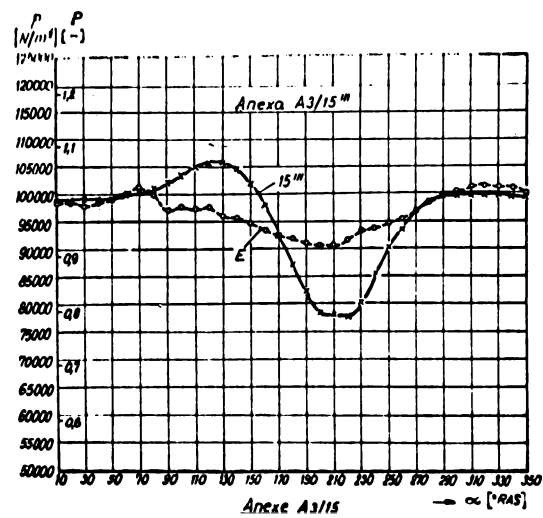
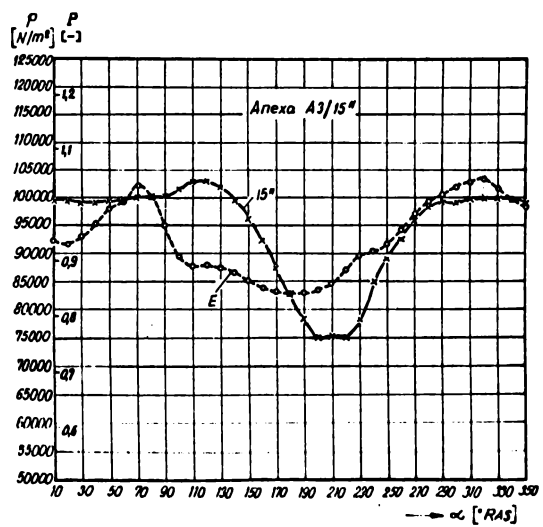
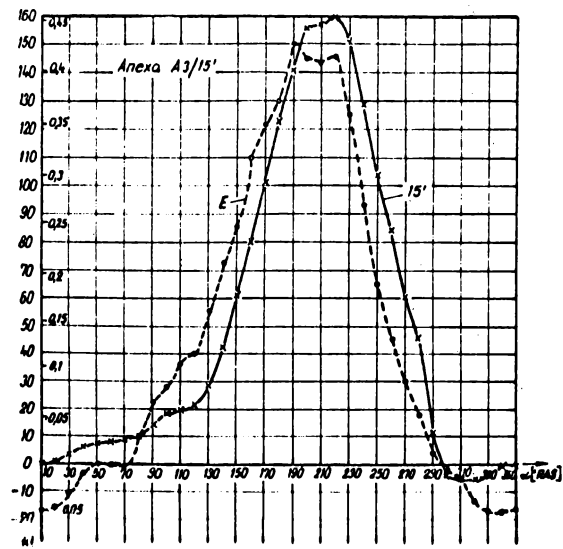












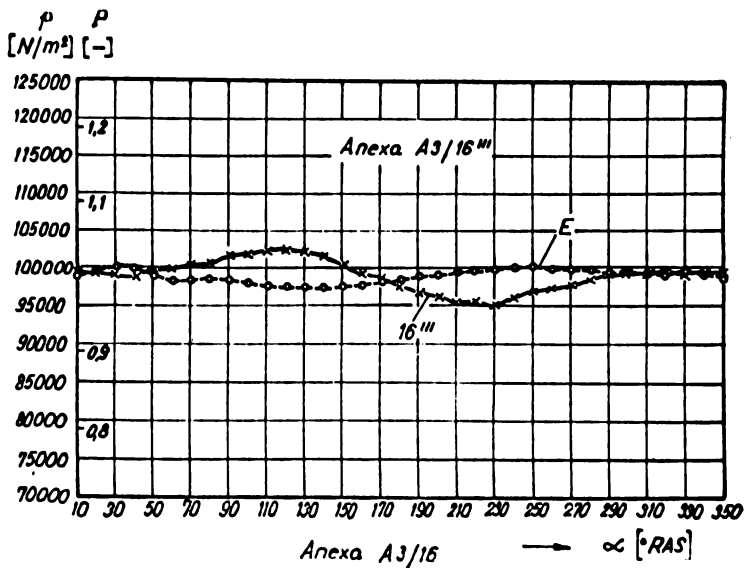
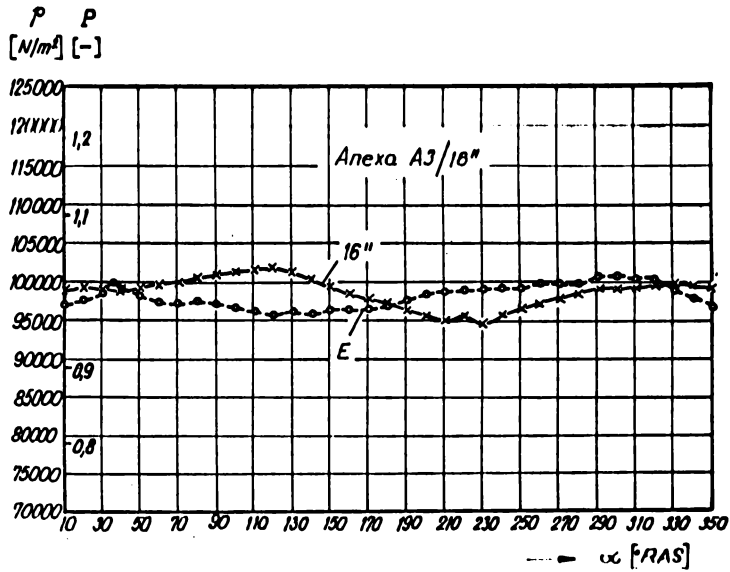
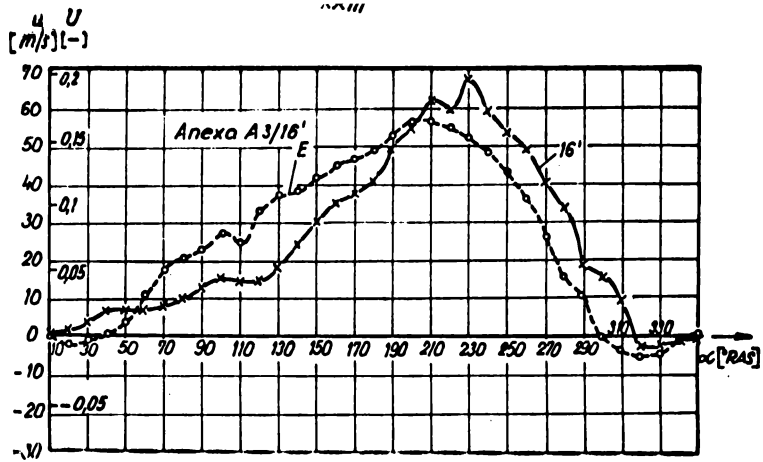
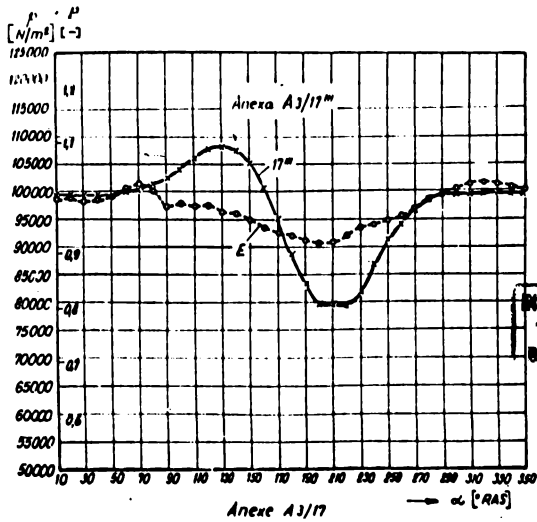
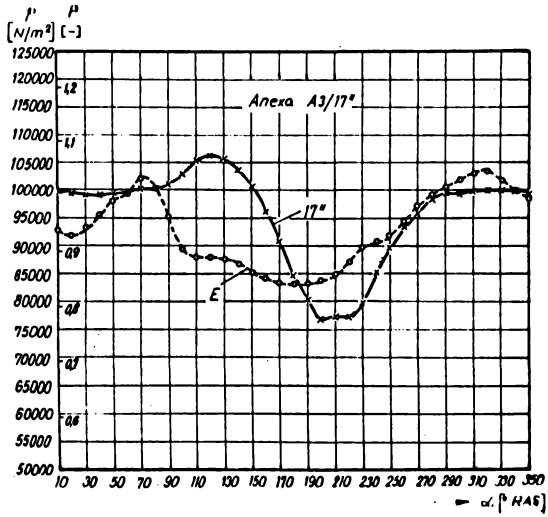
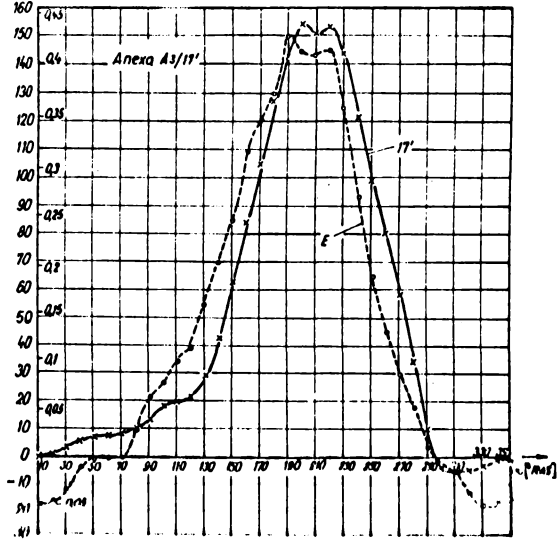
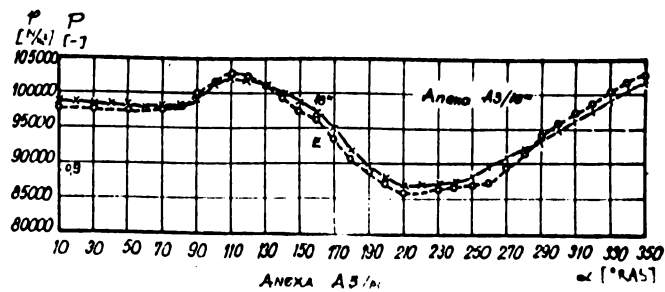
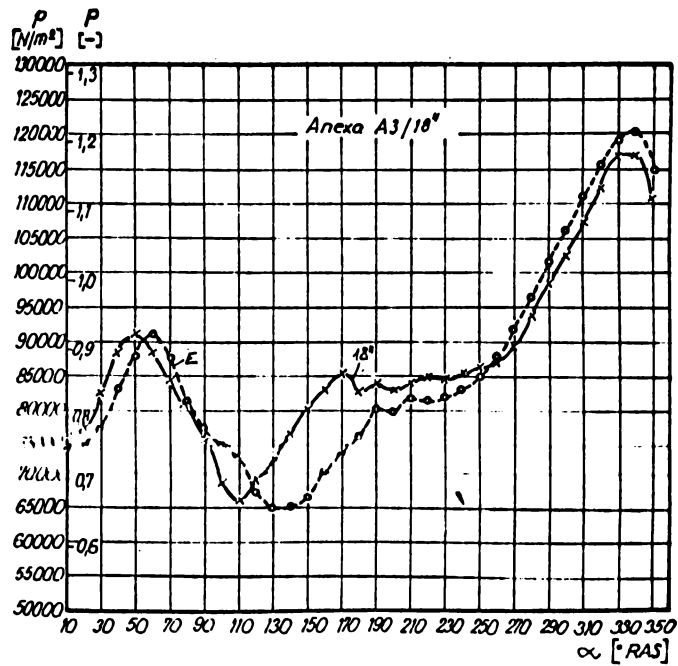
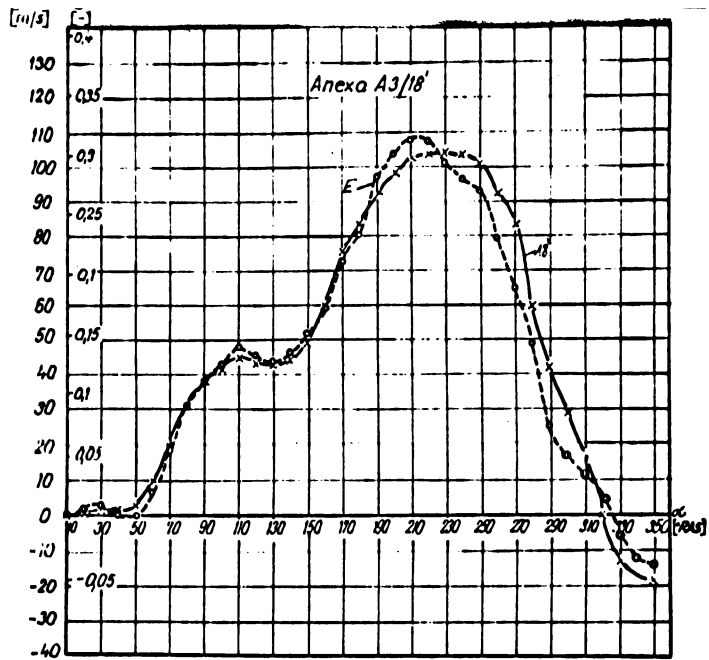


Fig. 3:



INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMISOARA
CENTRALA



B I B L I O G R A F I E

1. L. ALLIEVI : Allgemeine Theorie über die veränderliche Bewegung des Wassers in Leitungen. Springer-Verlag, Berlin, 1909.
