

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC " TRAIAN VUIA " TIMISOARA  
FACULTATEA DE MECANICA

ING. CRISTEA EUGEN-DAN

CONTRIBUTII PRIVIND CERCETAREA ARZATOARELOR  
CU PULVERIZARE PRIN FLUIDE AUXILIARE PENTRU  
CUPTOARE INDUSTRIALE.

TEZA DE DOCTORAT

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

CONDUCATOR STIINTIFIC,  
PROFESOR DR.ING. UNGUREANU CORNEL

- 1983 -

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
BIBLIOTECA	
CENTRALĂ	
Volunt. Nr.	480052
Du'ap	1983 ff

## C U P R I N S

Simboluri și notații .

Capitolul 1 . Introducere . . . . .	1
1.1. Generalități . . . . .	1
1.2. Domeniul și obiectivele lucrării . . . . .	7
Capitolul 2 . Revista bibliografică a principalelor lucrări consultate . . . . .	11
2.1. Curgerea turbionară aplicată în procesele de ardere . . . . .	11
2.2. Modelarea matematică a curgerii turbionare .	14
Capitolul 3 . Caracteristicile generale ale mișcării turbionare . . . . .	16
3.1. Influența mișcării turbionare asupra ameste- cului . . . . .	16
3.2. Ecuațiile caracteristice ale mișcării turbi- onare . . . . .	18
3.2.1. Ecuațiile diferențiale ale mișcării fluide- lor în curgere laminară . . . . .	18
3.2.1.1. Ecuația de continuitate . . . . .	18
3.2.1.2. Ecuația impulsului . . . . .	19
3.2.2. Legea de variație teoretică a vitezei tan- gențiale a turbionului . . . . .	20
3.2.3. Ecuațiile impulsului și momentului cinetic	24
3.3. Criteriul de recirculație pentru jeturi limi- tate . . . . .	25
3.3.1. Criteriul de recirculație Craya-Curtet . .	25
3.3.2. Criteriul de recirculație Thring-Newby . .	27
3.4. Criteriul adimensional al intensității de turbionare pentru jeturile turbionare . . . .	30
3.4.1. Numărul de turbionare al GTIP , . . . . .	31
3.4.2. Definierea unei noi exprimări a numărului de turbionare . . . . .	33
Capitolul 4 . Modelarea matematică a curgerii turbu- lente cu recirculație . . . . .	36
4.1. Probleme generale ale procedeeelor de modela- re a curgerilor turbionare . . . . .	36
4.2. Ecuațiile diferențiale ale mișcării fluide- lor în curgere turbulentă . . . . .	37

4.2.1. Exprimarea vectorial-tensorială a ecuațiilor de bilanț . . . . .	
4.2.2. Exprimarea tensorială a ecuațiilor de bilanț . . . . .	
4.3. Scheme de "închidere" în modelarea curgerilor turbulente. . . . .	
4.3.1. Scheme fenomenologice de tip gradient .	
4.3.1.1. Coeficientul de viscositate turbulentă . . . . .	
4.3.1.2. Lungimea de amestec . . . . .	
4.3.1.3. Scheme de "închidere" Prandtl-Kolmogorov . . . . .	
4.3.1.4. Scheme de "închidere" cu două ecuații	
4.3.2. Criterii de alegere a modelului turbulentei . . . . .	
4.3.2.1. "Model" al turbulentei cu o ecuație .	
4.3.2.2. "Model" al turbulentei cu două ecuații	
4.4. Definirea sistemului de ecuații al modelului matematic al curgerii cu recirculație.	
4.5. Sisteme de formulare a ecuațiilor . . . . .	
4.5.1. Expresiile generale în sistemul $(\omega, \psi)$ ale ecuațiilor curgerii turbulente bidimensionale, axial-simetrice . . . . .	
Capitolul 5 . Rezolvarea modelului matematic al curgerii turbulente cu recirculație	
5.1. Tratarea prin metoda diferențelor finite .	
5.1.1. Aproximarea termenilor ecuației de transport sub forma generală . . . . .	
5.1.1.1. Aproximarea termenilor de convecție . . . . .	
5.1.1.2. Aproximarea termenilor de difuzie. . . . .	
5.1.1.3. Aproximarea termenului de sursă. . . . .	
5.1.1.4. Ecuația diferențială generală de transport . . . . .	
5.2. Rezolvarea ecuațiilor discretizate . . . . .	
5.2.1. Alegerea metodei de rezolvare . . . . .	
5.2.1.1. Metoda iterativă . . . . .	
5.2.2. Probleme de convergență . . . . .	
5.2.3. Probleme de precizie a calculului. . . . .	
5.2.4. Definirea rețelei de calcul pe frontiere	
5.2.5. Formularea condițiilor de graniță . . . . .	

5.2.5.1.	Condiții de graniță pe axa de simetrie .	71
5.2.5.2.	Condiții de graniță în secțiunea de intrare . . . . .	72
5.2.5.3.	Condiții de graniță în secțiunea de ieșire . . . . .	73
5.2.5.4.	Condiții de graniță pe pereți solizi . .	74
5.2.6.	Considerente finale asupra algoritmului matematic utilizat . . . . .	80
5.3.	Programul de calcul. . . . .	82
5.3.1.	Organizarea programului de calcul. . . .	83
5.3.1.1.	Definirea rețelei de calcul . . . . .	83
5.3.1.2.	Listarea simbolurilor . . . . .	83
5.3.2.	Descrierea structurii programului de calcul . . . . .	84
5.3.2.1.	Subrutina de calcul a derivatelor. . . .	85
5.3.2.2.	Subrutinele de calcul a termenilor sursă pentru ecuațiile „e” și „W” . . . . .	86
5.3.2.3.	Programul principal . . . . .	86
5.3.2.4.	Subrutina "TERPOL" . . . . .	86
5.3.2.5.	Subrutina "RAZA" . . . . .	87
5.3.2.6.	Subrutine științifice utilizate . . . .	87
Capitolul 6	.Instalații experimentale.Tehnicile și aparatura de măsură . . . . .	88
6.1.	Instalații experimentale . . . . .	89
6.1.1.	Focarul experimental . . . . .	89
6.1.2.	Standul izoterm . . . . .	91
6.1.3.	Arzătorul model-experimental . . . . .	91
6.1.3.1.	Generatorul de turbionare cu intrări tangențiale . . . . .	93
6.1.3.2.	Generatorul de turbionare inelar cu palete . . . . .	94
6.1.3.3.	Ambrazura . . . . .	95
6.2.	Tehnicile și aparatura de măsură . . . .	96
6.2.1.	Măsurători termotehnice specifice . . . .	96
6.2.2.	Măsurarea vitezelor . . . . .	97
6.2.2.1.	Metodica de măsurare . . . . .	98
6.2.3.	Măsurarea momentului cinetic . . . . .	105
6.2.4.	Măsurarea temperaturii gazelor de ardere	106
Capitolul 7	.Studiul experimental al curgerilor turbionare . . . . .	108
7.1.	Studiul experimental al jeturilor turbionare generate de GIT expandând în spațiu limitat (focar) . . . . .	109

7.1.1.	Considerații constructive asupra GTIT .	109
7.1.2.	Studiul curgerii în interiorul GTIT . .	109
7.1.3.	Studiul curgerii în secțiunea de ieșire a GTIT . . . . .	115
7.1.4.	Studiul curgerii în jeturile ieșind din GTIT. . . . .	120
7.1.5.	Caracterizarea gradului de turbionare pentru GTIT . . . . .	122
7.1.6.	Analiza adiționării de ACD sau AC la GTIT . . . . .	125
7.1.7.	Concluzii privind experimentarea GTIT .	126
7.2.	Studiul experimental al jeturilor tur- bionare generate de GTIP expandând în spațiu limitat (focar) . . . . .	126
7.2.1.	Considerații constructive asupra GTIP .	126
7.2.2.	Pierderile de presiune calculate ale GTIP . . . . .	128
7.2.3.	Distribuțiile radiale ale componentelor vectorului viteză . . . . .	130
7.2.3.1.	Distribuția radială a vitezei axiale. .	131
7.2.3.2.	Distribuția radială a vitezei tangen- țiale . . . . .	136
7.2.4.	Pierderea de presiune reală a GTIP. . .	141
7.2.5.	Caracterizarea gradului de turbionare a GTIP . . . . .	142
7.2.6.	Concluzii privind investigarea GTIP . .	145
Capitolul 8	Studiul experimental al curgerii turbionare în condițiile sistemului arzător+ambrazură-focar . . . . .	147
8.1.	Definirea parametrilor în condițiile de "ardere" . . . . .	149
8.1.1.	Caracteristicile combustibilului utili- zat . . . . .	149
8.1.2.	Performanțele de ardere . . . . .	151
8.2.	Investigarea curgerii pe lungimea jetu- lui în condiții izoterme și de "ardere"	156
8.2.1.	Distribuțiile radiale ale vitezei axi- ale . . . . .	156
8.2.2.	Distribuțiile radiale ale vitezei tan- gențiale . . . . .	162

8.3. Distribuțiile radiale ale temperaturii .....	166
8.4. Distribuțiile radiale ale concentrațiilor gaze- lor de ardere . . . . .	169
8.5. Efecte asupra dezintegrării jetului. . . . .	172
8.5.1. Efectul gradului de turbionare . . . . .	172
8.5.2. Efectul de limitare a pereților . . . . .	172
8.5.3. Efectul de ardere . . . . .	173
8.5.4. Suprapunerea efectelor . . . . .	173
8.5.5. Asimetria jeturilor . . . . .	173
8.6. Fundamentarea experimentală a numărului de tur- bionare $S^{**}$ . . . . .	174
8.6.1. Parametrul de corelare a modelelor de curge- re . . . . .	179
8.6.2. Modelarea amestecării . . . . .	180
8.7. Predeterminarea modelelor de curgere cu progra- mul de calcul . . . . .	183
Capitolul 9 .Concluziile lucrării.Aplicarea în indus- trie . . . . .	186
9.1. Concluzii generale asupra lucrării . . . . .	186
9.2. Aplicarea rezultatelor lucrării în industrie .	189
Bibliografie . . . . .	I
Anexa A . Calcule . . . . .	I
Anexa B . Listinguri de programe de calcul .	IX

SIMBOLURI SI NOTATII

- $\mathcal{A}$  - arie ,  $m^2$  ;
- $A_\phi$  - coeficient din ecuația generală de bilanț pentru variabila  $\phi$  ;
- $a$  - componentele vitezei de deformare ,  $ms/m$  ;
- $a$  - coeficient în expresia "funcției peretelui " ;
- $B_\phi$  - coeficient din ecuația generală de bilanț, pentru variabila  $\phi$  ;
- $b$  - exponent în expresia "funcției peretelui " ;
- $c$  - curbă închisă ;
- $C_\phi$  - coeficient din ecuația generală de bilanț, pentru variabila  $\phi$  ;
- $C_D, C_1, C_2, C_2^*, C_3$  - constantele "schemei de închidere" cu două ecuații ;
- $C_\eta$  - constanta "schemei de închidere" cu o ecuație ;
- $C_p$  - căldura specifică la presiunea constantă,  $kJ/kg^{\circ}K$  ;
- $\mathcal{D}$  - termen de difuzie ;
- $D$  - termen de pseudo-disipare ;
- $d$  - diametrul ,  $m$  ;
- $D$  - debit volumetric ,  $m^3N/s$  ;
- $E(1,2,3,4)$  - coeficienții termenului de convecție din ecuația generală de transport ;
- $\vec{e}_x, \vec{e}_\theta, \vec{e}_r$  - vectori unitate (versori) pentru sistemul cilindric de coordonate  $(x, \theta, r)$  ;
- $e$  - dublul energiei cinetice specifice pulsatorii ,  $m^2/s^2$  ;
- $F(1,2,3,4)$  - coeficienții formulei de substituții succesive ;
- $F_c$  - forța centrifugă ,  $N$  ;
- $\mathcal{F}_{ij}$  - matrice ;
- $f$  - frecvența caracteristică a mișcării turbioanelor purtătoare de energie ,  $1/s$  ;
- $f_i$  - componentele forței masice specifice ,  $N/kg$  ;
- $\vec{f}$  - vectorul forței masice specifice,  $N/kg$  ;
- $G_\phi$  - moment cinetic ,  $Nm$  ;
- $G_x$  - impuls ,  $N$  ;
- $g$  - accelerația gravitațională ,  $m/s^2$  ;

- $H(1,2,3,4)$  - coeficienții termenului de difuzie din ecuația generală de transport ;
- $I$  - intensitatea turbulenței (grad de turbulență), %;
- $\vec{i}$  - vector unitate (versor) pentru sistemul de coordonate cartezian ;
- $j$  - coeficient al formulei de substituții succesive;
- $\vec{j}$  - vector unitate (versor) pentru sistemul de coordonate cartezian ;
- $K_1$  - constanta de antrenare ;
- $K_2$  - constanta de turbionare ;
- $K, K', K'', K''', K''''$  - constante ;
- $k$  - energia cinetică specifică pulsatorie,  $m^2/s^2$  ;
- $K_\phi$  - coeficient ;
- $K_r$  - coeficient ;
- $L_{min}$  - cantitatea teoretică de aer minimă,  $m^3N/kg$  ;
- $l$  - scara turbulenței , m ;
- $l_m$  - lungimea de amestec a lui Prandtl , m ;
- $M$  - greutatea moleculară ;
- $M$  - masă , kg ;
- $M$  - debit masic (flux masic), kg/s ;
- $Ma$  - cifra Mach ;
- $\dot{m}$  - densitatea fluxului masic ,  $kg/m^2s$  ;
- $n$  - exponent din "schema de închidere" cu două ecuații ;
- $n_0$  - criteriul de similitudine Craya-Curtet ;
- $N$  - numărul de iterații ;
- $n$  - exponent al scării turbulenței din "schema de închidere" cu două ecuații ;
- $\vec{n}$  - vectorul direcției normale ;
- $n$  - exponent al ecuației generale a vitezei tangențiale teoretice a turbionului ;
- $Q$  - termen de producere ;
- $P$  - presiune ,  $N/m^2$  ;
- $\rho$  - raportul diametrelor GIP ;
- $\dot{Q}$  - flux de căldură (pădere termică), kW ;
- $\dot{q}$  - densitatea fluxului de căldură ,  $kW/m^2$  ;
- $R, r$  - raza , m ;
- $\vec{r}$  - vectorul razei , m ;



- $\mathcal{R}$  - constanta universală a gazelor,  $\text{KJ/kmol}^\circ\text{K}$  ;
- $Re$  - criteriul de similitudine Reynolds ;
- $\mathcal{R}$  - termen de redistribuire ;
- $S$  - numărul de turbionare relativ la dimensiunea caracteristică a generatorului de turbionare ;
- $S^*$  - numărul de turbionare relativ la dimensiunea caracteristică a focarului ;
- $S^{**}$  - numărul de turbionare relativ la dimensiunea caracteristică a ambrazurii ;
- $S(\phi)$  - termen de sursă ,  $1/\text{m}^3\text{s}$  ;
- $T_{ik}$  - componentele tensorului tensiunii ,  $\text{N/m}^2$  ;
- $T$  - temperatura absolută ,  $^\circ\text{K}$  ;
- $t$  - timpul , s ;
- $t$  - temperatură ,  $^\circ\text{C}$  ;
- $u$  - viteză axială în sistemul de coordonate cartezian ,  $\text{m/s}$  ;
- $V$  - volum ,  $\text{m}^3$  ;
- $\vec{V}$  - vectorul viteză ,  $\text{m/s}$  ;
- $v_x, v_\theta, v_r$  - componentele axială, tangențială și radială ale vectorului viteză în sistemul de coordonate cilindric ,  $\text{m/s}$  ;
- $V$  - viteză tangențială în sistemul de coordonate cartezian ,  $\text{m/s}$  ;
- $V$  - tensorul viteză ,  $\text{m/s}$  ;
- $v_r$  - viteză tensiunii tangențiale la perete ;
- $W$  - pătratul frecvenței pulsațiilor turbulente  $1/\text{s}^2$  ;
- $w$  - viteză radială în sistemul cartezian ,  $\text{m/s}$  ;
- $x$  - direcție axială ;
- $y$  - direcție tangențială ;
- $z$  - direcție radială ;
- $Z$  - variabilă în "schema de închidere" cu două ecuații ;
- $\alpha$  - coeficientul excesului de aer ;
- $\alpha$  - unghiul pe jumătate de descompunere a jetului,  $^\circ$  ;
- $\alpha_{SR}$  - coeficientul de suprarelaxare (subrelaxare, metoda Gauss-Seidel) ;
- $\beta$  - factorul de moment ;
- $\hat{\beta}$  - unghiul de acoperire a paletelor GTP,  $^\circ$  ;

- $\Gamma$  - integrala circulației ;  
 $\tilde{r}$  - semilunghiul de evazare a ambrazurii , ° ;  
 $\Delta$  - lățimea inelului GTIP ;  
 $\delta$  - grosimea stratului limită , m ;  
 $\delta_{ik}$  - simbolul Kröneckel ;  
 $\epsilon$  - disiparea energiei turbulente , m<sup>2</sup>/s<sup>3</sup> ;  
 $\mathcal{E}$  - variabila de integrare ;  
 $\gamma$  - viscositate dinamică , Ns/m<sup>2</sup> ;  
 $\hat{\theta}$  - unghiul de inclinare a paletelor GTIP , ° ;  
 $\theta_{rn}$  - parametrul de recirculație Thring-Newby ;  
 $\chi$  - constanta Karman ;  
 $\hat{\lambda}$  - unghiul diedru dintre planul vectorului viteză și planul prizelor 2-o-4 , ° ;  
 $\mu_{D\phi}$  - coeficient de difuzie ;  
 $\nu$  - viscositate cinematică , m<sup>2</sup>/s ;  
 $\xi_a, \xi_r$  - mase de convergență absolută, relativă ;  
 $\Pi_{(DS)}$  - aproximarea termenilor de convecție, difuzie, sur din ecuația de transport ;  
 $\rho$  - densitate (masă specifică), kg/m<sup>3</sup> ;  
 $\Sigma_{EH}$  - expresia numitorului coeficienților formulei de substituție ;  
 $\bar{S}$  - număr Schmidt-Prandtl ;  
 $\bar{S}_{xx}, \bar{S}_{yy}, \bar{S}_{zz}, \bar{S}_{xy}, \bar{S}_{yz}, \bar{S}_{xz}$  - componentele tensorului tensiunii Reynolds, N/m<sup>2</sup> ;  
 $\bar{\tau}$  - elementul de suprafață orientat ;  
 $\tau'$  - factor de proiectare a focarului ;  
 $\Phi$  - proprietatea generală a fluidului ;  
 $\tau$  - unghiul dintre vectorul viteză și axa sondei , ° ;  
 $\lambda$  - constanta în ecuația (5.2.-34) ;  
 $\psi$  - funcția de curent , kg/s ;  
 $\Omega$  - domeniul elementar de integrare ;  
 $\vec{\omega}$  - vectorul vitezei unghiulare a turbionului, 1/s ;

### I N D I C I

- $a$  - direcție axială  
 $ad$  - adiabatic  
 $ae$  - aer  
 $am$  - ambrazură  
 $an$  - antrenare

ao - amonte  
ar - ardere  
av - sval  
c - convecție  
c - caracteristic  
ce - centrifug  
cl - combustibil lichid  
ct - constant  
cr - critic  
D - difuzie  
d - dinamic  
e - exterior  
ef - efectiv  
f - focar  
ga - gaze de ardere  
in - intrare  
ie - ieșire  
l - moleculară  
li - lichid  
lin - liniarizare  
M - maxim  
m - minim  
n - direcție normală  
na - nears  
p - perete  
P - primar  
r - direcție radială  
re - referință  
rec - recirculație  
s - static  
S - secundar  
T - total  
te - teoretic  
t - direcție tangențială  
tu - turbulență  
v - viscos  
var. - variabil  
x,y,z - sistem de coordonate cartezian  
x,θ,r - sistem de coordonate cilindric  
o - valoare inițială.

ABREVIERI

- GT - generator de turbionare ;  
GTIP - generator de turbionare inelar cu palete ;  
GTIPD - generator de turbionare inelar cu palete drepte  
GTIPR - generator de turbionare inelar cu palete răsucite  
GTIT - generator de turbionare cu intrări tangențiale  
ZR - zonă de recirculație ;  
ZCR - zonă de recirculație centrală ;  
ZPR - zonă de recirculație periferică ;  
ACD - ajutor convergent-divergent ;  
AC - ajutor convergent .