2. C. ARAMA, B. GRÜNWARD : Motoare cu ardere internă. Procese și caracteristici. Editura Tehnică, București, 1966.
3. D. ABAITANCEI : Cercetări asupra fenomenelor dinamice în procesul umplerii normale la motoarele cu ardere internă în patru timpi. Autoreferat-Brașov, 1969.
4. V. ANTON, M. POPOVIȚI : Hidraulică și mașini hidraulice. Litografiat I.P.T. "Traian Vuia" Timișoara, 1969.
5. F. ALEXANDRESCU, ST. NICUȚA : Conducte și armături. Editura Tehnică, București, 1963.
6. L. BERGERON : Water Hammer in Hydraulics and wave surges in electricity; John Wiley, 1961.
7. W. BOSCH : Untersuchungen zur instationären, reibenden Strömung in Druckleitungen von Einspritzsystemen. Forsch-Bericht des Landes NRW 987, 1961.
8. P. BÖSS : Untersuchungen über den Druckstoss in den zuleitungen von hydraulischen Pressanlagen. VDI-Z 104(1962)nr.20
9. G. BĂRĂNESCU ș.a. : Calculul procesului de schimbare a încălzirii cilindrului m.a.i. cu considerarea oscilațiilor din conductele de distribuție. St.cerc.energ.3(1967).
10. M. BANĂNEȘCU : Motoare cu ardere internă. Vol. I și II. București Editura Tehnică, 1967.
11. P. G. BRADLEY, D. WOOLLATT : Correction of errors in indicator Diagrams Passage effects. The Engineer 29 March 1968
12. F. BRILL : Druckstossschwingungen in Rohrleitungen hydraulischer Pressanlagen. Disertație, Hannover, 1958.
13. L. CARLETTI : Zähigkeitseinfluss auf Wanderwellen in engen Brennstoffleitungen. Diss. ETH, Zürich, 1951.
14. x x x Cartea tehnică a termosenometrului DISA.
15. x x x Cartea tehnică a oscilografului cu buclă 12-LS 1
16. x x x Cartea tehnică a aparatului universal pentru măsurarea electrică a mărimilor neelectrice UM 111
17. x x x Cartea tehnică a frecvențmetrului FN 1-6A

18. x.x x Cartea tehnică a traductorului inductiv IWB 202.
19. G.DECOLLOGNY, E.MEYER : Considerations sur les écoulements non stationnaires dans les collecteurs d'un moteur Diesel suralimenté et leurs aspects pratiques - Ingénieurs de l'automobile, Journal de la SIA, Vol.35(1962)nr.8/9.