SEMNE

- ( - ) valoare medie  
( → ) vector  
( ' ) valoare pulsatorie .

## Capitolul 1 INTRODUCERE

### 1.1. Generalități .

În actuala situație energetică pe plan mondial asistăm la intensificarea acțiunilor de economisire a energiei și în mod deosebit a căldurii, care reprezintă o parte importantă din energia totală consumată.

Gospodărirea rațională, utilizarea cu eficiență sporită a combustibililor și energiei este o problemă vitală a dezvoltării economiei naționale.

Astfel în "Programul-directivă de cercetare și dezvoltare în domeniul energiei pe perioada 1981-1990 și orientările principale pînă în anul 2000" adoptat la Congresul al XII-lea al PCR se arată că "... vor fi luate măsuri pentru îmbunătățirea în continuare a proceselor de ardere ..." și de asemenea se va acționa pentru "realizarea de ... cazane, arzătoare, cuptoare industriale... cu randamente energetice superioare".

Decretul 620/1973, devenit Legea 170/1973, completat cu decretul 281/1977, privind dezvoltarea bazei energetice și utilizarea mai judicioasă a combustibililor și energiei, prevede o serie de măsuri importante pentru ridicarea randamentelor energetice ale cazanelor și cuptoarelor industriale.

Cuptoarele industriale sînt agregate termice cu o arie largă de răspîndire în multe ramuri industriale fiind destinate realizării unor procese de încălzire, topire, uscare, distilare, prăjire, etc., pentru industria siderurgică, metalurgică, constructoare de mașini, chimică și petrochimică, a silicaților, alimentară, etc.

Cuptoarele cu "flacără" sînt echipate cu instalații de ardere cu combustibili gazoși, lichizi și chiar solizi, aceasta în funcție de caracteristicile procesului tehnologic care se realizează, a disponibilităților balanței energetice și chiar a situației geografice pe teritoriul țării.

Îmbunătățirea caracteristicilor tehnice și a performanțelor instalațiilor de ardere presupune aprofundarea interacțiunii complexe a proceselor fizico-chimice care au loc în flăcările industriale.

Ele fac obiectul unui studiu teoretic și experimental adânc la care concură discipline ca termodinamica, cinetica chimică, dinamica fluidelor, etc.

Deși arderea s-ar putea defini ca o reacție chimică exotermă, procesele fizice în special cele de transfer de energie, de masă și de impuls joacă un rol semnificativ în sistemele de ardere.

Diversitatea de procese tehnologice, care au loc în cuptoarele industriale a impus realizarea unei game largi de flăcări industriale în special flăcări turbulent-difuzive, caracterizate prin aceea că combustibilul și aerul nu sînt complet amestecate, sau nu sînt amestecate deloc înainte de aprindere.

Informațiile privind mecanismul și viteza de propagare a frontului de flacără joacă un rol important în stabilirea limitelor de stabilitate și a dimensiunilor geometrice ale flăcării.

În desfășurarea proceselor de propagare a frontului de flacără transferul de căldură, masă și impuls este decisiv.

Pentru flăcările turbulente transferul se face prin difuzie turbulentă, proces care este strîns legat de condițiile de curgere din flacără și din focar. Legătura dintre amestecare, adică distribuția concentrației componentelor și modelul de curgere stabilit conferă aerodinamicii arderii un rol determinant în studiul flăcării industriale.

Transpunerea în tehnica industrială a cunoașterii tot mai profunde a acestor procese s-a făcut prin aplicarea lor în dezvoltarea și perfecționarea arzătoarelor ca elemente componente ale instalațiilor de ardere cu combustibili gazoși, lichizi sau solizi.

Arzătorul cu combustibil lichid constituie ansamblul format din piese, organe sau dispozitive care asigură pulverizarea și amestecarea combustibilului cu aerul de ardere, sau cu o parte din acesta, precum și introducerea acestui amestec în spațiul de ardere în scopul realizării procesului de ardere în condițiile cerute de procesul tehnologic.

Pulverizarea, care reprezintă procesul de descompunere a vînei de combustibil lichid în picături se clasifică în funcție de energia utilizată, astfel [110] :

- pulverizarea mecanică prin presiune, care are loc datorită energiei cinetice ridicate a vînei de lichid ;

- pulverizare prin fluid auxiliar, care se realizează pe baza energiei unui agent auxiliar (aer, abur) ;

- pulverizare prin ultrasunete, care se produc datorită energiei undelor sonore și ultrasonore create în mediu gazos sau lichid ;

- pulverizarea datorită forțelor centrifuge imprimate lichidului de o cupă, sau un disc ce se rotesc cu turație ridicată ;

Arzătoarele la care pulverizarea se face utilizându-se ca agent auxiliar aerul se clasifică după :

. locul unde se produce pulverizarea și amestecarea: cu pulverizare interioară, respectiv exterioară ;

. nivelul presiunii agentului de pulverizare : aer de joasă presiune 400 - 1000(1400) daN/m<sup>2</sup>; aer de medie presiune 2000-10.000 daN/m<sup>2</sup>; aer comprimat 2-12 bar ;

. sursa de livrare a aerului: ventilator; suflantă ; compresor .

Arzătoarele care folosesc ca agent auxiliar aburul se împart astfel :

. cu pulverizare numai pe baza energiei cinetice ridicate a aburului (saturat, ușor supraîncălzit) ;

. cu pulverizare mixtă, care este o combinație între utilizarea energiei cinetice a aburului și a energiei cinetice ridicate a vînei de combustibil lichid.

Arzătoarele cu pulverizare prin aer de joasă presiune și-au găsit o largă aplicare în domeniul cuptoarelor industriale de forjă, tratamente termice primare, a uscătoarelor, etc.

Procesul de pulverizare a vînei de combustibil lichid prin aer de joasă presiune se produce prin interacțiunea jetului de aer cu jetul de combustibil, deci caracteristicile de bază ale jetului de lichid pulverizat rezultat vor fi dependente de caracteristicile aerodinamice ale jetului de aer.

În această idee în concepția noii generații de arzătoare cu pulverizare prin aer de joasă presiune pentru obținerea unor flăcări cu geometrie impusă, turbulente și puternic radiante, care să permită încărcări termice mari ale focarelor se utilizează jeturile de aer turbionate.

Aplicarea curgerilor turbionare la flăcările de difuzie turbulente conduce la ameliorarea notabilă a caracteristicilor acestora, astfel amestecul combustibil-aer devine mai in-

tin, distanța de amorsare a frontului de flacără se reduce , iar stabilitatea crește.

Dintre consecințele din punct de vedere aerodinamic ale utilizării curgerii turbionare pentru jeturile izoterme sau flăcărilor se pot cita :

- turbionarea de intensitate mare creează în zona centrală a jetului un turbion, cu o curgere inversă stabilită pe axă și în apropierea acesteia. În cazul flăcărilor aceasta are ca efect recircularea produselor de ardere fierbinți din aval spre "rădăcina" flăcării, creîndu-se astfel o zonă de recirculație internă (ZCR), care stabilește un mecanism de autostabilizare a aprinderii, ceea ce în condiții favorabile plasează frontul de aprindere la "gura" arzătorului;

- turbionarea mărește schimbul de masă turbulent între liniile de curent, ceea ce influențează amestecul combustibil-aer ;

- turbionarea crește gradul de antrenare periferică a jetului, ca urmare a măririi intensității turbulenței și a suprafeței exterioare a jetului ca rezultat a creșterii unghiului de descompunere ;

- timpul de rezidență a picăturilor de combustibil lichid în flacără se mărește, deoarece viteza axială descresște în toate secțiunile jetului funcție de distanța axială mai rapid decât în cazul jetului cu curgere axială ;

Flăcările turbionare se deosebesc de cele axiale prin mecanismul de autostabilizare cu gaze de ardere fierbinți realizat de două tipuri de zone de recirculație (ZR); ZPR, care depinde de geometria relativă a focarului și flăcării și ZCR, care este funcție de intensitatea de turbionare, geometria "gurii" arzătorului și a ambrazurii, dar nu este influențată de pereții focarului fiind prea îndepărtată de ei .

Modelarea dimensiunilor geometrice ale ZCR permite varierea timpului de rezidență astfel ca procesul de ardere a picăturilor din norul de picături să se desfășoare optim.

Se obține astfel geometria impusă flăcării, o ardere intensă datorată turbulenței și o grosime mică a curgerii axiale.

Recirculația produselor de ardere, care este un fenomen des întâlnit în instalațiile termice, se clasifică funcție de modul de generare, astfel :



- recirculația naturală produsă de exemplu de un jet debușind în spațiu infinit (jet liber), sau de un jet expandind într-un spațiu limitat (focar) ;

- recirculație forțată externă sau internă care are ca scop modificarea controlată a caracteristicilor flăcării.

Pentru recirculația forțată externă, în care debitul de gaze de ardere este controlat la nivelul focarului, modificarea sa ca mărime perturbatoare se realizează funcție de valoarea mărimii de ieșire, ca element reglat [95] .

Acest tip de recirculație își găsește aplicare la focarele cazanelor energetice sau industriale, precum și la unele cuptoare [95], [93] .

Recirculația forțată internă poate fi produsă și controlată prin metode: aerodinamice (generatoare de turbionare ) și mecanice (ambrazuri).

Metodele de generare a turbionării, prin imprimarea unei mișcări de rotație curentului de fluid, se împart în :

- introducerea tangențială a curentului de fluid în conducte cilindrice (generatoare de turbionare cu intrări tangențiale) ;

. prin curgerea jetului de fluid printre palete de ghidare montate, sau nu pe un butuc axial (generatoare de turbionare cu palete) ;

. rotația mecanismelor care imprimă această mișcare curentului de fluid care îl traversează (generatoare de turbionare cu palete rotitoare, cu tuburi rotitoare, etc.).

O clasificare suficient de cuprinzătoare poate împărți generatoarele de turbionare în cinci tipuri principale: tangențiale; melcat tangențiale; cu paletaj tangențial; cu paletaj axial; cu paletaj tangențial-axial .

Aceste tipuri de generatoare de turbionare generează trei feluri de jeturi turbionare funcție de distribuția radială a vitezei axiale:

. jet cu turbionare slabă: caracterizat prin aceea că în secțiune viteza axială are valoarea maximă stabilită pe axă.

Profilul distribuției radiale a vitezei axiale este asemănător cu cazul jetului neturbionat (fig.1.1.-a,b) ;

. jet cu turbionare medie: pentru care în secțiune viteza axială prezintă două maxime de o parte și de alta a axei, fără a spore însă o ZCR (fig.1.1.-c);

. jet cu turbionare puternică: caracterizat prin instalarea unei ZCR pe axa jetului (fig.1.1.-d).

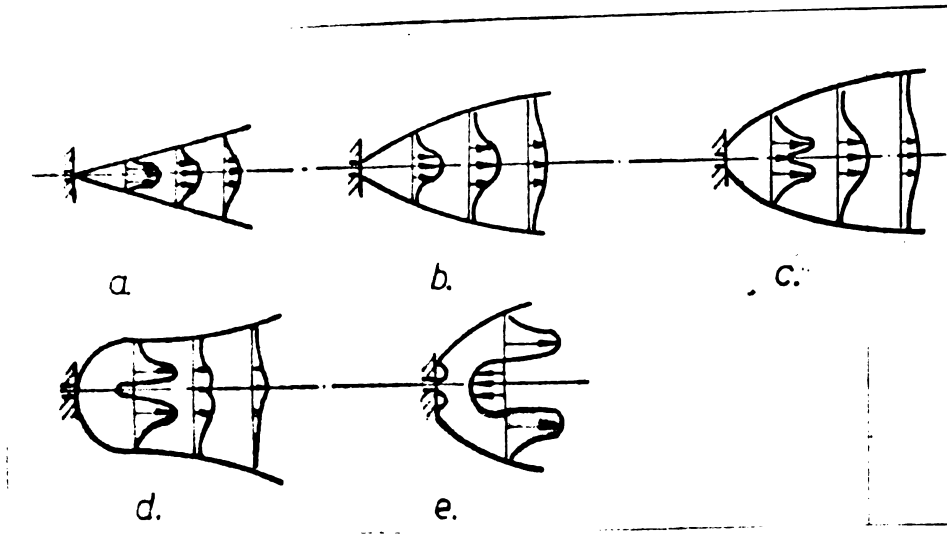


Fig.1.1.-1.: Profilul distribuției radiale a vitezei axiale :  
a.-jet axial;b.-jet turbionat slab;c.-jet turbionat mediu;d.-jet turbionat puternic;e.-jet deschis turbionat puternic.

Aerodinamica jeturilor turbulente,turbionare combină caracteristicile mișcării turbionare cu fenomenele caracteristice turbulenței. Mișcarea turbionară imprimată unui fluid în amonte de un orificiu,face ca jetul deșușind prin acest orificiu să capete și o viteză tangențială,care se adăunează vitezelor radială și axială,existente în cazul jeturilor neturbionate.

Turbionarea este marcată și de prezența gradientilor de presiune axial și radial,care influențează modelul curgerii,putind genera în condițiile unei intensități mari a turbionării,ZCR.

Deși aplicarea curgerilor turbionare în domeniul arzătoarelor nu este de dată recentă,relativ noi sînt studiile întreprinse pentru înțelegerea și stăpînirea efectelor acestora asupra stabilității și intensității flăcărilor industriale.

Există încă numeroase "pete albe" pe harta cunoașterii efectelor utilizării curgerilor turbionare,generate de diverse tipuri de GI,asupra modelelor de curgere stabilite în focare în condiții izoterme și de ardere,cu implicații mari în tehnica arzătoarelor.

## 1.2. Domeniul și obiectivele lucrării .

Telul fundamental al oricărei cercetări este ca prin contribuțiile cu caracter teoretic și experimental, mai mici sau mai mari, să-și aducă aportul la progresul științei și tehnicii, să ducă înainte cu un pas cunoașterea umană.

Lucrarea, al cărui generic este de largă suprafață, abordează un subiect interesant din domeniul aerodinamicii arderei, acela al studiului modelelor de curgere care apar la aplicarea mișcării turbionare în condiții izoterme (la "rece") și neizoterme (de "ardere").

Studiul este efectuat pentru un sistem aerodinamic complet arzător + ambrazură - focar, cu specificația că arzătorul, de tipul cu pulverizare prin aer de joasă presiune și ambrazura sa sînt privite din punct de vedere aerodinamic ca un tot inseparabil, avînd o influență decisivă asupra modelelor de curgere stabilite într-un focar de geometrie dată (fig. 1.2.-1.).

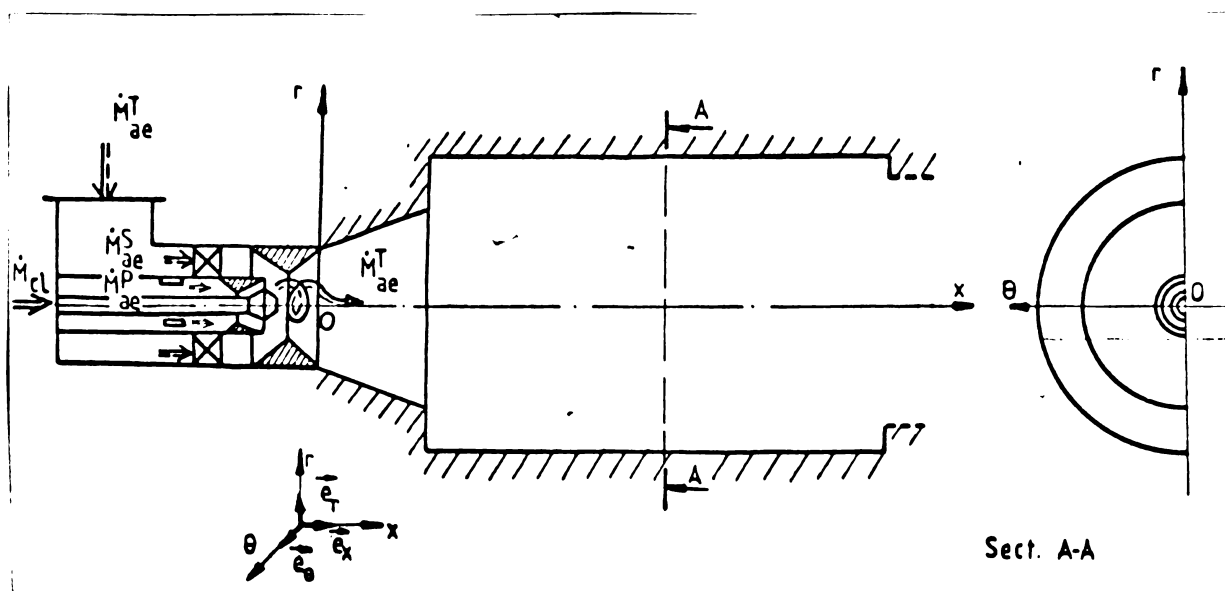


Fig. 1.2.-1. Sistem arzător+ambrazură-focar.

Autorul consideră că metodică tradițională de investigare a flăcărilor industriale bazată pe studiul pe modelul izoterm, urmat de studiul în condiții de "ardere" poate fi dublată de experimentul pe calculatorul electronic în special în prima etapă, ca urmare a acumulărilor realizate în domeniul modelării matematice a curgerilor izoterme și a existenței de date experimentale care să le ateste valabilitatea.

Obiectivul strategic care se propune este ca pe baza studiilor teoretice și experimentale ale curgerilor turbionare generate de GT ale unui arzător cu pulverizare prin aer de joasă presiune în domeniul de curgere extins ambrazură-focar să se stabilească un criteriu de corelație a modelelor de curgere în condiții izoterme și de "ardere".

Preliminar s-a întreprins un studiu aprofundat asupra caracteristicilor aerodinamice ale jeturilor de aer izoterme expandând din generatoarele de turbionare cu intrări tangențiale (GTIT) ca și din generatoarele de turbionare inelare cu palete drepte (GTIPD) respectiv răsucite (GTIPR), ceea ce a permis tragerea unor concluzii importante pentru proiectarea acestor dispozitive.

Aceste investigații inițiale au contribuit la decelarea influenței deosebite pe care o are ambrazura în stabilirea modelelor de curgere într-un focar de geometrie dată, atunci când s-a testat sistemul complet arzător + ambrazură - focar .

În mod special s-a avut în vedere fenomenul de recirculație forțată intensificată, marcat prin prezența unei zone centrale de recirculație (ZCR), în condițiile în care curgerea turbionară generată simultan de GTIT și GTIP este influențată de existența ambrazurii.

Studiul modelelor de curgere care se instalează în condițiile aplicării curgerilor turbionare în cazul sistemului complet arzător+ambrazură-focar s-a făcut prin tratarea teoretică pe bază de model matematic pentru condiții izoterme și experimentale pentru situația izotermă și de "ardere".

Modelul matematic permite efectuarea unor "experimente" pe calculator pentru a stabili influența dimensiunii caracteristice a ambrazurii asupra curgerii și în special asupra geometriei ZCR, atât în interiorul ambrazurii cât și în focar.

Tratarea teoretică a curgerii subsonice turbionare constă în rezolvarea unui sistem de ecuații de tip eliptic, a căror complexitate matematică face imposibilă ajungerea la soluții analitice fără simplificări importante.

În plus curgerile în regim turbulent sînt guvernate de ecuațiile lui Reynolds, care nu constituie un sistem închis, căci introducerea componentelor pulsatorii ale mărimilor fizice conduce la un număr de necunoscute superior celui al ecuațiilor .

De aici necesitatea de "modelare" a ecuațiilor Reynold prin introducerea unor termeni care să lege corelațiile necuno-

cute de cele cunoscute. Astfel grație unor ipoteze fizice convenabile se pot obține relații suplimentare care să permită "închiderea" sistemului de ecuații.

Tratarea acestei probleme ridică o serie de dificultăți :

- alegerea unui model al turbulenței adecvat, care să permită testarea sa în condițiile unei curgeri complexe ;
- lipsa unor date experimentale suficiente pentru curgerile cu recirculație turbulente incompresibile datorate dificultăților ridicate de tehnicile de măsură ;
- raritatea metodelor matematice de rezolvare a ecuațiilor eliptice puternic neliniare, care să fie aplicabile mai ales la numere Re mari.

Schema logică globală de abordare a tratării teoretice a curgerii cu recirculație este prezentată în fig.1.2.-2.

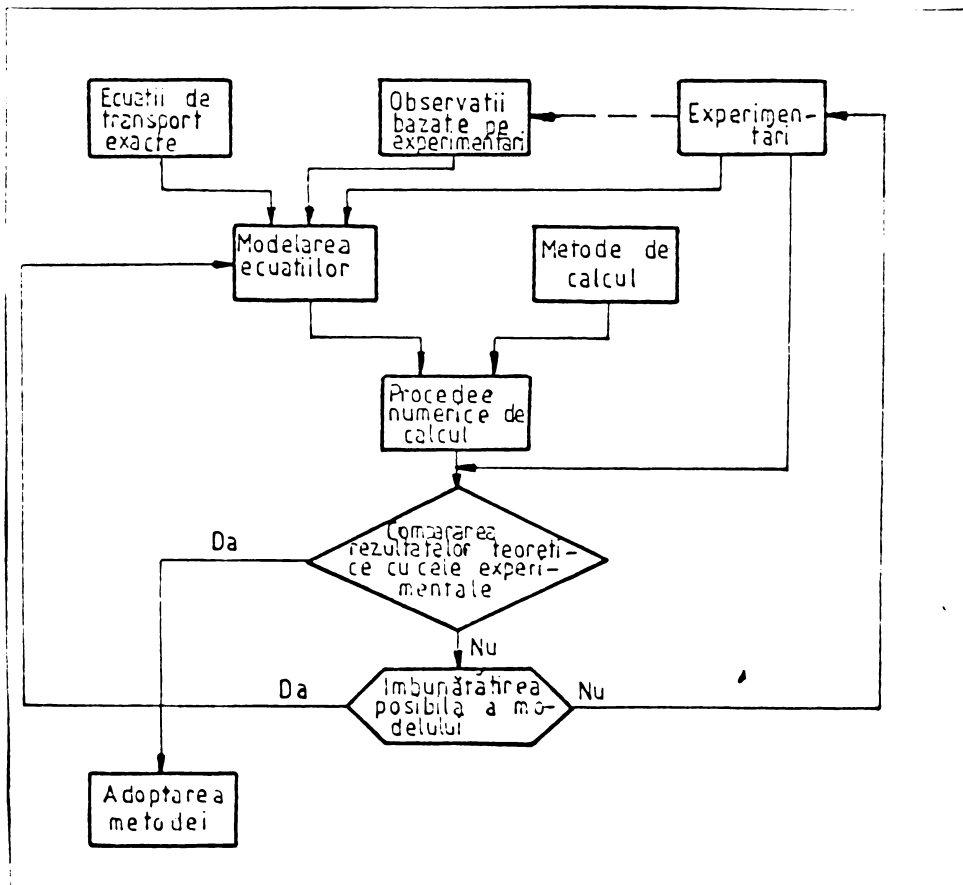


Fig.1.2.-2. Schema logică globală .

În prima parte a lucrării după o prezentare a ecuațiilor caracteristice ale mișcării turbionare, se abordează problema modelării matematice a curgerilor turbulente cu recirculație

în condiții izoterme.

Fenomenul fizic este descris cu ajutorul legilor conservării masei și impulsului exprimate prin ecuațiile de transport ale masei și impulsului.

Rezolvarea sistemului de ecuații a impus adăugarea unor relații suplimentare denumite generic "scheme de închidere", care sînt analizate în mod amănunțit.

Tehnica de rezolvare a ecuațiilor diferențiale, cu puternic caracter eliptic, s-a bazat pe metodele numerice de tipul "diferențelor finite".

S-a elaborat un program de calcul, scris în limbaj Fortran IV, care a fost rulat pe un calculator electronic de tip IBM 360/40, exploatarea acestui program permițînd efectuarea de experimentări teoretice pentru studierea curgerii turbulente cu recirculație în condiții izoterme.

În partea a doua a lucrării, după o prezentare a bazei experimentale, se face un studiu experimental aprofundat asupra jeturilor izoterme care ies din generatoare de turbionare de tipul GTIT, respectiv GTIPD și GTIPR.

Studiul este extins asupra sistemului arzător+ambrazură-focar și este efectuat atît în condiții izoterme cît și de "ardere".

Aceasta a permis adoptarea unei noi formulări a numărului de turbionare, relativ la dimensiunea caracteristică a ambrazurii, care să asigure similitudinea modelului de curgere în spațiul focar (inclusiv ambrazură) atît în condiții izoterme cît și de "ardere".

Autorul își exprimă speranța că lucrarea de față evidențiază aspecte noi ale studiului arzătoarelor cu pulverizare prin aer, domeniu în care cercetătorii din țara noastră au adus contribuții valoroase, exemplificate prin multe din tezele de doctorat citate în bibliografie [92], [94], [93], etc.

Autorul transmite și pe această cale cele mai calde mulțumiri conducătorului său științific, distinsul dascăl care este prof.dr.ing. Ungureanu Cornel, șeful catedrei de Termotehnică și Mașini Termice a Institutului Politehnic "Traian Vuia" pentru coordonarea, sugestiile și orientările acordate cu deosebită generozitate pe parcursul elaborării lucrării.

De asemenea autorul mulțumește colegilor și colaboratorilor din cadrul colectivului "Instalații de ardere industriale" și laboratorului "Automatizări și informatică" din ICSITE București pentru sprijinul primit pe durata realizării lucrării

## Capitolul 2 . REVISTA BIBLIOGRAFICA A PRINCIPALELOR LUCRARI CONSULTATE.

Literatura tehnică de specialitate cuprinde numeroase titluri care abordează probleme de aerodinamica flăcării. Le-am putea împărți în studii cu caracter experimental și lucrări cu caracter teoretic pe bază de modele matematice.

Ne vom mărgini a cita unele titluri și a analiza succint pe cele care au avut o influență mai mare asupra lucrării de față.

### 2.1. Curgerea turbionară aplicată în procesele de ardere.

Loitsyanskii și Görtler au realizat studii teoretice privind jetul rotund turbionat, pe care le-au extins și în domeniul curgerii turbulente. Rezultatele analizelor teoretice nu pot fi aplicate decât pentru jeturile rotunde turbionate care nu prezintă nici un punct de inversiune a curgerii, deci ZR.

Cude a efectuat studii experimentale, în condiții de "ardere", asupra jetului turbionat generat de GTIT din care a rezultat că lungimea flăcării era sensibil micșorată de mișcarea de turbionare.

Hottel și Pearson au studiat jeturile turbionate generate de introducerea aerului tangențial într-o cameră cilindrică, sistem care nu a produs o ZR importantă.

Ulrich a analizat jeturile turbionare inelare produse de combinația GTIT și GTIT mobile, găsiind că curgerea turbionară introduce o instabilitate a curentului ceea ce face ca jetul să devină asimetric.

Rose [6] a investigat jetul turbionat generat de curgerea aerului printr-o țevă ce se rotește, expandarea avînd loc într-un rezervor cu atmosferă staționară. Prin această metodă se obține o mișcare turbionară slabă, care influența puțin distribuția vitezei axiale medii.

Chigier și Beér [8, 9] au elaborat studii experimentale asupra jeturilor turbionate generate de un GTIT la care turbionarea era modificată prin varierea raportului între aerul introdus tangențial și cel admis axial și care expandau în atmosferă staționară.

De asemenea au analizat unele aspecte ale influenței atașării de ajutaje convergente și convergent-divergente asupra ZCR.

Lucrările lui Kerr și Fraser [12,13] constituie un moment de referință în studiul curgerii turbionate aplicate în procesele de ardere. Ei au propus extinderea teoriei jeturilor neturbionate expandând în atmosfera stagnantă la jeturile turbionate prin introducerea criteriului adimensional numit numărul de turbionare, definit de relația :

$$S = \frac{G_{\Phi}}{G_{\lambda} \cdot d_{ef}} \quad \text{--- --- --- ---} \quad (2.1.-1.)$$

Momentul cinetic  $G_{\Phi}$ , obținut prin integrarea distribuției componentelor vitezei, este independent de distanța axială și egal cu cuplul necesar generatorului de turbionare pentru imprimarea unei mișcări de rotație a debitului de aer care curge prin el.

Cuplul calculat din dimensiunile geometrice ale ajutajului agreează cu valorile măsurate cu dispozitivul de măsurare a cuplului. Debitul masic și unghiul de descompunere al jetului pe jumătate,  $\alpha$ , variază liniar cu numărul de turbionare după relația :

$$\frac{\tan \alpha_s}{\tan \alpha_{s_0}} = 1 + \frac{K_2}{K_1} S \quad \text{--- --- --- ---} \quad (2.1.-2.)$$

Raportul  $\frac{K_2}{K_1}$  a fost determinat experimental, obținându-se valoarea 4,8. Experimentările au fost efectuate în condițiile utilizării GTIPD, pentru care s-a exprimat numărul de turbionare funcție numai de caracteristicile geometrice ale ajutajului.

Ei și-au extins studiul și în condiții de "ardere", studiind efectul turbionării asupra distribuției izotermelor în focar în condițiile unui arzător cu pulverizare prin aer.

Mathur și MacCallum [17,18] au adus o contribuție deosebită în studiul teoretico-experimental al GTIPD precum și a generatorilor de turbionare cu palete fără "butuc". Ei au introdus noțiunea de "eficiență" a generatorului de turbionare ca raport al căderii de presiune teoretică la căderea de presiune reală.

De asemenea au investigat distribuția radială a vitezei axiale și tangențiale în diverse secțiuni ale jetului turbionat liber generat de tipurile de GT indicate.



Studiul a fost extins pentru cazul jeturilor turbionate limitate în modele de aer izoterme și modele de apă .

Chedaille și Leuckel [20], respectiv Leuckel [21] au prezentat studiile efectuate la IRFF Ijmuiden asupra curgerilor turbionare aplicate în cazul arzătoarelor cu pulverizare mecanică prin presiune avînd ieșiri convergent-divergente. Ei au evidențiat influența intensității turbionării, a unghiului de divergență și a lungimii divergenței asupra dimensiunilor geometrice ale ZCR în condițiile prezenței injectorului în secțiunea de intrare a ieșirii divergente.

Fricker și Leuckel [36,37,38] au investigat efectele turbionării și geometriei "gurii" arzătoarelor asupra stabilității flăcărilor de gaz. S-a studiat influența geometriei ambrazurii în condiții diferite ale nivelului de turbionare.

Remarcabile sînt lucrările realizate de Beltașui și Maccallum [39,40] care au studiat GTIPD și generatoarele de turbionare cu palete cu și fără "butuc" în condiții izoterme și de "ardere" în două focare. Ei au arătat că se stabilesc patru tipuri de curgeri distincte, trecerile de la un tip la altul, datorită modificării unghiului de înclinare a paletelor au fost corelate cu o nouă exprimare a numărului de turbionare (relativ la diametrul focarului ).

$$S^* = \frac{G_{\Phi}}{G_x \cdot d_f} \text{ --- --- --- --- --- (2.1.-3.)}$$

Se remarcă contribuțiile valoroase aduse de cercetătorii de la Universitățile din Glasgow și Scheffield atît prin articole cît și prin tezele de doctorat elaborate în domeniul curgerii turbionare aplicate la procesele de ardere.

Trebuie spus că în marea majoritate cercetătorii și-au îndreptat atenția asupra curgerilor turbionare aplicate în condițiile arzătoarelor cu pulverizare mecanică prin presiune.

Aici caracteristicile de bază ale jetului de combustibil pulverizat sînt dependente de tipul și parametrii pulverizatorului ce echipează injectorul arzătorului, modelul de curgere a aerului influențînd în special condițiile de amestecare.

Punerea la punct a tehnicilor de măsură și aparaturii de măsură utilizate a necesitat parcurgerea a numeroase titluri bibliografice.

Lee și Ash [98] au prezentat o metodă de utilizare a sondei anemometrică cu 5 găuri pentru măsurători în curgeri tridimensionale. Acest instrument permite, fără a-l orienta, măsurarea mărinii și direcției vectorului viteză ca și determinarea presiunii statice.

Fișa tehnică G.E.F.G.N. [99] analizează metodele de măsurare a vitezei gazelor la temperatură ambiantă și în focare industriale, pe baza cărora autorul a pus la punct o metodă de calcul, al cărui algoritm a stat la baza scrierii a două programe de calcul, ceea ce a permis creșterea vitezei și a acurateții prelucrării datelor experimentale.

Y. Broud și M. Hein [100] comunicând evoluția metodelor și aparatelor puse la punct la P.R.I.F. Ijmuiden prezintă aparatul de determinare a momentului cinetic total. Utilizând informațiile din această lucrare ca și cele prezentate de R. Droin și E. Perthuis [30,31], autorul a construit un astfel de aparat, la care s-au adus unele îmbunătățiri constructive.

K. Morillon și E. Perthuis [102] au prezentat principiile și căile de realizare a pirometrelor cu aspirație miniaturizate, ele fiind preluate în fișa GEFGN [103] pe baza cărora s-a construit termocuplul miniaturizat utilizat în lucrare.

## 2.2. Modelarea matematică a curgerii turbionare .

Spalding [59] a propus o teorie locală pentru transferul de căldură în curgerile cu desprindere, turbulente, bazată pe faptul că una din caracteristicile esențiale ale acestei curgeri este distanța mare a zonelor tensiunilor de frecare maxime față de pereți.

Turbulența care se produce în aceste zone este transportată pînă lângă pereți prin convecție și difuzie.

Tot Spalding [69] arată că energia cinetică turbulentă și prin urmare transferul de căldură sînt controlate în vecinătatea pereților prin disipare și difuzie de energie.

Bazat pe ipoteza echilibrului energetic al turbulenței propusă de Kolmogorov [53] și Prandtl [52] a exprimat coeficientul transferului de căldură în funcție de parametrii adimensionali  $Re$  local al turbulenței, intensitatea turbulenței, etc.

Echipa Spalding, Runchal avînd o mare experiență în domeniul "modelării" matematice a turbionării și competență în tehnica numerică de calcul a elaborat lucrări de referință în domeniul curgerii turbulente în conducte cilindrice, cu lărgire bruscă, în condițiile transferului de căldură. Rezolvîndu-se ecuațiile eliptice de transport ale vitezei unghiulare, entalpiei și energiei cinetice turbulente s-au determinat spectrul liniilor de curent, repartiția temperaturii și fluxului de căldură la pereți.

Gosman și alții [63] au elaborat metoda de rezolvare a curgerii curenților eliptici staționari, bidimensionali folosind sistemul de formulare a ecuațiilor ( $\omega_\theta, \psi$ ). Integrarea ecuațiilor de transport s-a făcut pe volume de control, obținîndu-se o formulă de substituție cu care printr-un proces iterativ se îmbunătățesc succesiv variabilele dependente.

Pai, Richter și Lowes [34] au studiat curgerea turbulentă staționară în configurații axial-simetrice utilizînd tehnica numerică de calcul inițiată de Spalding și colaboratorii săi.

Ei au utilizat legea viscozității "ad-hoc" și modelul  $k-W$  al turbulenței pe care le-au examinat comparativ cu rezultatele experimentale obținute din investigarea jeturilor concentrice unice și duble ce expandează în camere limitate, cilindrice.

Studiul a fost extins asupra unui model la scară, izoterm de secțiune pătrată de la Ijmuiden pentru care s-a demonstrat o agreere bună pentru rezultatele experimentale și cele calculate, ceea ce a permis concluzionarea că aplicarea procedurii axial-simetrice la un focar rectangular cu un raport mic al lățimii focarului la cea a arzătorului este o aproximare corectă.

Ha-Minh-Hieu [91] a studiat desprinderea provocată de "obstacole" plasate în curgeri turbulente incompresibile, între care curgerea cu desprindere internă datorată unei lărgiri brusce a secțiunii în conducte cilindrice.

Se face o analiză aprofundată a schemelor de bază pentru modelarea matematică a turbulenței, urmată de o examinare a problemelor ridicate de rezolvarea ecuațiilor curgerii și de o verificare experimentală a teoriei.

Studiul lucrărilor prezentate cît și a celor listate în bibliografie a permis autorului să aprecieze nivelul informațiilor existente în literatura de specialitate asupra subiectului pe care și l-a propus și totodată a ridicat în fața sa o serie de întrebări la care s-a străduit să răspundă pe parcursul lucrării.

### Capitolul 3 CARACTERISTICILE GENERALE ALE MISCĂRII TURBIONARE .

#### 3.1. Influența curgerii turbionare asupra amestecului.

Amestecul turbulent bifazic combustibil lichid-aer poate fi îmbunătățit dacă se realizează un model de curgere a aerului în care picăturile să fie supuse unui puternic efect de forfecare.

Acest efect de forfecare se exercită atât axial, cât și tangențial în funcție de natura turbionului generat în mișcarea turbionară.

Efectul de forfecare tangențial există când viteza unghiulară a turbionului  $\omega$  nu se conservă de-a lungul razei, deci în cazul curgerii turbionare forțată și liberă.

Astfel pentru turbionul forțat în care viteza tangențială variază liniar cu raza ( $v_{\theta} = Kr$ ) efectul de forfecare tangențial va fi minim, iar în cazul turbionului liber ( $v_{\theta} = \frac{K}{r}$ ) și turbionului foarte liber ( $v_{\theta} = \frac{K}{r^3}$ ) efectul de forfecare tangențial va crește contribuind la îmbunătățirea amestecului.

Efectul de forfecare longitudinal apare pentru toate tipurile de turbionare, totuși pe o aceeași distanță axială forfecarea va crește cu cât grosimea curgerii axiale va fi mai mică, adică efectul de forfecare axial crește cu gradientul radial al vitezei axiale  $\frac{\partial v_x}{\partial r}$ .

Dacă unui arzător echipat cu generator de turbionare fix (GTIT sau GTIP), care generează un turbion fix, se adăunează un ajutor convergent-divergent, atunci porțiunea divergentă are un efect de amplificare a ZCR reducând astfel grosimea curgerii axiale atașate la perete. Este de presupus că în cazul în care se generează o mișcare turbionară liberă cu acest tip de arzător, aceasta va avea o acțiune favorabilă asupra amestecului turbulent prin efectul de forfecare axial.

Apare ca interesantă explorarea influenței tipului de curgere turbionară în ipoteza menținerii constante a momentului cinetic total asupra stabilității curgerii și a amestecului turbulent în zona inițială a jetului.

Dacă intensitatea de turbionare este ridicată, atunci efectul forțelor centrifuge devine însemnat și schimbul de masă turbulent pe direcție radială între liniile de curent cvasiliniare trebuie să fie influențat de distribuția radială a momentului cinetic specific.

În fig.3.1.-1 se prezintă influența forțelor centrifuge asupra transferului de masă în curgere turbionară de tip turbina forțată.

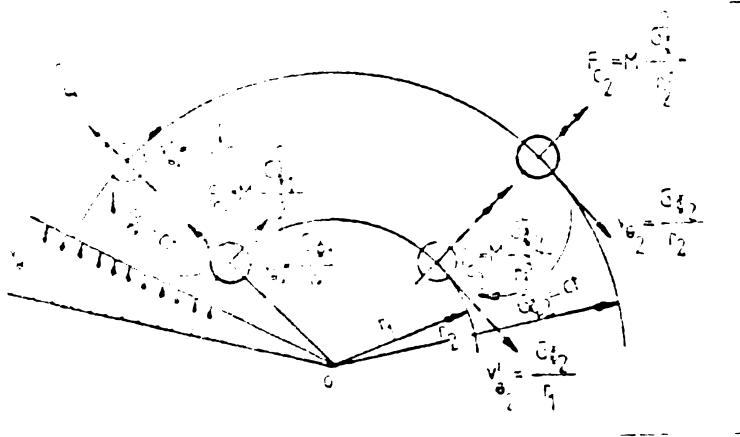


Fig.3.1.-1. Influența forțelor centrifuge asupra transferului de masă în curgere turbionară forțată.

Prandtl a postulat că atunci când un element de masă turbulent se deplasează radial într-o curgere turbionară, el se va mișca ca un top pe o anumită distanță, înainte de a se amesteca cu noul mediu înconjurător.

Pe parcursul acestei distanțe, elementul nu este supus forțelor centrifuge, deci momentul cinetic specific se conservă.