20. O.E.DOEBELIN : Measurement systems. Application and design. McGraw Hill. New York, 1966.
21. P. DE HALLER : Methode graphique pour la résolution de quelques problèmes de dynamique des gaz - Revue Technique Sulzer-1-1945
22. M.DROBNIEMITZ : Etude dynamique et thermique de l'écoulement d'un fluide monophasique compressible. Application aux tubuleurs d'un moteur thermique. Revue Generale de Thermique, vol.XII, nr.141, sept.1973.
23. G. BICHELBERG : Instationäre Strömungsvorgänge in Motoren-Forschung. Ing.Wes 14
24. W. ENDRES : Zur Berechnung der Gasströmung in Ansaug und Auspuffleitungen von Motoren MTZ 15(1954).
25. H. GUTMAYER : Contribuții la studiul teoretic și experimental al fenomenelor de ardere și schimb de căldură în regim pulsator. Disertație-Timișoara, 1971.
26. H.HUGONIOT : Journal ec polyt 58.
27. P.HADLATSCH : Reibende Gasströmung durch Drosselstellen so wie Reflexion anbrandender Druckwellen mit grossen Amplituden .Z.VDI-95(1953).
28. V.HOFFMANN ș.a. : Contribuții la studiul experimental al fenomenelor de ardere în colutorul de admisiune al motorului cu piston. Comunicarea prezentată la Conferința de motoare cu ardere internă. București, sept.1967
29. V.HOFFMANN : Исследование впускного тракта дизеля D-35. Disertație 1954.
30. E.W.HUBER : Beitrag zur Berechnung von Strömungsvorgängen insbesondere von Ladungswechsellvorgängen an Verbrennungskraftmaschinen unter Berücksichtigung der instationären Strömung. VDI Forschungsheft 462-Ausgabe B Band 23-1957.
31. H.HASELGRUBER : Rechnerverfahren zur Bestimmung der Ziffergradsbeeinflussung durch die Saugrohrauslegung bei Viertaktmotoren. Automobile Industrie 10 nr.2 1965.

32. N. G. JUKOVSKI : Water Hammer, translated by Miss. O. Simin.
Proceedings American Water Works Association, 1904.
33. F. JENNY : Berechnungen und Modellversuche über Druckwellen grosser Amplituden in Auspuff-Leitungen. Promotionarbeit Basel 1949, Ameba Druck.
34. E. JENNY : Über instationäre Vorgänge in Radialverdichten insbesondere in Aufladegruppen von Verbrennungsmotoren.
In: Schweizerische Bauzeitung, nr. 46. 1961.
35. Th. KENNER : Spezielle hämodynamische Probleme der Coronararterien. B.I.-Hochschulschriften 730/738a .
36. O. LUTZ : Resonanzschwingungen in der Rohrleitungen von Kolbenmaschinen T. II. Habilitation D. 7
37. O. LUTZ : Über Resonanzschwingungen in den Ansaug- und Auspuffleitung von Reihenmotoren-Luft-Forsch 16
38. H. LIST : Die Verbrennungskraftmaschine-Bd 4 . Der Ladungswechsel der Verbrennungskraftmaschine. Springer-Verlag, Wien, 1949.
39. x, x x : Lexiconul tehnic român. Editura Tehnică, București, 1959
40. B. MAYR : Beitrag zur Berechnung des Ladungswechsels an Verbrennungskraftmaschinen mit besonderer Berücksichtigung der instationären Strömung in Rohrleitungen. Diz. T. U. Berlin, 1969.
41. x x x : Manualul inginerului termotehnician, vol I și II. Editura Tehnică, București, 1961.
42. E. NIEDERMAYER : Untersuchung des Spülvorgangs an Zweitakt-Dieselmotoren. Forsch Ing. Wes 7(1936).
43. V. NEGREA : Determinarea analitică a coeficienților de debit pentru supapele de admisiune ale motoarelor cu ardere internă. Bul. St. și Tehn. IIT-Seria Mecanică, nr. 2/1973, Tom 18(32).