Expresia forței centrifuge instantanee care se aplică elementului de masă M (fig.3.1.-1.) este dată de relația :

$$F_c = M \frac{v_p^2}{r} = M \frac{G_\phi^2}{r^3} \quad (3.1. - 1)$$

Pentru cazul curgerii turbionare forțate, în care legea de variație a vitezei tangențiale este liniară, un element de fluid care se deplasează de pe o rază  $r_1$  pe o rază  $r_2$  are momentul cinetic specific  $G_\phi = v_p r$  și va fi supus pe raza  $r_2$ , înainte de a-și pierde individualitatea, unei forțe centrifuge  $F_{c1} \ll F_{c2}$ , care este forța centrifugă aplicată tuturor elementelor de masă M ce se află pe raza  $r_2$  de mai multă vreme. Deci elementul de masă M va avea tendința să se reîntoarcă pe traiectoria de rază  $r_1$ .

Dacă un element de masă  $M$  se va deplasa de pe raza  $r_2$  pe raza  $r_1$ , atunci ea va fi supusă unei forțe centrifuge  $F_{c_2} > F_{c_1}$ , care acționează asupra celorlalte particule de masă  $M$  aflate pe raza  $r_1$ , deci ea va avea tendința de a se reîntoarce pe raza  $r_2$ ,

Astfel într-o curgere turbionară forțată momentul cinetic  $G_\phi$  crește cu raza, turbulența fiind amortizată de forța centrifugă.

Schimbul de masă turbulent se intensifică în cazul creșterii momentului cinetic cu scăderea razei, când mișcarea de turbionare se concentrează în centrul turbionului.

Cazul curgerii turbionare libere (turbion liber) este o situație intermediară, unde legea de variație este hiperbolică, ceea ce face ca momentul cinetic să fie constant deci forțele centrifuge nu vor influența fluctuația turbulentă a vitezei.

Schimbul de masă turbulent fiind deci influențat de forțele centrifuge și forțele de forfecare, intensificarea curgerii turbionare va avea un efect de îmbunătățire a amestecului turbulent, proces fizic caracteristic flăcărilor difuziv turbulente.

### 3.2. Ecuatiile caracteristice ale mișcării turbionare .

#### 3.2.1. Ecuatiile diferențiale ale mișcării fluidelor în curgere laminară.

Se prezintă ecuațiile curgerii în condițiile fluidelor viscoase compresibile considerate în mișcare laminară.

##### 3.2.1.1. Ecuția de continuitate .

Forma generală a ecuației continuității, exprimată tensorial, se scrie :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot v_i) = 0 \quad i=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2. - 1)$$

În ipotezele fluid incompresibil ( $\rho = \text{ct.}$ ), curgerea cvastacionară ( $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ), ecuația devine :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \cdot v_i) = 0 \quad , \text{ sau } \quad \frac{\partial}{\partial x_i} (v_i) = 0 \quad i=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2. - 2)$$

Exprimarea vectorială se face utilizându-se metoda Euler, care presupune ca variabilele coordonatele punctelor spațiului ( $\vec{r}$ ) și timpul  $t$ , iar ca funcții necunoscute parametrii mișcării

4800/1984

rii :  $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$  ;  $\rho = \rho(\vec{r}, t)$  ;  $p = p(\vec{r}, t)$  , etc. :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (3.2. - 3)$$

Pentru ipotezele considerate mai sus relația (3.2.-2) devine :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad , \text{ sau } \quad \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (3.2. - 4)$$

Dezvoltarea ecuației (3.2.-3) în sistemul de coordonate cilindric  $(x, r, \theta)$  este de forma :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (3.2. - 5)$$

Iar a relației (3.2.-4) devine :

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_\theta)}{\partial \theta} = 0, \text{ sau } \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (3.2.-6)$$

### 3.2.1.2. Ecuația impulsului .

Forma generală a ecuației impulsului se deduce din ecuațiile de mișcare ale mediului continuu deformabil .

Relația generală dintre tensiunile  $T_{ik}$  și vitezele de deformație  $a_{ik}$  este de forma :

$$T_{ik} = 2\eta \left[ \sum_k a_{ik} - \left( \rho + \frac{2}{3} \eta \operatorname{div} \vec{v} \right) \delta_{ik} \right] = 2\eta \left[ \sum_k a_{ik} - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \vec{v}) \delta_{ik} \right] - \rho \delta_{ik} \quad (3.2. - 7)$$

$ik = 1,2,3$  ---

care pentru fluidul viscos incompresibil ( $\operatorname{div} \vec{v} = 0$ ) devine :

$$T_{ik} = 2\eta \sum_k a_{ik} - \rho \delta_{ik} \quad ik = 1,2,3 \quad \text{--- ---} \quad (3.2. - 8)$$

Tensorul viteză de deformație  $\sum_k a_{ik}$  se exprimă cu relația, care în continuare se scrie ținându-se cont de convenția sumare :

$$\sum_k a_{ik} = \frac{1}{2} \sum_k \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \quad , \text{ sau } \quad a_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) \quad \text{--- ---} \quad (3.2. - 9)$$

Relațiile (3.2.-7) și (3.2.-8) arată că tensiunile nu mai depind nu numai de presiune, ci și de vitezele de deformație.

Decă se presupune că fluidul este ideal, tensorul tensiunilor se scrie :

relație care este valabilă atât pentru fluidul compresibil ,  
cît și pentru cel incompresibil .

Ecuatiile Navier-Stokes (valori instantanee) pentru  
curgere laminară, exprimate tensorial sînt de forma :

$$\rho \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) = \rho \cdot f_i + 2\eta \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} (a_{ik}) - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\operatorname{div} \vec{v}) \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad i=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2.-11)$$

sau

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - 2\eta \left[ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\operatorname{div} \vec{v}) \right] + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho \cdot f_i = 0 \quad i=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2.-11')$$

iar vectorial :

$$\left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = \rho \vec{f} + 2\eta \left[ \operatorname{div} (a_{ik}) - \frac{1}{3} \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{v}) \right] \operatorname{grad} p \quad i,k=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2.-12)$$

sau

$$\left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] - \eta \Delta \vec{v} + \frac{2}{3} \eta \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{v}) + \operatorname{grad} p - \rho \vec{f} = 0 \quad i,k=1,2,3 \quad \text{---} \quad (3.2.-12')$$

In condițiile fluidului vîscos incompresibil ( $\operatorname{div} \vec{v} = 0$ )  
ecuațiile (3.2.-11) și (3.2.-12) devin :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_k^2} - f_i \quad \text{---} \quad (3.2.-13)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p - \nu \nabla^2 \vec{v} - \vec{f} = 0 \quad \text{---} \quad (3.2.-14)$$

$\overbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}}$  forța unitară locală de inerție.
 $\overbrace{(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}}$  forța unitară convectivă de inerție.
 $\overbrace{\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p}$  forța unitară de inerție.
 $\overbrace{-\nu \nabla^2 \vec{v}}$  forța unitară de vîscozitate.
 $\overbrace{-\vec{f}}$  forța unitară masică specifică.

$\overbrace{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}}$  forțe unitare de inerție.
 $\overbrace{\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p - \nu \nabla^2 \vec{v} - \vec{f}}$  forțe unitare exterioare

### 3.2.2. Legea de variație teoretică a vitezei tangențiale a turbionului .

Variația vitezei tangențiale în curgere turbionară este caracterizată de ecuația generală :

$$v_\theta \cdot r^n = K \quad \text{---} \quad (3.2.-15)$$

Dacă exponentul  $n = -1$ , expresia generală (3.2.-15) devine :

$$v_\theta \cdot r^{-1} = K' \quad \text{---} \quad (3.2.-16)$$

cea ce reprezintă ecuația mișcării turbionare forțate (turbion forțat), în care viteza tangențială variază liniar cu raza, deci ne găsim în cazul unei curgeri de tip "rotația corpului solid".



Atribuind exponentului valoarea  $n = 1$ , atunci relația generală (3.2.-15) se scrie :

$$v_{\theta} \cdot r = K \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (3.2.-17)$$

ceea ce constituie ecuația mișcării turbionare libere ( turbion liber), unde dependența între viteza tangențială și rază este de tipul formulei hiperbolei echilatre.

Această ultimă relație se poate obține din dezvoltarea în sistemul de coordonate cilindric  $(x, r, \theta)$  a expresiei (3.2.-14), urmată de o serie de ipoteze simplificatoare .

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} \right) \\ \frac{\partial v_{\theta}}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_{\theta}}{\partial x} - \frac{v_{\theta}^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left( \frac{\partial^2 v_{\theta}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_{\theta}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_{\theta}}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} - \frac{v_r}{r^2} \right) \\ \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{v_{\theta}}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r v_{\theta}}{r} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_x}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} - \frac{v_{\theta}}{r^2} \right) \end{aligned} \right.$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_{\theta})}{\partial \theta} = 0 \quad (3.2.-18)$$

Componentele tensorului tensiunilor Reynolds sînt descrise de expresiile :

$$\left\{ \begin{aligned} \tau_{rr} &= -p + 2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} & \text{a) } \tau_{r\theta} &= \eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_{\theta}}{r} - \frac{v_r}{r} \right) & \text{d) } \\ \tau_{\theta\theta} &= -p + \eta \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{v_r}{r} \right) & \text{b) } \tau_{\theta x} &= \eta \left( \frac{\partial v_{\theta}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial \theta} \right) & \text{e) } (3.2.-19) \\ \tau_{rx} &= -p + \eta \frac{\partial v_x}{\partial x} & \text{c) } \tau_{xr} &= \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) & \text{f) } \end{aligned} \right.$$

Considerîndu-se ecuația (3.2.-18c) în condițiile simplificatoare : fluid ideal, curgere axial-simetrică se obține :

$$\frac{\partial(v_{\theta} r)}{\partial t} = 0 \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (3.2.-20)$$

care integrată conduce la relația (3.2.-17) .

În concordanță cu teoria potențialului, condiția necesară și suficientă ca o curgere să fie potențială este ca valoarea integralei între două puncte aparținînd domeniului curgerii să fie independentă de drumul dintre ele, ceea ce matematic se traduce prin :

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} d\vec{r} = 0 \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (3.2.-21)$$

Dacă centrul sistemului este înconjurat de o curbă închisă  $C$ , atunci calculându-se circulația  $\Gamma$  ea nu este 0, ci are o valoare constantă. Presupunând curba închisă  $C$ , un cerc de rază  $r$ , circulația devine :

$$\Gamma = 2\pi r \frac{K}{r} = 2\pi K \quad \text{--- --- --- --- ---} \quad (3.2.-22)$$

Această valoare a circulației reprezintă turbionul într-un punct singular, care introdusă în relația (3.2.-17) se obține :

$$v_{\theta} = \frac{K}{r} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{r} \quad \text{--- --- --- ---} \quad (3.2.-23)$$

Dacă  $r = 0$ , rezultă  $v_{\theta} \rightarrow \infty$ , deci curgerea are sens fizic numai dacă are o zonă centrală de rază finită. Această "inimă" a curgerii poate exista ca mișcare a fluidului de tip "rotăția corpului solid".

Dependența între viteza tangențială a turbionului și rază s-a trasat pentru mișcarea turbionară forțată și liberă (fig.3.2.-1.).

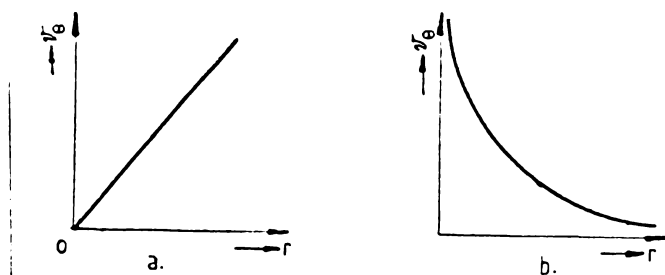


Fig.3.2.1. Dependența  $v_{\theta} = f(r)$  pentru mișcarea turbionară .

- a- mișcarea turbionară forțată
- b- mișcarea turbionară liberă

Pentru a putea prezenta distribuția radială a componentei tangențiale a vitezei în curgerile turbionare limitate întâlnite în practică, se utilizează modelul turbionului Rankine (fig.3,2.-2) .

Curgerea este divizată în două regiuni distincte, care prezintă o zonă de graniță comună: zona centrală a turbionului forțat, în care există și o componentă axială a vitezei însemnată și o zonă exterioară caracterizată de un turbion liber.

În fig.3.2.-2 se observă că componenta tangențială a vitezei are o valoare maximă în punctul de tranziție dintre cele două zone.

În cazul curgerii turbionare limitate, peretele exterior al GTIT exercită un efect restrictiv asupra curgerii și ca urmare componenta tangențială a vitezei nu atinge valoarea maximă exprimată teoretic cu relația (3.2.-17).

Modelul curgerii turbionare Rankine exprimă cu destulă acuratețe o curgere turbionară practică, cînd regiunea curgerii potențiale este descrisă de ecuația (3.2.-15), avînd valoarea exponentului  $n$  în domeniul (0,2 - 0,8) [25].

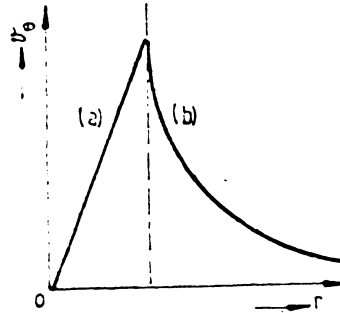


Fig.3.2.-2. Dependența  $v_\theta = f(r)$  pentru mișcarea turbionară combinată.

- a - mișcarea turbionară forțată (ecuația 3.2.-16)
- b - mișcarea turbionară liberă (ecuația 3.2.-17)

Caracteristicile generale ale mișcării turbionare teoretice se prezintă în tabelul 3.2.-1.

Tabel 3.2.-1.

Curgerea Mărimea	Turbion forțat (rotația corpului solid)	Turbion liber (turbion potențial)	Turbion combinat (Rankine)
Distribuția vitezei tangențiale $v_\theta$	$K'r$	$\frac{K}{r}$	$\frac{K'}{r} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \right]$
Viteza unghiulară $\omega$	ct.	-	-
Circulația $\Gamma$	$2\pi\omega r^2$	$2\pi K$	$2\pi K' \left[ 1 - e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \right]$
Turbionarea	$4\pi\omega = ct$	0	$\frac{4\pi K'}{r_0^2} e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}$

**3.2.-3. Ecuatiile impulsului și momentului cinetic .**

Ecuatia de continuitate (3.2.-5) se scrie în ipotezele: **curgere cvasistaționară** ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) și **axial-simetrică** ( $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ ) :

$$\frac{\partial(\rho \cdot v_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho \cdot r \cdot v_r)}{\partial r} = 0 \quad \text{---} \quad (3.2.- 24)$$

Integrîndu-se într-o secțiune transversală a jetului, după o scriere convenabilă, se obține expresia :

$$\frac{d}{dx} \int_0^r \rho \cdot r \cdot v_x \cdot dr = -(\rho \cdot r \cdot v_r)_{\infty} \quad \text{---} \quad (3.2.- 25)$$

In ipoteze similare se tratează ecuația (3.2.-18a).

$$v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{---} \quad (3.2.- 26)$$

sau

$$(\rho \cdot v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x}) r dr = -(\rho \cdot r \cdot v_r \cdot d v_x)$$

care prin integrare devine :

$$\frac{d}{dx} \left[ \int_0^{\infty} (\rho \cdot v_x^2 + (p - p_{ref})) r dr \right] = -(\rho \cdot r \cdot v_r \cdot v_x)_{\infty} \quad \text{---} \quad (3.2.- 27)$$

In mod identic se procedează cu ecuația (3.2.-18c) .

$$v_r \frac{\partial v_{\theta}}{\partial r} + v_x \frac{\partial v_{\theta}}{\partial x} + \frac{v_r \cdot v_{\theta}}{r} = 0 \quad \text{---} \quad (3.2.- 28)$$

sau

$$(\rho \cdot v_x \frac{\partial v_{\theta}}{\partial x}) r^2 dr = -(\rho \cdot r^2 \cdot v_r \cdot d v_{\theta})$$

care integrată devine :

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} \rho \cdot v_x \cdot v_{\theta} \cdot r^2 dr = -(\rho \cdot r^2 \cdot v_r \cdot v_{\theta})_{\infty} \quad \text{---} \quad (3.2.- 29)$$

In cazul sistemului jetului liber se aplică următoarele condiții de graniță :

$$r=0 \Rightarrow \begin{cases} v = \text{finit} \Rightarrow \frac{\partial v_x}{\partial r} = 0 & v_r = 0 ; v_{\theta} = 0 \\ p = \text{finit} \Rightarrow \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \end{cases} \quad \text{---} \quad (3.2.- 30)$$

$$r \rightarrow \infty \Rightarrow v_x \rightarrow 0 ; v_r \rightarrow 0 ; v_{\theta} \rightarrow 0 ; p \rightarrow 0 ; r^2 \rightarrow 0 \quad \text{---} \quad (3.2.- 31)$$

Semnificația fizică a ecuației (3.2.-25) este că viteza de creștere a debitului masic cu distanța axială este egală cu viteza de antrenare a masei fluidului înconjurător.

In ecuația (3.2.-27) termenul din membrul drept este 0, cînd  $r v_r = \text{finit}$  și  $v_r = 0$  la  $\infty$ , ceea ce permite rescrierea sub forma :

$$\int_0^{\infty} (\rho \cdot v_x^2 + (p - p_{ref})) r dr = G_y = ct \quad [N] \quad \text{---} \quad (3.2.- 32)$$

care reprezintă ecuația impulsului total :

În relația (3.2.-32) membrul drept este proporțional cu produsul fluxului de antrenare finit  $[-(2\pi \cdot \rho \cdot r \cdot v_r)_{\infty}]$  pe unitatea de lungimea a jetului cu circulația  $\Gamma = (2\pi r v_{\theta})_{\infty}$  calculată în jurul jetului.

Pentru un jet turbionar deșușind într-un mediu imobil se obține următoarea expresie :

$$\int_0^{\infty} \rho v_x v_{\theta} r dr = G_{\phi} = ct \quad [Nm] \quad \text{---} \quad (3.2.-33)$$

care constituie ecuația momentului cinetic.

Ecuația impulsului total  $G_x$  este suma dintre termenul dinamic  $G_{xd}$  și termenul static  $G_{xs}$  .

$$G_x = G_{xd} + G_{xs} = \int_0^{\infty} \rho v_r^2 r dr + \int_0^{\infty} (\rho - \rho_{ref}) r dr \quad [N] \quad \text{---} \quad (3.2.-34)$$

Se observă că termenul static este dependent de modul de alegere a presiunii de referință la care se raportează presiunea statică.

### 3.3. Criterii de recirculație pentru jeturi limitate.

Jetul limitat, adică acel jet care expandează într-un spațiu limitat (focar), se caracterizează printr-o modificare a distribuției cîmpurilor de viteză ca urmare a efectului de "limitare" al pereților. Această modificare produce transformarea unei părți a impulsului de reacție al jetului în presiune, ceea ce conduce la creșterea presiunii în zona fine focar, opusă polului jetului și la apariția unei curgeri inverse .

Jetul limitat poate fi un sistem de unu sau două fluide, cu sau fără reacție între ele.

În cazul jetului limitat cu un fluid toate aspectele importante ale curgerilor cu recirculație pot fi corelate satisfăcător pe baza analizei teoretice a lui Curtet [4] și colaboratorilor [2] de la l'Université de Grénoble, redemonstrată de Brighton și alții de la Penn State University.

Pentru sistemul de două fluide între care au loc reacții chimice analiza este mult mai complexă.

#### 3.3.1. Criteriul de recirculație Craya-Curtet .

A. Craya și R. Curtet [2] au dezvoltat o teorie aproximativă asupra jeturilor limitate, studiind efectul de "limitare"

în cazul unui sistem în care se amestecă două jeturi coaxiale, în curgere axial-simetrică (bidimensională), care au aceeași densitate, dar viteze inițiale diferite.

Jetul primar cilindric de rază  $r_1$  și viteză  $v_{x_1}$  este situat pe axa de simetrie a focarului, iar jetul coaxial este admis cu viteza  $v_{x_2}$  prin întreaga secțiune  $r_2$  a focarului cilindric.

Teoria permite determinarea valorii debitului recirculat în diverse secțiuni ale focarului cilindric, ca și a poziției aproximative a punctului care marchează începutul recirculației și a punctului corespunzător debitului recirculat maxim cu ajutorul unui parametru de similitudine.

S-au luat în considerație următoarele ipoteze: tensiunea de frecare la perete se neglijează; densitatea uniformă; curgera la exteriorul jetului se consideră irotațională și uniformă; gradientul presiunii radiale se neglijează; profilele vitezei în jet se consideră similare înaintea punctului de impact la perete (notat P).

Ipoteza a doua este valabilă pentru lichide sau gaze cu  $Ma < 0,2$ . Presupunerea a treia este determinată de condițiile de intrare ale jetului secundar. Considerația a cincea este valabilă când  $Re_1$  este destul de mare pentru ca jetul primar să fie complet turbulent și  $R_2 / R_1 \gg 1$ .

Utilizându-se presupunerea a treia și aplicînd legea lui Bernoulli se determină relația între presiunea în punctul P și viteza jetului secundar în acest punct. Dacă viteza fluidului în exteriorul jetului tinde la 0 înainte de descompunerea jetului pe perete se produce recirculația. Acest caz critic, care împarte curgerea în cu recirculație și fără recirculație, se produce atunci când jetul atinge peretele tocmai când viteza secundară este 0.

Criteriul pentru ocurența recirculației se scrie :

$$\frac{(r_1/r_2)^2 + (v_{x_2}/v_{x_1})^2 (1 - r_2^2/r_1^2) - 0,5(v_{x_2}/v_{x_1})^2}{(D/\pi r_2^2 v_{x_1})^2} > \beta_D \quad \text{--- (3.3.- 1)}$$

Factorul de moment se notează :

$$\beta = \frac{\int v_x^2 dA}{(\int v_x dA)^2} \quad \text{--- (3.3.- 2)}$$

Criteriul de recirculație exprimat de inegalitatea (3.3.-1.) a fost dezvoltat de Curtet, care a realizat o analiză detaliată a domeniului curgerii propunând parametrului  $m_0$  definit de relația :

$$m_0 = \frac{r_1^2 (v_{x1}^2 - v_{x2}^2) + v_{x2}^2 \frac{r_2^2}{r_1}}{(D^2/\pi^2 r_2^2)} - 0,5 \quad (3.3.- 3)$$

Inegalitatea (3.3.-1) se poate scrie :

$$(m_0 + 0,5) > \beta_p \quad (3.3.-4)$$

Becker [22] a numit numărul Craya-Curtet expresia :

$$C_c = \frac{1}{\sqrt{m_0}} \quad (3.3.- 5)$$

ceea ce permite exprimarea criteriului de ocurență a recirculației funcție de acest număr :

$$C_c < (C_c)_{crit} \quad (3.3.- 6)$$

Utrysko [22] pe baza numeroaselor studii efectuate la l'Université de Grenoble a arătat că pentru  $C_c < 0,95$  recirculația se produce în mod stabil, iar pentru  $C_c > 1,05$  ea nu are loc.

### 3.3.2. Criteriul de recirculație Thring-Newby.

M.W.Thring și M.P.Newby [1] au studiat un sistem cu un singur fluid de densitate constantă, pentru care au propus parametrul :

$$\vartheta = \frac{\dot{M}_1 + \dot{M}_2}{\dot{M}_1} \frac{r_1}{r_2} \quad (3.3.- 7)$$

care se aplică, în condițiile  $Re_1$  mare și raportul razelor  $r_2/r_1 \gg 1$ .

Dacă  $r_2/r_1 = 10$ , valoarea parametrului Thring-Newby, corespunzând lui  $C_c = 1$ , este  $\vartheta = 0,96$ , deci cu cât raportul razelor este mai mare, criteriul de recirculație poate fi exprimat cu aproximație suficientă de relația :

$$\vartheta < 1 \quad (3.3.- 8)$$

L.J.Sayes și colaboratorii [22] au ajuns la concluzia că parametrul de recirculație Craya-Curtet guvernează curgerile cu recirculație când numărul Reynolds al jetului este  $Re > 5000$  și raportul razelor  $r_2/r_1 > 5$ , iar parametrul de recirculație Thring-Newby este valabil pentru rapoarte ale razelor  $r_2/r_1 > 10$ .

Obiectivul final al lucrării lui Thring-Newby a fost elaborarea unei teorii pe baza căreia să se proiecteze focarele echipate cu arzătoare cu flacără de difuzie pe baza rezultatelor experimentale obținute pe sisteme cu un singur fluid, mai mici.

S-a propus generalizarea parametrului de recirculație  $\theta$ , bazat pe conceptul diametrului jetului echivalent definit de :

$$r_{\text{ech}} = r_1 \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_{\text{ga}}}} \quad \text{--- --- ---} \quad (3.3-9.)$$

ceea ce permite scrierea expresiei generale a numărului Thring-Newby :

$$\theta = \frac{\dot{M}_1 + \dot{M}_2}{\dot{M}_1} \cdot \frac{r_{\text{ech}}}{r_2} \quad \text{--- ---} \quad (3.3.-10)$$

Relația este valabilă în următoarele ipoteze: reacțiile de ardere afectează modelul amestecului numai prin efectul temperaturii și densității; densitatea produselor de ardere  $\rho_{\text{ar}}$  și temperatura reală a produselor de ardere  $T_{\text{ga}}$  sînt considerate constante; sistemul este cu un singur fluid care respectă condiția  $r_2/r_1 > 10$ , deoarece se extind rezultatele de la jetul turbulent liber la jetul turbulent limitat.

Toate elementele care intră în evaluarea lui  $\theta$ , se pot calcula din geometria focarului și condițiile de intrare, cu excepția lui  $\rho_{\text{ar}}$  care necesită cunoașterea transferului de căldură flacără-pereți.

Se poate conchiziiona că procedeul lui Thring și Newby, care constă în aplicarea criteriului de similitudine :

$$(\theta)_{\text{iz}} = (\theta)_{\text{ar}} \quad \text{--- --- ---} \quad (3.3.-11)$$

este de un real ajutor pentru înțelegerea mecanismului jeturilor arzînde limitate, dar este îngrădit de o serie de factori : un număr mare de ipoteze este presupus, care deși par reale, nu se poate estima efectul lor cantitativ; aplicarea procedeeului este limitată pentru cazurile  $r_2/r_1 > 10$ ; dificultăți deosebite în determinarea lui  $\rho_{\text{ar}}$ .

L.J. Saeys și colaboratorii [22] au propus o metodă de determinare a lui  $\rho_{\text{ar}}$  pornindu-se de la geometria focarului și termodinamica arderii.

Densitatea gazelor de ardere, predeterminată teoretic, poate fi scrisă funcție de temperatura reală a produselor de ardere  $T_{\text{ga}}$ , dacă se consideră că acestea sînt gaze perfecte ani cîndu-se ecuația de stare :

$$\rho_{\text{ga}} = \frac{p \mu_{\text{ga}}}{R T_{\text{ga}}} \quad \text{--- --- ---} \quad (3.3.-12.)$$



Temperatura reală a gazelor de ardere se poate exprima ca o fracție din temperatura adiabată de ardere  $T_{ad}$ , deoarece ea depinde de transferul de căldură din focar care poate fi luat în considerație prin factorul de "proiectare a focarului"  $\Gamma$ . Relația (3.3.-12) devine :

$$\rho_{ga} = \frac{\rho \mu_{ar}}{R T_{ad}} \quad \text{---} \quad (3.3.-13.)$$

Procedeu constă în determinarea lui  $\Gamma$  pentru care inegalitatea (3.3.-8.) este valabilă fiind  $\rho_{ar}$  este dată de relația (3.3.-13.).

Dacă se aplică analiza pentru un sistem cu un singur fluid la un sistem în care fluidul primar este combustibilul și fluidul secundar aerul rezultă criteriul de recirculație :

$$\Gamma > \beta_{ar} \frac{\rho_2}{\bar{\rho}_{ga}} \quad \text{---} \quad (3.3.-14.)$$

unde  $\bar{\rho}_{ga}$  este densitatea medie a amestecului în secțiunea unde jetul atinge pereții, iar :

$$\bar{\rho}_{ga} = \frac{A \bar{\rho}_{ga} \int v_x^2 \rho dA}{(\int u \cdot \rho dA)^2} \quad \text{---} \quad (3.3.-15.)$$

și criteriul adimensional pentru jetul limitat arzând :

$$\Gamma = \frac{\rho_1/\rho_2 (r_1/r_2)^2 + (v_{x2}/v_{x1})^2 (0,5 - r_1^2/r_2^2)}{\rho_1/\rho_2 - (r_1/r_2)^2 + v_{x2}/v_{x1} (1 - r_1^2/r_2^2)} \quad \text{---} \quad (3.3.-16.)$$

Pentru un sistem de fluid unic  $\rho = \rho_1 = \rho_2$ ,  $\Gamma = m + 0,5 \cdot \beta_{ar} = \beta_2$  astfel că ecuațiile (3.3.-14.) și (3.3.-1) sînt echivalente.

Dacă factorul  $\beta_{ar}$  este universal pentru toate jeturile, atunci :

$$\beta_{ar} = \beta_p \quad \text{---} \quad (3.3.-17.)$$

Deci  $\bar{\rho}_{ar}$  (ecuația 3.3.-14) este strîns legată de densitatea flăcării  $\bar{\rho}_{ar}$ , care apare în parametrul de corelație Thring-Newby, și este de forma :

$$\bar{\rho}_{ar} = \frac{\rho_{ar} \mu_{ar} T'}{R \alpha T_{ad}} \quad \text{---} \quad (3.3.-18.)$$

Densitatea aerului la intrare se exprimă cu relația :

$$\rho_2 = \frac{\rho_0 \mu_2}{R T_2} \quad \text{---} \quad (3.3.-19.)$$

Presiunea absolută  $\rho_{ar}$  în punctul unde recirculația începe, va fi diferită de presiunea de intrare  $\rho_0$ , pentru că la vitezele de alimentare cu aer a focarelor, presiunea modificată

înainte de începerea recirculației este mică în comparație cu presiunea totală și deci :

$$\frac{p_2}{\bar{p}_{ar}} = \frac{\mu_2}{\mu_{ga}} \frac{T_{ad} T'}{T_2} \quad (3.3.-20.)$$

Criteriul de recirculație devine :

$$\Gamma > \beta_p \frac{\mu_2}{\mu_{ar}} \frac{T_{ad}}{T_2} T' \quad (3.3.-21.)$$

Definiția lui  $T'$  dată de relația (3.3.-18.) este similară cu cea dată lui  $T$  cu relația (3.3.-13).  $\rho_{ga}$  (3.3.-13) era densitatea produselor de ardere complete, iar  $\bar{\rho}_{ga}$  este densitatea flăcării medii a amestecului unde jetul atinge pereții.

În general jeturile arzînde ating pereții înainte de arderea completă, temperatura în această secțiune este mai mică ca  $T_{ga}$ .

Deci  $\rho_{ga} < \bar{\rho}_{ga}$  și deci  $T' < T$ .

Această metodică permite utilizarea parametrilor  $\theta$  și  $\Gamma(T_2/T_{ar})$  ca parametri de corelare pentru curgerile cu  $Re < 5000$ .

#### 3.4. Criteriul adimensional al intensității de turbionare pentru jeturile turbionare.

În cazul jeturilor turbionate cu circulația  $\Gamma = 0$ , dacă impulsul  $G_x$  și momentul cinetic  $G_\phi$  sînt invariante, atunci se poate defini numărul de turbionare  $S$ , care este un criteriu adimensional pentru caracterizarea intensității curgerii turbionare, introdus de Chigier și Beér [8] :

$$S = \frac{G_\phi}{G_x \cdot r_c} = \frac{\int_0^\infty \rho \cdot v_x \cdot v_\theta \cdot r^2 dr}{r_c \int_0^\infty [\rho \cdot v_x^2 + (\rho - \rho_{ref})] r dr} \quad (3.4.-1.)$$

S-a notat cu  $r$  mărimea (dimensiunea) caracteristică a generatorului de turbionare, ajutorului, din care iese jetul turbionat.

Acest număr de turbionare astfel definit nu caracterizează complet jetul, deoarece nu-i asigură unicitatea proprietăților, căci curgerea în continuare este dependentă și de alți factori ca: geometria ajutorului de ieșire și efectul de limitare al pereților focarului. Clasificarea curgerilor turbionare în funcție de numărul de turbionare  $S$  se prezintă astfel :

- cazul curgerii neturbionare  $S=0$ , care se studiază pe baza

teoriei stratului limită, neglijându-se variațiile presiunii ;  
- cazul curgerilor turbionare : slabe ( $0 < S < 0,2$ );  
moderate ( $0,2 < S < 0,5$ ) și puternice ( $S \geq 0,6$ ).

În domeniul turbionărilor slabe, ecuațiile stratului limită se pot aplica, căci variațiile presiunii fiind mici le influențează puțin. Gradientul de presiune axial este mic și nu produce recirculație.

Pentru turbionările moderate ecuațiile cuprinzând variația presiunii ridică probleme, dar se pot încă utiliza.

Turbionările puternice prezintă gradienti de presiune radiali și axiali puternici în zona limitrofă ajutajului de ieșire, ceea ce crează o ZCR puternică. În acest caz trebuie să se rezolve ecuațiile eliptice complete .

O metodă unanim acceptată pentru stabilirea numărului de turbionare constă în determinarea experimentală a distribuțiilor radiale ale componentelor axială și tangențială ale vitezei, precum și a presiunii statice și introducerea lor în expresiile impulsului total și momentului cinetic.

### 3.4.1. Numărul de turbionare al GTIP.

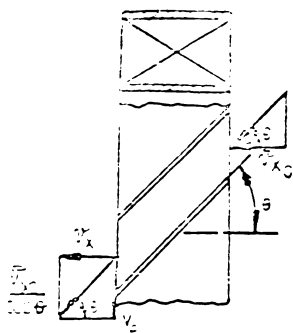
În cazul jeturilor izoterme libere, sau în condiții de "ardere" momentul cinetic și impulsul se conservă.

Calcularea acestor expresii presupune, așa cum s-a arătat, determinarea cu acuratețe a distribuțiilor componentelor vitezei și a presiunii statice în secțiunile transversale ale jetului turbionar.

De aceea s-au dezvoltat metode de stabilire a lui  $G_{\phi}$  și  $G_{xd}$  (impulsul dinamic) plecându-se de la datele de intrare ale diverselor tipuri de GT. Termenul impulsului static  $G_{xs}$  fiind dificil de determinat prin această metodă, când se calculează numărul de turbionare din distribuția vitezei de intrare în generator, se omite  $G_{xs}$ .

Numărul de turbionare exprimat pe baza relațiilor pentru  $G_{\phi}$  și  $G_y$  exprimă un criteriu semnificativ de similitudine a jeturilor turbionate produse de GT similare geometric.

La trecerea aerului prin paletetele GTIP acesta este accelerat astfel că viteza crește de la o valoare  $\bar{v}_{x_0}$  la valoarea  $\bar{v}_{x_0}/\cos \vartheta$ , care se descompune într-o componentă axială  $v_x = \bar{v}_{x_0}$  și o componentă tangențială  $v_\vartheta = \bar{v}_{x_0} \operatorname{tg} \vartheta$  (fig.3.4.-5).



Kerr și Fraser [12,13] au presupus că distribuția vitezei și presiunii este uniformă în planul de intrare și de ieșire al GTIP și că tot fluidul părăsește GTIP sub unghiul de înclinare a paletetei.

Fig.3.4.-5.Descompunerea vitezei la ieșire din GTIP

Astfel relația momentului cinetic devine :

$$G_\phi = \int_{r_i}^{r_e} v_x \cdot v_\vartheta \cdot \rho \cdot 2\pi r^2 dr = 2\pi \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta \int_{r_i}^{r_e} r^2 dr = \frac{2}{3} \pi \rho \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^3 - r_i^3) \operatorname{tg} \vartheta \quad (3.4.-2)$$

Mathur și Maccallum [17,18] au utilizat această exprimare a momentului cinetic, în timp ce Kerr și Fraser [12,13], respectiv Baltagui și Maccallum [39,40] au preferat o scriere de forma :

$$G_\phi = \frac{\pi}{12} \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \left[ d_e (1 - \rho^3) \right]^3 \frac{1 - \rho^3}{(1 - \rho^2)^{3/2}} \operatorname{tg} \vartheta \quad (3.4.-3)$$

Momentul cinetic real se exprimă cu formula :

$$G_\phi^{\text{re}} = k_\phi \frac{2}{3} \pi \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^3 - r_i^3) \operatorname{tg} \vartheta \quad (3.4.-4)$$

Coefficientul  $k_\phi > 1$ , deoarece grosimea paletetei, stratul limită și fenomenul de desprindere conduc la o diminuare a secțiunii utile și deci la o creștere a vitezei în raport cu cea teoretică .

Impulsul dinamic este dat de relația :

$$G_{xd} = 2\pi \rho \int_{r_i}^{r_e} v_x^2 r dr = 2\pi \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \int_{r_i}^{r_e} r dr = \pi \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^2 - r_i^2) \quad (3.4.-5)$$

În mod similar, ca în cazul de mai sus, se poate scrie :

$$G_{xd} = \frac{\pi}{4} \left[ d_e (1 - \rho^2)^{1/2} \right]^2 \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \quad (3.4.-5')$$

Impulsul dinamic real se exprimă cu formula :

$$G_{xd}^{\text{re}} = k_x \cdot \pi \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^2 - r_i^2) \quad , \text{unde} \quad k_x > 1 \quad (3.4.-6)$$

Numărul de turbionare Sseva determina prin înlocuirea relațiilor momentului cinetic și impulsului în formula generală (3.4.-1.).

Astfel conform exprimării utilizate de Mathur și Maccallum [17,18] se obține :

$$S = \frac{G_{\Phi}}{G_x r_e} = \frac{\frac{2}{3} \pi \rho \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^3 - r_i^3) \operatorname{tg} \theta}{\pi \rho \bar{v}_{x_0}^2 (r_e^2 - r_i^2) r_e} = \frac{2}{3} \frac{1 - \rho^3}{1 - \rho^2} \operatorname{tg} \theta \quad (3.4.-7)$$

Formulara lui Kerr și Fraser [12,13], respectiv Baltagui și Maccallum [39,40] utilizează noțiunea de diametru echivalent al GTIP, notat  $d_{ech} = [d_e (1 - \rho^2)^{1/2}]$  :

$$S = \frac{G_{\Phi}}{G_x d_{ech}} = \frac{\frac{\pi}{12} \rho \bar{v}_{x_0}^2 [d_e (1 - \rho^2)^{1/2}]^3 \frac{1 - \rho^3}{(1 - \rho^2)^{3/2}} \operatorname{tg} \theta}{\frac{\pi}{4} [d_e (1 - \rho^2)^{1/2}]^2 \rho \bar{v}_{x_0}^2 [d_e (1 - \rho^2)^{1/2}]} = \frac{1}{3} \frac{1 - \rho^3}{(1 - \rho^2)^{3/2}} \operatorname{tg} \theta \quad (3.4.-8)$$

Relația de legătură între momentului cinetic și impulsul dinamic se obține prin introducerea relației (3.4.-6) în (3.4.-2):

$$G_{\Phi} = \frac{2}{3} G_{xd} \frac{r_e^3 - r_i^3}{r_e^2 - r_i^2} \operatorname{tg} \theta = G_{xd} R \operatorname{tg} \theta \quad (3.4.-9)$$

în care s-a notat raza de rotație :

$$R = \frac{2}{3} \frac{r_e (1 - \rho^3)}{1 - \rho^2} \quad (3.4.-10)$$

Se poate deci aprecia că numărul de turbionare al GTIP este o funcție de unghiul de înclinare a paletelor și de raportul diametrelor interior și exterior al GTIP.

### 3.4.2. Definierea unei noi exprimări a numărului de turbionare.

Baltagui și Maccallum [39,40], pornind de la propunerea lui Kerr [12] au dat o nouă formulare a numărului de turbionare în care diametrul focarului a fost adoptat ca dimensiune caracteristică.

Deci pentru jetul turbionar care deșeșează într-un focar, fără ambrazură, debitul masic recirculat în ZCR, adică dimensiunile geometrice ale acestuia depind nu numai de valoarea numărului de turbionare propriu GT ei și de dimensiunile transversale ale camerei de ardere .

Definiția numărului de turbionare  $S^*$ , relativ la diametrul focarului, este dată de expresia :

$$S^* = \frac{G_{\Phi}}{G_{xd} d_f} \quad (3.4.-11)$$

în care se observă că impulsul este determinat numai pe baza termenului său dinamic.

Din practica de cercetare proprie, axată pe studiul instalațiilor de ardere pe gaze și combustibil lichid [110], apreciem că o combinație judicioasă a nivelului de turbionare cu geometria arzător+ambrazură permite influențarea aerodinamicii flăcării cu rezultate benefice asupra stabilității, aprinderii și domeniului de reglaj.