44. O. S. ORLIN, M. G. KRUGLOV : Dvuhstaknie dvigateli Masinest. Moskva, 1960.
45. H. PFRIEM : Ebene, ungedämpfte Druckwellen grosser Schwingungsweite- Forsch. Ing. Wes 12(1941).
46. H. PFRIEM : Reflexionsgesetze für ebene Druckwellen grosser Schwingungsweite .Forsch Ing. Wes 12(1941)
47. H. PFRIEM : Zur gegenseitigen Überlagerung ungedämpfter ebener Gaswellen mit grosser Schwingungsweite-Akust Z 7(1942)
48. A. PISCHINGER : Bewegungsvorgänge in Gassäulen, insbesondere beim Auspuff- und Spülvorgang von Zweitaktmaschinen-Forsch. Ing. Wes 6(1935).

- 49.V.P.PREOBRAJENSCHI : Măsurări și aparate de măsurat termotehnice . Editura Tehnică,București,1960.
- 50.N.N.POPESCU : Măsurarea debitului în tehnică.Editura Tehnică, București, 1969.
- 51.G.REYL : Untersuchungen an Saugrohren. Deutsche Kraftfahrtforschung H 74(1943).
- 52.M.RYTI : Schwingungen in den Luftleitungen aufgeladener Dieselmotoren-Brown-BowerI Mitteilungen-Band 52 nr.3 1965
- 53.I.ROHRBACH : Elektrische Messungen nichtelektrischer Grössen. Springer-Verlag,1966.
- 54.W.SCHNEEDLER : Beitrag zur untersuchung von Druckschwingungen in Hydraulikleitungen.Diz.Univ.Karlsruhe,1973.
- 55.E.SCHMIDT : Schwingungen grosser Amplitude von Gassäulen in Rohrleitungen ZVDI 79(1935).
- 56.R.SAUER : Zur Einführung in die Strömungslehre Zusammendrückbarer Flüssigkeiten Z.VDI 88(1914).
- 57.H.SEIFERT : Instationäre Strömungsvorgänge in Rohrleitungen an Verbrennungskraftmaschinen. Springer-Verlag,Berlin,1962.
- 58.H.SCHLICHTING : Grenzschicht-Theorie.G.Braun-Verlag,Karlsruhe, 1963.
- 59.M.G.SALVATORI,M.L.BARON : Metode numerice în tehnică.Editura Tehnică,București,1972.
- 60.F.SCHULTZ-GRUNOV : Pulsierender Durchfluss durch Rohre.Deutsche Kraftfahrtforschung, Heft 48.
- 61.W.BOULEY : Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur analytischen Darstellung der Wellendämpfung in Leitungen von hydraulischen Einspritzsystemen.Dissertation T.U.Berlin,1967.
- 62.H.THEIL : Termotehnică și mașini termice.Litografia IPT"Traien Vuia",Timișoara,1969.
- 63.I.TOPELWERTH,S.SERMON : Aparate termotehnice de măsurat și reglat întrebuintate în uzinele metalurgice.Editura Tehnică,București,1955.
64. K.ULMANN ș.a. : Massnahmen zur Leistungssteigerung und Verbesserung an den Flugmotoren DB 601 603.Forsch Ing.Wes 9(1948).
65. I.VLADEA : Manual de Termotehnică, Vol.I și II. Editura D.P. București,1963.
66. A.G.WORTHING,I.GEFFNER : Prelucrarea datelor experimentale. Editura Tehnică,București,1959.

67. K. WELGER : Über Lösungsmöglichkeiten einiger strömungs-
. technischer Probleme. WTZ-Magdeburg 2.oct.1966.
- 68.H.ZAPF : Wärmeübergang während des Ladungswechsels im Vier-
. taktmotor. MTZ 30(1969)nr.12.
- 69.G.ZEHNDER : Berechnung von Druckwellen in der Aufladetechnick.
. Brown Boveri Mitteilung 58/1971/(415)
70. K.ZINNER,H.SEIFERT : Untersuchungsergebnisse an MAN-Motoren
mit einer neuen Vorkammer-Ausführung.Motortechnik.
Z.Bd.24(1963).