Observațiile experimentale ale lui Chigier și Béer [8], Chedaille și alții [16] au evidențiat influența unui ajutor, montat după GT în "gura" arzătorului, asupra dimensiunilor geometrice ale ZCR instalată pe axa jetului turbionar.

În analiza modelelor de curgere stabilite în sistemul complet arzător+ambrazură-focar, în condițiile aplicării mișcării turbionare a aerului, trebuie să se țină seama de influența fiecărui element component al sistemului enunțat.

Pe baza similitudinii curgerilor turbionare în focare propunem introducerea unei noi exprimări a numărului de turbionare, notat  $S^{**}$ , în care dimensiunea caracteristică ține seama de geometria ambrazurii.

$$S^{**} = \frac{G_{\phi}}{G_{xd} \cdot r_{am}} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (3.4. - 12)$$

Susținem această afirmație cu următoarele considerente, pe care acum le enunțăm, urmînd ca pe parcursul lucrării să le demonstrăm :

a) distribuțiile radiale ale componentelor vectorului viteză și presiunii la ieșirea din GTIP sînt neuniforme ;

b) același model de arzător echipat cu GT (combinație GTIT+GTIP) poate da distribuții radiale ale componentelor vectorului viteză diferite în condițiile modificării geometriei ambrazurii ;

c) studiul experimental validează faptul că dimensiunile geometrice ale ZCR instalată pe axa jetului turbionat, sînt dependente de dimensiunea ambrazurii și mai puțin de diametrul exterior al GTIP.

d) creșterea impulsului total, pe baza măririi termenului corespunzător impulsului static se datorește modificării presiunii statice în condiții de ardere.

Această nouă definiție a numărului de turbionare în care s-a adoptat ca mărime caracteristică diametrul ambrazurii este susținută în special de punctele b) și c) ale argumentației de mai sus.

Calculul impulsului total al jetului turbionar întâmpină anumite greutăți în alegerea presiunii de referință care intră în expresia termenului static.

Alegerea corectă a presiunii de referință presupune discutarea următoarelor posibilități:

- presiunea atmosferică din exteriorul focarului: obiecția împotriva alegerii acestei variante o constituie faptul că în interiorul focarului presiunea statică generală variază funcție de condițiile de curgere și de contrapresiunea generată de secțiunea de ieșire ;

- presiunea statică la perete, în secțiunea de ieșire a focarului: aceasta este înă și ea variabilă în funcție de condițiile de curgere din secțiunea considerată ;

- presiunea statică din interiorul ZCR : obiecția contra acestei alegeri o constituie faptul că valoarea ei este afectată atât de vitezele tangențiale, care nu tind spre zero cât și de viteza de descompunere a jetului ;

- presiunea statică în centrul ZPR : datorită obiecțiilor formulate la punctele anterioare se poate alege ca presiune de referință presiunea statică din centrul ZPR pentru curgerea izotermă neturbionată.

Aceasta permite ca valoarea netă a termenului corespunzător impulsului static să introducă în impulsul total efectul turbionării și a condițiilor de ardere în cazul unei limitări similare.

Dar deoarece influența termenului static este suficient de redusă în definiția numărului de turbionare  $S^{**}$  se utilizează termenul dinamic al impulsului total. Numărul de turbionare  $S^{**}$  permite corelarea suficient de precisă atât în condiții izoterme cât și neizoterme a diverselor modele de curgere turbionară care se dezvoltă într-un focar de geometrie dată.

## Capitolul 4 . MODELAREA MATEMATICA A CURGERII TURBULENTE CU RECIRCULATIE .

### 4.1. Probleme generale ale procedeeelor de modelare a curgerilor turbulente .

Ecuatiile care descriu mişcarea unui fluid viscos în regim laminar ( . numere Re mici ) - ecuaţiile Navier - Stokes (pentru valori instantanee) au putut fi rezolvate pentru numeroase cazuri particulare prin metode numerice.

Pentru regimul de curgere turbulent se aplică ecuaţiile Reynolds (pentru valori medii), care deşi prezintă numeroase avantaje, introduc dezavantajul major legat de neliniaritatea lor.

Apar astfel necunoscute noi, ca de exemplu termeni de corelaţie dublă, care implică necesitatea introducerii unor "modele" ale turbulenţei care să permită rezolvarea acestor ecuaţii.

În elaborarea acestor "modele" ale turbulenţei există diverse nivele de descriere a curgerii turbulente, funcţie de ordinul termenilor de corelaţie utilizaţi.

Deci o primă problemă pe care o pune modelarea turbulenţei este alegerea nivelului de închidere, care trebuie să ţină cont de universalitatea modelului, complexitatea calculului, timpul de rulare a programului de calcul, etc.

O a doua problemă este alegerea ecuaţiilor utilizate pentru model. Obţinerea unui sistem închis se poate face prin trei metode : reducerea numărului de necunoscute; creşterea numărului de ecuaţii şi o combinaţie a celor două.

Reducerea numărului de ecuaţii constă în explicitarea necunoscutelor suplimentare în funcţie de necunoscutele principale, expresii care le numim generic "scheme".

Creşterea numărului de ecuaţii, fără modificarea numărului de necunoscute, constă în adoptarea unei ecuaţii schematizate. De aceea este oportună prezentarea ecuaţiilor exacte, adică cele deductibile matematic din ecuaţiile de bază Navier-Stokes, cât şi a ecuaţiilor modelate în care s-au introdus diverse "scheme".

Rezolvarea ecuaţiilor diferenţiale ale curgerii turbulente se face prin utilizarea metodei numerice bazată pe tehnica diferenţelor finite.



Această tehnică permite rezolvarea pe calculatorul electronic a unor ecuații de diferențe finite, care aproximează ecuațiile diferențiale.

Curgerile turbionare în regim turbulent în condiții de "ardere" constituie unul din sistemele cele mai generale care poate fi abordat teoretic.

În cazul curgerilor turbulente turbionare aplicate proceselor de ardere apar probleme de : antrenare de către jetul turbionat a fluidului din focar; gradienti de presiune, stabilitate, iar arderea generează variația densității, temperaturilor și concentrațiilor.

Dezvoltarea unor tehnici de măsură în domeniul curgerilor turbulente ca de exemplu anemometrul cu fir cald (pentru investigațiile pe modele izoterme), sau anemometrul cu laser (utilizat în condiții de "ardere") au permis determinarea experimentală a termenilor aferenți mișcării pulsatorii în sistemele de ardere turbulente.

Este astfel posibilă o verificare experimentală a "schemelor de închidere" adoptate.

Modelul matematic global al unei flăcări industriale trebuie să cuprindă trei modele parțiale: modelul curgerii (aerodinamica arderii); modelul reacțiilor chimice de ardere (termochimia arderii) și modelul transferului de căldură.

Analiza unor lucrări de referință în domeniul modelării flăcării ca de exemplu [63] , [78] , [34] ne-a permis să observăm că modelele parțiale au fost dezvoltate inegal. Astfel în special modelul reacțiilor chimice de ardere este mult simplificat și deci departe de realitatea fizică. De altfel s-a atașat cu predilecție arderea  $CH_4$  pur, dar fără să fie luate în considerație toate speciile chimice din produsele de ardere .

De aceea urmărindu-se obiectivele strategice enunțate în paragraful 1.2 s-a modelat matematic curgerea turbionară izotermă cu desprindere internă (ZCR) cu aplicație la un sistem complet arzător+ambrazură-focar.

#### 4.2. Ecuațiile diferențiale ale mișcării fluidelor în curgerea turbulentă.

Modelele de curgere în majoritatea flăcărilor industriale se află în regim turbulent, caracterizat prin aceea că traiectoriile particulelor de fluid se modifică brusc, în parametrii

mişcării (viteză, presiune, etc.) variază neregulat ca mărime și direcție.

Structural această mișcare este o suprapunere a unei mișcări de agitație a particulelor, care nu este însă la nivel molecular adică o agitație termică moleculară, peste o mișcare medie.

Datorită structurii complicate a câmpului curgerii, un calcul teoretic total al mișcării turbulente este lipsit de perspectivă.

De altfel în calculele ingineresti pentru flăcările industriale sîntem mai puțin interesați de structura momentană a turbulenței și mai mult de valorile medii temporale ale mărimilor de câmp într-un focar.

Descrierea matematică a structurii mișcării turbulente, care este privit ca un proces stohastic, presupune pentru valoarea momentană a mărimii  $\Phi$ , însumarea unei valori medii temporale  $\bar{\Phi}$  și a unei valori pulsatorii  $\Phi'$ :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2. - 1)$$

în care

$$\bar{\Phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi dt \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2. - 2)$$

Intervalul de timp  $\Delta t$  este suficient de mare pentru ca valoarea medie calculată să nu depindă de timp, iar  $t$  este un timp inițial ales arbitrar, astfel că mișcarea medie este considerată staționară, iar cea turbulentă, cvasistaționară.

Conform definiției (4.2.-2), medierea valorii pulsatorii devine :

$$\bar{\Phi}' = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi' dt = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2. - 3)$$

Dar  $\Phi = \Phi(x, y, z, t)$  poate fi o funcție scalară sau vectorială astfel că valorile momentane ale mărimilor ce intervin în studiul jeturilor în focare se scriu :

- pentru variabilele dependente ale ecuațiilor de bilanț:

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}' \quad \text{--- --- ---} \quad \text{a)}$$

$$p = \bar{p} + p' \quad \text{--- --- ---} \quad \text{b)}$$

- pentru mărimile termodinamice de stare :

$$s = \bar{s} + s', \quad s' = 0 \quad \text{--- ---} \quad \text{c)}$$

$$T = \bar{T} + T' \quad \text{--- --- ---} \quad \text{d)} \quad (4.2. - 4)$$

- pentru proprietăți moleculare de transport :

$$\gamma = \bar{\gamma} + \gamma', \quad \gamma' = 0 \quad \text{--- ---} \quad \text{e)}$$

- pentru fluxurile de difuzie :

$$T_{ik} = \bar{T}_{ik} + T'_{ik} \quad \text{--- --- f)}$$

- pentru forța masică specifică :

$$\vec{f} = \bar{f} \quad \text{--- --- g)}$$

**4.2.1. Exprimarea vectorial-tensorială a ecuațiilor de bilanț .**

Forma generală a ecuației de bilanț pentru o proprietate generală  $\phi$  a fluidului, exprimată cu descrierea Euler a mișcării, se scrie :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi\vec{v} + \vec{\Pi}_{\phi}) - S(\phi) = 0 \quad \text{--- --- (4.2.- 5)}$$

[Termen var.]    [Termen convectie și difuzie]    [Termen sursa]  
temporală

Ecuațiile de bilanț pentru masa totală și impulsul total devin pentru regimul de curgere nestaționară, laminară a fluidului viscos compresibil :

• ecuația de continuitate (3.2.-7) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{v}) = 0$$

[Termen var.]    [Termen conv.]  
temporală    și difuzie

• ecuația impulsului total :

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \text{div}(\rho\vec{v}) - \text{Div} T_{ik} - \rho\vec{f} = 0 \quad \text{--- --- (4.2.- 6)}$$

in care tensorul tensiunilor  $T_{ik}$ , exprimat cu ecuația (3.2.-7) se exprimă de forma :

$$T_{ik} = 2\eta \left[ a_{ik} - \left( \frac{1}{3} \text{div} \vec{v} \right) \delta_{ik} \right] - p\delta_{ik} = T_{ikv} - p\delta_{ik} \quad \text{--- --- (4.2.- 7)}$$

Ecuația (4.2.-6) devine :

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \text{div}(\rho\vec{v}) - \text{Div} T_{ikv} + \text{grad} p - \rho\vec{f} = 0 \quad \text{--- --- (4.2.-8)}$$

[Termen var.]    [Termen conv și difuzie]    [Termen sursă]  
temporală

In regim de curgere nestaționară, turbulentă a fluidului viscos compresibil ecuațiile de bilanț se scriu pentru valorile medii temporele :

• ecuația de continuitate :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \text{div}(\bar{\rho}\vec{v} + \bar{\rho}\vec{v}') = 0 \quad \text{--- --- (4.2.- 9)}$$

• ecuația impulsului total :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\vec{v} + \bar{\rho}\vec{v}')}{\partial t} + (\vec{v} + \vec{v}') \text{div}[\bar{\rho}(\vec{v} + \vec{v}')] - \text{Div}(\bar{T}_{ikv} + T'_{ikv}) + \text{grad}(\bar{p} + p') - \rho\vec{f} = 0 \quad \text{--- --- (4.2.-10)}$$

$$\text{sau } \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{v} + \bar{\rho}\bar{v}')}{\partial t} + \bar{v} \operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{v} + \bar{\rho}\bar{v}') + \bar{v}' \operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{v} + \bar{\rho}\bar{v}') - \operatorname{Div}(I_{k_v} + I_{k_v}') + \operatorname{grad}(\bar{p} + p') - \bar{\rho}\bar{f} = 0 \quad (4.2.-10')$$

Dacă ecuațiile (4.2.-10) și (4.2.-10') sînt supuse operației de mediere, după unele simplificări și rearanjări se obțin expresiile general utilizate în calculele ingineresti ale regimurilor de curgere turbulente :

• ecuația de continuitate :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{v}) = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2.-11)$$

• ecuația impulsului total :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\bar{v})}{\partial t} + \operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{v}\bar{v}) + \operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{v}'\bar{v}') - \operatorname{Div} I_{k_v} + \operatorname{grad} \bar{p} - \bar{\rho}\bar{f} = 0 \quad \text{--- ---} \quad (4.2.-12)$$

$$\text{sau } \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{v})}{\partial t} + \operatorname{Div}(\bar{\rho}\bar{v}\bar{v} + \bar{\rho}\bar{v}'\bar{v}' - I_{k_v}) + \operatorname{grad} \bar{p} - \bar{\rho}\bar{f} = 0 \quad \text{--- ---} \quad (4.2.-12')$$

Făcîndu-se o comparație între ecuațiile de bilanț pentru regimul turbulent și cele pentru regimul laminar se observă apariția termenului de corelație de tipul  $\bar{\rho}\bar{v}'\bar{v}'$  care fizic se traduce prin creșterea transportului de impuls .

Practic numai în apropierea unui perete solid, unde turbulența scade pe măsura micșorării distanței la perete, difuzia turbulentă devine de același ordin de mărime ca cea moleculară.

Sistemul format din ecuațiile (4.2.-11) și (4.2.-12) nu poate fi rezolvat fără introducerea unor "scheme de închidere".

#### 4.2.2. Exprimarea tensorială a ecuațiilor de bilanț .

Ecuațiile de bilanț pentru masa totală și impulsul total pentru regimul de curgere nestaționară, turbulentă a fluidului viscos compresibil (incompresibil) se scriu pentru valorile medii temporale astfel :

• ecuația de continuitate :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho}(v_i + v_i')] = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2.-13)$$

[Termen var.] [Termen convectie + ]  
temporală difuzie

pentru fluidul **incompresibil** :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{\rho}(v_i + v_i')] = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.2.-14)$$

. ecuația impulsului total :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}(\bar{v}_i+v_i'))}{\partial t} + \bar{\rho}(\bar{v}_k+v_k') \frac{\partial(\bar{v}_i+\bar{v}_i')}{\partial x_k} - \eta \frac{\partial^2(\bar{v}_i+v_i')}{\partial x_k^2} + \frac{\partial(\bar{p}+p')}{\partial x_i} - \bar{\rho} \cdot \bar{f}_i = 0 \quad \text{--- (4.2.-15)}$$

[Termen val temporală] [Termen convecție și difuzie] [Termen sursă]

$$\bar{\rho} \frac{\partial(\bar{v}_i+v_i')}{\partial t} + \bar{\rho}(\bar{v}_k+v_k') \frac{\partial(\bar{v}_i+\bar{v}_i')}{\partial x_k} - \eta \frac{\partial^2(\bar{v}_i+v_i')}{\partial x_k^2} + \frac{\partial(\bar{p}+p')}{\partial x_i} - \bar{\rho} \cdot \bar{f}_i = 0 \quad \text{--- (4.2.-16)}$$

Aceste ecuații sînt supuse unei medieri temporale, în conformitate cu regulile cunoscute, obținîndu-se pentru fluidul incompresibil următoarele expresii :

. ecuația de continuitate :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \cdot \bar{v}_i) = 0 \quad \text{--- (4.2.-17)}$$

. ecuația impulsului total :

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + v_k' \frac{\partial v_i'}{\partial x_k} - \eta \frac{\partial^2 v_i'}{\partial x_k^2} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \bar{f}_i = 0 \quad \text{--- (4.2.-18)}$$

Termenul  $v_k \frac{\partial v_i'}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v_k' v_i'})$ , care provine dintr-un termen de convecție, este interpretat fizic ca o tensiune suplimentară datorată transportului impulsului cu viteza de agitație  $v_k$  (tensiune Reynolds).

Rezolvarea sistemului format din ecuațiile (4.2.-17) și (4.2.-18) necesită utilizarea unor "scheme de închidere".

#### 4.3. "Scheme de închidere" în modelarea curgerilor turbulente .

În scopul limitării numărului de necunoscute al sistemului de ecuații exacte au fost elaborate "scheme de închidere".

Acestea la nivelul ecuațiilor Reynolds se limitează la expresiile tensiunilor Reynolds  $\overline{v_i' v_j'}$  își exprimă corelații duble de viteze împărțindu-se în două categorii : fenomenologice și matematice.

Schemele fenomenologice sînt cele care utilizează :

- legea gradient pentru caracterizarea procesului clasic de difuzie :

$$\overline{\Phi' v_j} = k \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_j} \quad \text{--- (4.3.- 1)}$$

unde  $\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$  este o mărime fizică transportabilă.

- forma "convecție", sau "gradient/convecție" .

Pentru formarea unei imagini mai clare în tabelul 4.3.-1 s-a prezentat o clasificare a schemelor de închidere de tipul  $\overline{v_i' v_j'}$  [91] .

Tabelul 4.3.-1.

Tipul schemei	$\overline{v_i' v_j'}$	Autorii
Scheme fenomenologice	Gradient simplu	Boussinesq 1877 Prandtl 1925 Karaman 1930 Taylor 1932 Kolmogorov 1942
	Convecție sau gradient/convecție	Townsend 1949 Hinze 1968 Béguier 1969
Scheme matematice		Lumley 1967 Mathieu 1971 Nast și alții 1973 Reynolds 1974

#### 4.3.1. Schemele fenomenologice de tip gradient .

În cazul tensiunilor Reynolds relația (4.3.-1.) conduce la o formulă a cărei expresie generală este :

$$\overline{v_i' v_j'} = -\nu_{tu} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ij} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-2)$$

Deci termenul de corelație  $\overline{v_i' v_j'}$  este proporțional cu tensorul vitezei medii de deformare  $\bar{a}_{ij}$  . Coeficientul de proporționalitate este un tensor de ordinul patru, ceea ce introduce complicații mari în rezolvarea analitică sau numerică, motiv pentru care s-a înlocuit cu viscozitatea cinematică turbulentă  $\nu_{tu}$  .

Termenul complementar  $(\frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ij})$  este introdus deoarece prin contracție ( $i=j$ ) și însumare formula rămâne corectă.

Deci aceste scheme fenomenologice conduc la introducerea ca necunoscută intermediară a viscozității cinematice turbulente. Rezultă necesitatea introducerii unei ipoteze suplimentare pentru calculul viscozității cinematice turbulente .

Tensorul tensiunilor  $T_{ij}$  se exprimă în mod similar cu tensorul  $T_{ij}$  utilizat în curgerea laminară :

$$T_{ij} = -\bar{p} \bar{v}_i \bar{v}_j - \eta_{tu} \left[ a_{ij} - \frac{1}{3} (\text{div } \bar{v}) \delta_{ij} \right] - \frac{1}{3} \bar{p} \cdot \bar{e} \cdot \delta_{ij} \quad (4.3.-3)$$

#### 4.3.1.1. Coefficientul de viscozitate turbulentă .

Boussinesq (1877) [51] pentru a simplifica ecuațiile Reynolds a introdus coeficientul de viscozitate turbulentă  $\eta_{tu} = \rho \cdot \nu_{tu}$ , avînd aceeași dimensiune cu viscozitatea dinamică (moleculară)  $\eta$  .

Ipoteza sa provine dintr-o analogie între fenomenele de transport a impulsului prin agitație moleculară, caracterizată la nivel microscopic al mediului continuu prin viscozitatea cinematică  $\nu$  a legii efortului tangențial de frecare a lui Newton și de transport prin pulsațiile vitezei turbulente .

Tensiunea de frecare aparentă pentru o mișcare uniformă după axa Ox este exprimată de relația :

$$T_{11} = -\bar{p} \bar{v}'_1 \bar{v}'_1 = \eta_{tu} \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} = \bar{p} \nu_{tu} \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_1} \quad (4.3.-4)$$

#### 4.3.1.2. Lungimea de amestec .

L. Prandtl (1925) [52] a formulat viscozitatea turbulentă introducînd "lungimea de amestec":

$$\eta_{tu} = \rho \cdot l_m \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.3.-5)$$

sau

$$\eta_{tu} = \bar{p} \cdot l_m^2 \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.3.-5')$$

care pentru o curgere de tip strat limită devine :

$$\eta_{tu} = \bar{p} \cdot l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (4.3.-6)$$

Explicitate pentru o curgere medie de tip strat limită, aceste două relații introduc "lungimea de amestec", care în fenomenul de transport joacă un rol analog parcursului liber din teoria cinetică a gazelor.

Prandtl a corectat formula (4.3.-6) pentru a evita  $\nu_{tu} = 0$ , cînd  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0$  prin introducerea unui gradient mediu într-un spațiu caracterizat de scara  $l_n$  :

$$\nu_{tu} = l_m^2 \sqrt{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)^2 + l_n^2 \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}\right)^2} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-7)$$

T.von Karaman (1930) a propus prin utilizarea unei ipoteze de similitudine o expresie pentru "lungimea de amestec" Prandtl :

$$l_m = \kappa \frac{\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}}{\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-8)$$

unde  $\kappa$  este constanta lui Karaman ( $\kappa = 0,48$ ; sau  $\kappa = 0,41$ ).

G.I.Taylor (1915 și 1932) a arătat că atunci cînd mărirea transportată este componenta longitudinală a impulsului :

$$\nu_{tu} = l_\omega^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-9)$$

$$\overline{uv} = -\frac{1}{2} l_\omega^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-9')$$

ceea ce conduce la dependența între lungimea de transport a rotaționalului și lungimea de amestec :

$$l_\omega = \sqrt{2} l_m \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-10)$$

#### 4.3.1.3. Schema de "închidere" Prandtl-Kolmogorov .

Kolmogorov (1942) [53] a arătat că viscozitatea cinematică turbulentă se exprimă cu relația :

$$\nu_{tu} = \frac{\bar{e}}{f} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-11)$$

unde  $f$  este frecvența caracteristică a mișcării turbioanelor purtătoare de energie :

Schema Prandtl-Kolmogorov (1945) este o relație de forma:

$$\nu_{tu} = l \sqrt{\bar{e}} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-12)$$

sau

$$\alpha_{tu} = \bar{\rho} \cdot l \sqrt{\bar{e}} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-12')$$

în care  $l$  este scara turbulenței, de același ordin ca și "lungimea de amestec" a lui Prandtl. Această scară a turbulenței caracterizează turbioanele purtătoare de energie.



Această schemă, cu ecuația de transport pentru scara turbulenței  $\ell$  a fost utilizată în modelele lui Rotta și Spalding și asigură o reprezentare corectă a realității în cazul curgerii unde producerea și disiparea sînt două procese preponderente ale bilanțului ecuației de transport a energiei cinetice pulsatorii .

4.3.1.4. Scheme de "închidere" cu două ecuații :

Lauder și Spalding [69] au introdus o a doua ecuație în modelul turbulenței exprimată printr-o variabilă .

$$\bar{z} = \bar{e}^m \cdot \ell^n \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (4.3.-13)$$

Astfel relația (4.3.-12) corespunzătoare schemei Prandtl Kolmogorov devine :

$$\nu_{tu} = \ell \sqrt{\bar{e}} = \bar{z}^{\frac{1}{n}} \cdot \bar{e} \left( \frac{1}{2} - \frac{m}{n} \right) \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (4.3.-14)$$

în care constantele au valorile propuse de Rotta ; .

Spalding [67] a propus pentru a doua variabilă o expresie proporțională cu pătratul frecvenței introduse de Kolmogorov :

$$\bar{W} = f^2 = \frac{\bar{e}}{\ell^2} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (4.3.-15)$$

4.3.2. Criterii de alegere a modelului turbulenței .

Modelele turbulenței se pot clasifica din două puncte de vedere: al generalității și al complexității .

Criteriul generalității conduce la gruparea modelelor în două subcategorii :

- . "modele" ale turbulenței care explicitiază termenul corelației duble a vitezei  $v_i' v_j'$  prin modele cu tensiuni Reynolds schematizate ;

- . "modele" ale turbulenței care nu fac apel la schematizarea tensiunilor Reynolds .

Criteriul complexității operează în cadrul subcategoriilor prezentate în funcție de numărul de ecuații de transport utilizate.

Prin "modelul" matematic al turbulenței se înțelege un sistem de ecuații care să includă condiții la limită corect definite ale cărui soluții să descrie cu o precizie acceptabilă principalele mărimi fizice medii pentru diverse tipuri de curgeri turbulente.

Modelul matematic are un caracter universal dacă ecuațiile, parametri și constantele sînt independente de curgerea studiată și un caracter incomplet dacă unele caracteristici trebuie adaptate la particularitățile curgerii .

Un prim criteriu de alegere a "modelului" turbulenței este domeniul său de aplicare, care este de dorit să fie cît mai larg lucru care se poate realiza prin utilizarea unor scheme de "închidere" mai puțin restrictive .

Dar aceasta vine în contradicție cu criteriul preciziei de calcul, care ținînd cont de nivelul de închidere ar impune pentru îmbunătățirea preciziei utilizarea unui număr de ecuații mai mare pentru care ipotezele simplificatoare de închidere se fac pe termeni de corelație de ordin superior.

Evident utilizarea unui număr mare de ecuații, conduce la dificultăți privind rezolvarea numerică, de aceea se poate conchide că pentru un tip de curgere studiat este necesar un compromis între rigorile fizice ale modelului și posibilitățile de rezolvare economică a ecuațiilor.

#### 4.3.2.1. "Model" al turbulenței cu o ecuație .

Acest model ia în considerare o singură variabilă independentă calculată dintr-o ecuație de transport, celelalte mărimi turbulente fiind legate de această variabilă prin relații algebrice .

"Modelul" viscozității efective cu schema de "închidere" Prandtl-Kolmogorov este prezentat în continuare.

Tensiunile Reynolds sînt dependente de tensorul vitezei de deformare medie prin intermediul viscozității cinematică echivalentă a turbulenței :

$$-\overline{v_i'v_j'} = \nu_{tu} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ij}$$

Viscozitatea cinematică echivalentă se exprimă utilizînd schema de "închidere" Prandtl-Kolmogorov :

$$\nu_{tu} = C_{\gamma_k} \sqrt{k} l = C_{\gamma_e} \sqrt{e} l \quad \text{--- (4.3.-16)}$$

Scara turbulenței, reprezintă mărimea turbioanelor care guvernează mecanismul de producere a energiei cinetice turbulente.

Se presupune că  $C_{\gamma}$  este constant în zonele turbulente îndepărtate de perete :  $C_{\gamma_k} = \dots$  ;  $C_{\gamma_e} = \frac{\sqrt{2}}{2}$  .

Lângă perete se utilizează relațiile propuse de Spalding

$$C_f = C_f(R_{e_{\nu}}) \quad (4.3. - 17)$$

$$R_{e_{\nu}} = \frac{\bar{P} \bar{e} l}{\nu_p}$$

care se analizează în următoarele condiții :

$$R_{e_{\nu}} \rightarrow \infty, \eta_l \rightarrow 0 \Rightarrow C_f = ct. \quad (4.3. - 18)$$

$$R_{e_{\nu}} \rightarrow 0, C_f \rightarrow \frac{1}{R_{e_{\nu}}} \Rightarrow \gamma_u \rightarrow \gamma_l$$

Dacă se consideră expresiile vitezei și presiunii scrise tensorial :

$$v_i(x_k, t) = \bar{v}_i(x_k, t) + v_i'(x_k, t), \text{ cu } \bar{v}_i'(x_k, t) = 0 \quad (4.3. - 19)$$

$$p(x_k, t) = \bar{p}(x_k, t) + p'(x_k, t), \text{ cu } \bar{p}'(x_k, t) = 0 \quad (4.3. - 20)$$

precum și relația (4.2.-18) se obține ecuația de transport pentru  $v_i$ , care se multiplică cu  $v_j$ . Operația se repetă permutându-se indicii  $i$  și  $j$ , după care se însumează cele două forme echivalente pentru a obține un rezultat simetric și rezultă ecuația de transport a tensiunilor Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{v_i' v_j'}) + \bar{v}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v_i' v_j'}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v_i' v_j' v_k'}) = -\overline{v_i' v_k'} \frac{\partial v_j'}{\partial x_k} - \overline{v_j' v_k'} \frac{\partial v_i'}{\partial x_k} + \frac{\rho}{\bar{p}} \left( \frac{\partial v_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j'}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\bar{p}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho v_i'}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v_j'}) \right] + \gamma \frac{\partial^2 (\overline{v_i' v_j'})}{\partial x_k^2} - 2\gamma \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \quad (4.3. - 21)$$

Se observă apariția unui termen de corelație triplă  $\overline{v_i' v_j' v_k'}$  care intervine ca termen de difuzie, convecție pentru mișcarea de agitație pentru care de asemenea se poate scrie o ecuație de transport.

Prin contractarea indicilor  $i$  și  $j$  în ecuația (4.3.-21) și notându-se  $\overline{v_i' v_i'} = \bar{v}_i'^2 = \bar{e}$  se obține expresia :

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \bar{v}_k \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{e v_k'}) = -2 \overline{v_j' v_k'} - \frac{2}{\bar{p}} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v_j'}) + \gamma \frac{\partial^2 \bar{e}}{\partial x_k^2} - 2\gamma \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \quad (4.3. - 22)$$

$\bar{e}$  este o funcție egală cu dublul valorii medii a energiei cinetice a mișcării turbulente,  $\bar{k}$ , ambele mărimi putînd defini energia cinetică a turbulenței .

Pentru a face o analogie formală între ecuațiile (4.3.-21) și (4.3.-22) se dau interpretările fizice ale diversilor termeni omologi desemnați prin  $\Phi$ , o mărime fizică transportabilă care îndeplinește condițiile:  $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$  (în regim staționar 0); variația convectivă se datorează numai mișcării medii  $\bar{v}_k \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = k$  .

• Termenul de difuzie turbulentă (convecție medie datorată mișcării de agitație) :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v'_k \Phi'}) = \mathcal{D}_{tu} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-23.)$$

• Termenul de difuzie vîscoasă (convecție datorată agitației moleculare de tip gradient, difuzivitatea fiind viscozitatea cinematică  $\nu$ , pentru  $\Phi = \overline{p \cdot v_i}$ ) :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\nu \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}) = \mathcal{D}_v \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-24.)$$

• Termenul de "difuzie" prin pulsația presiunii se poate asimila, în ecuația (4.3.-21), cu lucrul mecanic al forțelor de presiune pulsatorie în mișcarea de agitație, termen care uneori se grupează cu  $\mathcal{D}_{tu}$  pentru a se obține o expresie a "difuziei" presiunii totale pulsatorii ( $\frac{p}{\rho} + \frac{e}{2}$ ) :

$$\begin{cases} -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho v'_i}) \right] = \mathcal{D}_{p_{ij}} \\ -\frac{2}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho v'_j}) = \mathcal{D}_p = \mathcal{D}_{p_{ii}} \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-25.)$$

• Termenul de producere rezultat din lucrul mecanic intern (intern pentru mișcarea medie și extern pentru mișcarea pulsatorie) al tensiunilor Reynolds supus gradientilor de viteză ai curgerii medii reprezintă pentru ecuația (4.3.-22) un aport de energie la nivelul mișcării de agitație :

$$\begin{cases} -\overline{v'_i v'_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} - \overline{v_i v_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \mathcal{P}_{ij} \\ -2 \overline{v'_i v'_k} \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \mathcal{P} = \mathcal{P}_{ii} \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-26.)$$

• Termenul de redistribuire a pulsațiilor presiunii, de contracție nulă, care nu apare în ecuația (4.3.-21) este considerat ca redistribuirea energiei pe diverse componente :

$$\frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right) = \mathcal{R}_{ij} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-27.)$$

• Termenul de pseudo-disipare (disipare izotropă-viscozitate moleculară aproape izentropică pe unitatea de volum), care la numere Re mari se confundă cu disiparea turbulentă adevărată  $\mathcal{E}$  :

$$\begin{cases} 2 \nu \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) = D_{ij} \\ 2 \nu \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) = D = D_{ij} \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-28.)$$

$$\nu \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right) = \mathcal{E} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-29.)$$

Dublul energiei cinetice turbulente  $\bar{\epsilon}$  se obține prin "modelarea" ecuației (4.3.-22) utilizându-se schemele :

- pentru numere Re mari se presupune o izotropie locală pentru mecanismul de disipare :

$$\bar{\epsilon} \sim \frac{\bar{e}}{\ell}^{3/2} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-30.)$$

- termenul de corelație viteză-presiune și de corelație triplă se exprimă :

$$-\left(\overline{v'_k \frac{p}{\rho}} + \overline{v'_k \frac{v'_i v'_i}{2}}\right) = C_{\gamma_e} \sqrt{\bar{e}} \ell \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-31.)$$

Se obține că :

$$\bar{\epsilon} = C_D \frac{\bar{e}}{\ell}^{3/2} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-32.)$$

$$-\left(\overline{v'_k \frac{p}{\rho}} + \frac{1}{2} \overline{v'_k v'_i v'_i}\right) = \frac{1}{\sqrt{e}} \gamma_{tu} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} = \frac{1}{\sqrt{e}} C_{\gamma_e} \sqrt{\bar{e}} \ell \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \quad \text{--- ---} \quad (4.3.-33.)$$

În care difuzia prin viscozitatea energiei cinetice a turbulenței s-a neglijat pentru Re mari.

Constanta  $C_D$ , presupusă universală, se alege astfel ca scara disipației să fie identică cu scara turbulenței.

Kodi [60] prin studii experimentale a propus valorile:

$$\begin{cases} C_{\gamma_k} = 1 & \rightarrow C_{D_k} = 0,09 \\ C_{\gamma_e} = \frac{\sqrt{2}}{2} & \rightarrow C_{D_e} = 0,0318 \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-34.)$$

Numerele Prandtl-Schmidt turbulente pentru energia cinetică turbulentă s-au considerat ca avînd valorile :

$$\Gamma_e = \Gamma_v = 0,9 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.3.-35.)$$

Pentru curgerea permanentă de tip eliptic sistemul de ecuații conținînd modelul cu o ecuație, Prandtl-Kolomogorov, se prezintă astfel :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 & \text{a)} \\ \bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ C_{\gamma_e} \sqrt{\bar{e}} \ell \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] & \text{b)} (4.3.-36) \\ \bar{v}_k \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{C_{\gamma_e} \sqrt{\bar{e}} \ell}{\sqrt{e}} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \right) + 2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ C_{\gamma_e} \sqrt{\bar{e}} \ell \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] - C_{D_e} \frac{\bar{e}}{\ell}^{3/2} & \text{c)} \end{cases}$$

sau

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 & \text{a)} \\ \bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \gamma_{tu} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] & \text{b)} (4.3.-36') \\ \bar{v}_k \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\gamma_{tu}}{\sqrt{e}} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \right) + 2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ \gamma_{tu} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] - C_{D_e} \bar{e} \sqrt{W} & \text{c)} \end{cases}$$

În condițiile fluidului viscos incompresibil în mișcare turbulentă staționară ecuația energiei specifice a turbulenței  $\bar{e}$  se scrie sub forma tensorială :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i \bar{e}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{v}_k \bar{e}) - \frac{\eta_{tu}}{\nu_e} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \right) \right] - 2 \eta_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) + C_{D_e} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad (4.3.-37.)$$

sau sub formă vectorial-tensorială :

$$\text{div}(\bar{\rho} \bar{e} \bar{v}) - \frac{\eta_{tu}}{\nu_e} \text{div}(\text{grad } \bar{e}) - 2 \eta_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) + C_{D_e} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad (4.3.-37')$$

Ecuația energiei cinetice specifice a turbulenței  $\bar{e}$  se scrie în condițiile mișcării nestaționare a fluidului viscos incompresibil astfel :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{e}) + \text{div}[(\bar{\rho} \bar{e} \bar{v})] - \frac{\eta_{tu}}{\nu_e} \text{grad } \bar{e} - 2 \eta_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) + \text{div}(\text{div } \bar{v} \bar{v}) \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) + C_{D_e} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad (4.3.-38.)$$

#### 4.3.2.2. "Model" al turbulenței cu două ecuații .

Modelul dezvoltat de Spalding [58] se aplică mai ales în curgerile de tip strat limită, unde în plus față de energia cinetică turbulentă, mărimea turbulentă transportabilă conține cantitatea :

$$\bar{\Phi} = \bar{W} = \frac{\bar{e}}{\ell^2} \quad (4.3.-39.)$$

Mărimea  $\bar{W}$  poate fi interpretată ca corespunzând pătratului frecvenței medii  $f$  a lui Kolomogorov, sau ca fiind media temporală a semipătratului pulsațiilor vitezei unghiulare a turbionului :

$$\bar{W} = \frac{\bar{\omega}_i^2}{2} = \frac{\bar{\omega}^2}{2} \quad (4.3.-40.)$$

Viscozitatea cinematică turbulentă se exprimă cu relația :

$$\nu_{tu} = C_{\eta_e} \frac{\bar{e}}{\sqrt{\bar{W}}} \quad \text{cu} \quad C_{\eta_e} = \frac{\sqrt{2}}{2} \quad (4.3.-41.)$$

sau

$$\nu_{tu} = C_{\eta_k} \frac{\bar{k}}{\sqrt{\bar{W}}} \quad \text{cu} \quad C_{\eta_k} = 1 \quad (4.3.-41')$$

Pentru curgerile cu recirculație, pornindu-se de la ecuația de transport a mărimii  $\bar{W}$  stabilită de Spalding se adoptă "modelul" turbulenței cu două ecuații, care se atașează sistemului de

ecuații (4.3.-36.), ce se retranscrie astfel :

$$\begin{cases}
 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0 & \text{---} & \text{(4.3.-42) a)} \\
 \bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ C_1 \gamma_e \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] & \text{---} & \text{b)} \\
 \bar{v}_k \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{C_1 \gamma_e}{\rho} \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_k} \right) + 2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ C_1 \gamma_e \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] - C_{De} \bar{e} \sqrt{W} & \text{---} & \text{c)} \\
 \bar{v}_k \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{C_1 \gamma_e}{\rho} \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_k} \right) + C_1 C_2 \gamma_e \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \frac{\partial \bar{\omega}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{\omega}_k}{\partial x_i} + 2 C_3 \frac{W}{e} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] - C_2 \bar{W} \sqrt{W} & \text{---} & \text{d)}
 \end{cases}$$

$$\bar{\omega}_i = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i}$$

În condițiile fluidului viscos incompresibil în mișcarea turbulentă staționară ecuația lui  $\bar{W}$  se scrie sub formă tensorială :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i \bar{W}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{v}_k \bar{W}) - \frac{\gamma_{tu}}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_k} \right) \right] - 2 C_3 \frac{W}{e} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ \gamma_{tu} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \bar{\rho} \delta_{ik} \right] \\
 & + C_2 \bar{\rho} \bar{W} \sqrt{W} + C_1 \gamma_e C_1 \frac{\bar{e}}{\sqrt{W}} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} = 0 \quad \text{---} \quad \text{(4.3.-43.)} \\
 & \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{v}_i \bar{W}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} \bar{v}_k \bar{W}) - \frac{\gamma_{tu}}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial x_k} \right) \right] - 2 C_3 \frac{W}{e} \left[ \gamma_{tu} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) \right] - C_1 \gamma_{tu} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} + C_2 \bar{\rho} \bar{W} \sqrt{W} = 0 \quad \text{---} \\
 & \text{(4.3.-44.)}
 \end{aligned}$$

sau sub formă vectorial-tensorială :

$$\begin{aligned}
 & \text{div} (\bar{\rho} \bar{v} \bar{W}) - \frac{\gamma_{tu}}{\rho} \text{div} (\text{grad} \bar{W}) - C_1 \gamma_{tu} \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) - 2 C_3 \frac{W}{e} \left[ \gamma_{tu} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) \right] + C_2 \bar{\rho} \bar{W} \sqrt{W} = 0 \quad \text{---} \\
 & \text{(4.3.-45.)}
 \end{aligned}$$

Expresia lui  $\bar{W}$  în condițiile mișcării nestaționare a fluidului viscos incompresibil se scrie :

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{W}) + \text{div} \left[ (\bar{\rho} \bar{v} \bar{W}) - \frac{\gamma_{tu}}{\rho} \text{grad} \bar{W} \right] - C_1 \gamma_{tu} \left[ \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) + \text{div} (\text{div} \bar{\omega} \cdot \bar{\omega}) \right] - \\
 & - 2 C_3 \frac{W}{e} \left[ \gamma_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) + \text{div} (\text{div} \bar{v} \bar{v}) - \frac{1}{3} \bar{\rho} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) \right] \right] + C_2 \bar{\rho} \bar{W} \sqrt{W} = 0 \quad \text{---} \\
 & \text{(4.3.-46.)}
 \end{aligned}$$

Determinarea constantelor din "modelul" turbulenței cu două ecuații presupune un număr mare de experimentări în condițiile unor modele de curgere cât mai apropiate de cele studiate.

Analizându-se o serie de lucrări s-au extras constantele propuse de diverși autori prezentate în tabelul 4.3.-2.

Tabelul 4.3.-2

Coeficienți Autori	$C_{1e}$	$C_{2e}$	$C_{3e}$	$C_{7e}$	$\Gamma_e$	$\Gamma_w$	$C_D$	Domeniul de aplicare
	$C_{1K}$	$C_{2K}$	$C_{3K}$	$C_{7K}$	$\Gamma_K$	$\Gamma_w$	$C_{DK}$	
Ha-Minh-Hieu [91]	7	0,19	1,08	0,707	0,9	0,9	0,0348	Curgere cu desprindere int.
Spalding	3,36	0,132	1,23	-	0,7	0,7	0,075	Jet rotund liber
Spalding [67]	3,5	0,17	1,04	0,9	-	0,9	0,09	Jet plan liber Jet rotund liber. Curgere pe placă plană
Roberts [68]	3,81	0,134	1,23	-	0,7	0,7	0,058	Jet rotund închis, neturbionat
Richter [78]	3,36	0,134	1,23	-	1	-	0,058	

In lucrarea de față s-au utilizat valorile recomandate in [91] .

**4.4. Definirea sistemului de ecuații al modelului matematic al curgerii cu recirculație .**

Sistemul de ecuații al modelului matematic al mișcării unui fluid viscos compresibil, în regim turbulent pentru curgerea cu recirculație este format din 4 ecuații principale și două ecuații suplimentare :

- ecuația de continuitate (a) ;
- ecuația impulsului (b) ;
- ecuația energiei cinetice turbulente (d) ;
- ecuația pătratului frecvenței medii a pulsațiilor turbulente (d)
- expresia viscozității cinematice turbulente (e) ;
- expresia vectorului viteză unghiulară a turbionului (f).

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \text{div}(\bar{p} \cdot \bar{v}) = 0 \quad \text{a)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} \cdot \bar{v}) + \text{div} \left[ \bar{p} \cdot \bar{v} \bar{v} + (\gamma_{tu} + \gamma_e) \left[ \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right) + \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right] \right] + \text{grad} \bar{p} = 0 \quad \text{b)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} \cdot \bar{e}) + \text{div} \left[ (\bar{p} \cdot \bar{e} \bar{v}) - \left( \frac{\gamma_{tu}}{\Gamma_e} + \gamma_e \right) \text{grad} \bar{e} \right] - 2 \gamma_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) + \text{div}(\text{div} \bar{v} \bar{v}) \right] + \quad \text{c)}$$

$$+ \frac{2}{3} \bar{p} \bar{e} \delta_{ik} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + C_{De} \bar{p} \cdot \bar{e} \sqrt{W} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} \cdot \bar{W}) + \text{div} \left[ (\bar{p} \cdot \bar{v} \bar{W}) - \left( \frac{\gamma_{tu}}{\Gamma_w} + \gamma_e \right) \text{grad} \bar{W} \right] - C_1 \gamma_{tu} \left[ \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) \left( \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \right) + \text{div}(\text{div} \bar{\omega} \cdot \bar{\omega}) \right] - \quad \text{d)}$$

$$+ 2 C_3 \frac{\bar{W}}{\bar{e}} \left\{ \gamma_{tu} \left[ \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) + \text{div}(\text{div} \bar{v} \bar{v}) \right] - \frac{1}{3} \bar{p} \bar{e} \delta_{ik} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \right) \right\} + C_2 \bar{p} \cdot \bar{W} \sqrt{W} = 0 \quad \text{e)}$$



Ecuații suplimentare :

$$\nu_{tu} = C_{\eta_e} \sqrt{\frac{\bar{e}}{W}} \quad \text{sau} \quad \eta_{tu} = C_{\eta_e} \bar{\rho} \sqrt{\frac{\bar{e}}{W}} \quad \text{--- --- e)}$$

$$\bar{\omega} = \text{rot } \vec{v} \quad \text{--- --- --- --- --- f)}$$

Constantele din "modelul" turbulenței a două ecuații  $\bar{e}$ - $\bar{W}$   $C_1, C_2, C_3, C_{\eta_e}, \Gamma_e, \Gamma_w$  și  $C_{De}$  sînt prezentate în tabelul 4.3.-2.

Viscozitatea dinamică laminară  $\eta_l$  este funcție de temperatură. Sistemul de ecuații (4.4.-1.) poate fi simplificat în ipoteza că regimul de curgere este turbulent stabilizat pentru care  $\eta_{tu} \gg \eta_l$ , deci termenii corespunzători ce conțin viscozitatea dinamică laminară pot fi neglijați. Această ipoteză este variabilă pentru zona turbulentă stabilizată departe de perete și nu se poate aplica în stratul limită atașat la perete.

În cazul fluidului viscos incompresibil ( $\bar{\rho} = \text{ct.}; \text{div } \vec{v} = 0$ ) în sistemul de ecuații termenii care conțin  $\text{div } \vec{v}$  vor fi eliminați.

#### 4.5. Sisteme de formulare a ecuațiilor .

Studiul modelelor de curgere care apar la aplicarea mișcării turbionare se face în condițiile unui arzător cu pulverizare prin aer de joasă presiune, prevăzut cu o ambrazură divergentă și montat pe un focar axial-simetric.

Ecuațiile curgerii dezvoltate sub formă vectorială și tensorială se scriu în condițiile de curgere axial-simetrică, lucru care se realizează comod în sistemul de coordonate cilindrice  $(x, r, \theta)$ .

Condiția de simetrie axială pentru toate mărimile care caracterizează fluidul se scrie :

$$\Phi = f(x, r) \quad \text{--- --- --- --- (4.5.-1)}$$

sau

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0 \quad \text{--- --- --- --- (4.5.-1')}$$

Formularea ecuațiilor se poate face în două moduri distincte - sistemul "viteză-presiune" :  $(v_x, v_r, p)$  ;

- sistemul "viteză unghiulară-funcție de curenți"  $(\omega_\theta, \psi)$  ;

Formularea  $(v_x, v_r, p)$  este mai aproape de descrierea fizică, conducînd la o interpretare a calculelor mai ușoară, aceasta în detrimentul rapidității convergenței, în timp ce sistemul  $(\omega_\theta, \psi)$  se distinge tocmai printr-o convergență rapidă datorată absenței iterațiilor asupra presiunii .

Ha Minh Hieu [91] apreciază că contrar ideii generale conform căreia sistemul  $(v_x, v_r, \rho)$  ar fi singurul aplicabil pentru o curgere tridimensională, utilizându-se o extensie convenabilă formularea  $(\omega_\theta, \psi)$  poate fi și ea utilizată. Dar atunci sistemul  $(\omega_\theta, \psi)$  care prezintă avantajul în curgere bidimensională că reduce numărul de ecuații prin eliminarea lui  $\rho$ , în curgere tridimensională va mări numărul de ecuații.

Aceste considerente conduc la concluzia că cele două procedee de formulare a ecuațiilor depind de problema studiată.

Să analizăm aceste lucruri luând în considerare o curgere bidimensională, fără suprafață liberă, nepermanentă care se rezolvă prin metoda iterativă.

Dacă soluția tranzitorie a presiunii nu este necesară, formularea  $(\omega_\theta, \psi)$  conduce la o ecuație de transport de tip parabolic pentru  $\omega_\theta$  și la o ecuație de tip eliptic  $\Delta\psi = -\omega$  cu câteva condiții de tip Dirichlet. Soluția permanentă a presiunii nu presupune rezolvarea unei ecuații eliptice decât la ultimul pas de calcul.

Formularea  $(v_x, v_r, \rho)$  presupune două ecuații de tip parabolic și o ecuație de tip Poisson  $\Delta\rho = S_\rho$  cu toate condițiile Neumann.

În timp ce ecuația de transport pentru  $\omega_\theta$  conține două diferențiale ale lui  $\psi$  pentru exprimarea convecției vitezei medii, convecția relativă la  $v_x$  și  $v_r$  implică dificultăți atât pentru termenii  $(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r})$  cât și pentru termenul corespunzător conservării masei.

De asemenea se pot utiliza metode explicite pentru ecuația de transport a lui  $\omega_\theta$ , aplicându-se iterații locale în vecinătatea pereților. Din contră  $v_x$  și  $v_r$  sînt perfect determinate la perete (nule).

În plus convergența ecuației  $\Delta\rho = S_\rho$  este adesea mai lentă decât a ecuației  $\Delta\psi = -\omega$ .

Dacă este necesară soluția tranzitorie a presiunii, atunci ecuația de tip Poisson  $\Delta\rho = S_\rho$  cu condițiile Neumann apare și în formularea  $(\omega_\theta, \psi)$ .

Sistemul  $(v_x, v_r, \rho)$  pare mai eficient dacă se utilizează metode iterative și se urmărește obținerea cîmpului de presiuni la fiecare iterație în  $\Delta t$ . Într-adevăr cu sistemul  $(\omega_\theta, \psi)$  se poate calcula presiunea pentru intervale  $n\Delta t$ , rezolvarea ecua-

ției Poisson corespunzătoare neefectuându-se decât pentru toți  $n$  pași  $\Delta t$ .

Cele două formulări nu sînt afectate de introducerea forțelor de gravitație, sau a proprietăților fizice variabile, singură definiția lui  $\omega$  poate să se modifice, fără implicații asupra formei ecuațiilor.

Pe baza acestor considerații pentru cazul concret al curgerilor permanente cu recirculație s-a adoptat formularea  $(\omega, \psi)$  propusă de Gosman și alții [63].

Formulara  $(\omega, \psi)$  a fost introdusă de Thom [54] care în 1932 a atacat rezolvarea numerică a ecuațiilor Navier-Stokes pentru o curgere în jurul unui cilindru.

Spalding [58] a recomandat în 1966 pentru studiul curgerilor cu desprindere metoda diferențelor finite "amonte".

Munchal și Wolfshtein [59] au preluat ideea și au aplicat-o la curgerile viscoase bidimensionale.

Spalding în 1967 a propus generalizarea metodei la curgerile cu proprietăți fizice variabile, ca de exemplu viscozitatea turbulentă.

o echipă de cercetători de la Imperial College din Londra, Spalding, Pun, Gosman, Wolfshtein [63] a testat metoda pe un număr mare de tipuri de curgere pentru a ajunge la curgerile turbulente.

#### 4.5.1. Expresiile generale în sistemul $(\omega, \psi)$ ale ecuațiilor curgerii turbulente bidimensionale axis-simetrice.

Dacă distribuția de viteze în fluidul în mișcare nu depinde decât de două coordonate fie  $X$  și  $Z$ , viteza fiind peste tot paralelă cu planul  $[X, Z]$  se spune că curgerea este bidimensională.

Pentru rezolvarea unor probleme de curgere a fluidelor incompresibile se introduce funcția scalară  $\psi(X, Z)$  numită funcția de curent. Ea rezultă din ecuația de continuitate:

$$\text{div } \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

în care componentele vectorului viteză se definesc :

$$\begin{cases} \rho u = \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ \rho w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-2)$$

Vectorul vitezei unghiulare a turbionului  $\vec{\omega}$  se reduce numai la componenta  $\omega_y$ , deoarece în curgere plană  $\omega_x=0$ ,  $\omega_z=0$ , deci :

$$\omega_y = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-3)$$

care se deduce din relația de definiție :

$$\vec{\omega} = \text{rot} \vec{v} = \text{rot} \left[ \frac{1}{\rho} \text{rot} (\psi \vec{j}) \right] = -\frac{1}{\rho} \Delta (\psi \vec{j}) \quad \text{--- ---} \quad (4.5.-4)$$

Componenta  $\omega_y$  se scrie prin introducerea funcției de curent astfel :

$$\omega_y = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = -\frac{1}{\rho} \Delta \psi \quad \text{---} \quad (4.5.-5)$$

obținându-se astfel o ecuație de tip Poisson.

În cazul curgerii axial-simetrice, relațiile se exprimă în coordonate cilindrice  $(x, r, \theta)$  :

• funcția de curent  $\psi(x, r)$  :

$$\begin{cases} \rho v_x = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ \rho v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-6)$$

• ecuația de continuitate se rescrie introducându-se funcția de curent :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-7)$$

• vectorul vitezei unghiulare a turbionului se scrie dezvoltat :

$$\vec{\omega} = \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_\theta \\ \omega_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \\ \frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial r} \\ -\frac{\partial v_\theta}{\partial x} \end{bmatrix} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-8)$$

reducându-se în curgere bidimensională în planul  $[x, r]$  numai la componenta  $\omega_\theta$ .

• ecuația impulsului, care exprimă conservarea impulsului în direcțiile axială, tangențială și radială permite, așa cum s-a arătat în paragraful anterior eliminarea presiunii statice, care nu este o variabilă independentă deoarece se exprimă prin câmpul de viteze, prin introducerea vectorului vitezei unghiulare  $\vec{\omega}$ .

Ecuației impulsului (4.2.-3) i se aplică operația  $\text{rot} = \nabla \times$  obținându-se ecuația de bilanț a vectorului vitezei unghiulare a turbionului  $\vec{\omega}$  :

$$\frac{d}{dt} (\rho \vec{\omega}) + \text{div} (\rho \vec{\omega} \cdot \vec{v}) - \text{rot} (\text{Div} \vec{T}_v) - \vec{\omega} \text{grad} (\rho \vec{v}) - \vec{\omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \quad (4.5.-9)$$

$$- \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \text{grad} \vec{v}^2 - \vec{f} \right) \cdot \text{grad} \rho = 0 \quad \text{--- --- ---}$$

Exprimarea componentei  $\omega_\theta$  a vectorului vitezei unghiulare a turbionului în funcție de funcția de curent  $\psi$  se face introducându-se în :

$$\omega_\theta = \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{\partial v_y}{\partial r} \quad \text{--- --- ---} \quad (4.5.-10)$$

sistemul de ecuații (4.5.-6), obținându-se astfel :

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho \cdot r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\rho \cdot r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \omega_\theta = 0 \quad \text{--- ---} \quad (4.5.-11)$$

care reprezintă o ecuație diferențială Poisson .

Rezolvarea sistemului de ecuații (4.4.-1) necesită o exprimare a ecuațiilor de transport sub o formă matematică generală, care în sistem de coordonate carteziane se exprimă :

$$A_\pm \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \bar{\phi}) \right] - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( B_\pm \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( C_\pm \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right) \right] + D \cdot \bar{\phi} - E(\bar{\phi}) = 0 \quad (4.5.-12)$$

în care  $\bar{\phi}$  desemnează una din funcțiile  $\psi, \omega, \bar{e}, \bar{W}$ , etc.

Deoarece s-a adoptat "modelul" turbulenței cu două ecuații se dispune de 5 ecuații :

- ecuația de continuitate (1 relație) ;
- ecuația impulsului ( două relații ) ;
- ecuația de transport pentru  $\bar{e}$  (1 relație) ;
- ecuația de transport pentru  $\bar{W}$  (1 relație) ;

Sistemul de ecuații, exprimat tensorial-vectorial, se prezintă astfel pentru cazul simplificat al fluidului vâscos incompresibil :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\omega \psi}{\rho} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \rho \cdot \omega = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad \text{a)} \\ \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u} \omega) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \omega) \right] - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \gamma_{ef} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \gamma_{ef} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) \right] - \left[ \left( \frac{\partial^2 \gamma_{ef}}{\partial x^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \gamma_{ef}}{\partial z^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \gamma_{ef}}{\partial x \partial z} \left( \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) \right] = 0 \quad \text{--- --- ---} \\ \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{e}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \bar{e}) \right] - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\gamma_{ef}}{\rho_e} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\gamma_{ef}}{\rho_e} \frac{\partial \bar{e}}{\partial z} \right) \right] - 2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left[ \gamma_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] + C_{3e} \bar{\rho} \cdot \bar{e} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad \text{b)} \\ \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{u} \bar{W}) + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{w} \bar{W}) \right] - \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\gamma_{ef}}{\rho_w} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\gamma_{ef}}{\rho_w} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} \right) \right] - 2 C_3 \frac{\bar{W}}{\bar{e}} \left[ \gamma_{ef} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right] - \frac{1}{3} \bar{\rho} \cdot \bar{e} \cdot \delta_{ik} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} - C_1 \gamma_{tu} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega_k}{\partial x_i} + C_2 \bar{\rho} \cdot \bar{W} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad \text{--- --- ---} \quad \text{c)} \end{array} \right.$$

respectându-se observația privind utilizarea viscozității dinamice efective prezentată în paragraful 4.4. Coeficienții sistemului (4.5.-13) sînt prezentați sintetic în tabelul 4.5.-1.

Tabelul 4.5.-1.

Ecuatia	Coeficienții Funcția $\Phi$	$A_\Phi$	$B_\Phi$	$C_\Phi$	$D_\Phi$	$-E(\Phi)$
de continuitate	$\psi$	0	1	1	0	$+\rho\omega$
de transport pentru $\omega$	$\omega$	1	$\eta_{ef}$	$\eta_{ef}$	0	$-\left(\frac{\partial^2 \eta_{ef}}{\partial x^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{\partial^2 \eta_{ef}}{\partial z^2} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x}\right) -$ $-\frac{\partial^2 \eta_{ef}}{\partial x \partial z} \left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial x}\right)$
de transport pentru $\bar{e}$	$\bar{e}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_e}$	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_e}$	0	$-2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x} \left[ \eta_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \bar{e} \delta_{ik} \right] +$ $+ C_{De} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}} =$ $= -K + C_{De} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}}$
de transport pentru $\bar{W}$	$\bar{W}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_W}$	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_W}$	$-\frac{1}{2} \frac{C_2^*}{C_1 \sqrt{\bar{W}}}$	$-C_1 \eta_{ef} C_1 \frac{\bar{e}}{\sqrt{\bar{W}}} \frac{\partial \bar{\omega}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{\omega}_k}{\partial x_i}$

Deoarece se studiază o curgere axial-simetrică ( $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ ) sistemul de ecuații se exprimă în coordonate cilindrice ( $x, r, \theta$ ) forma generală a ecuațiilor de transport devine :

$$A_\Phi \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \Phi \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \Phi \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \right] - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ B_\Phi r \frac{\partial}{\partial x} (C_\Phi^\Phi) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ B_\Phi r \frac{\partial}{\partial r} (C_\Phi^\Phi) \right] \right\} - r S_\Phi = 0$$

— convectie —
— difuzie —
— sursă —

Sistemul de ecuații, exprimat în coordonate cilindrice ( $x, r, \theta$ ) pentru fluidul viscos compresibil în curgere nestaționară se exprimă :

$$\left\{ \begin{aligned}
 & \left\{ -\frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{1}{\rho r} \right) r \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( \frac{1}{\rho r^2} \right) r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] \right\} - r \left( \frac{\omega_\theta}{r} \right) = 0 \quad \text{--- (4.5-15) ---} \quad a). \\
 & \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ (r v_\theta) \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[ (r v_x) \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (r^2 \eta) r \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{r^2} (r v_\theta) \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (r^2 \eta) r \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r^2} (r v_x) \right] \right\} = 0 \quad b). \\
 & r^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\omega_\theta}{r} \right) \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( \frac{\omega_x}{r} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (r^2 \eta) r \frac{\partial}{\partial x} \left[ \eta_{ef} \left( \frac{\omega_\theta}{r} \right) \right] \right\} - \frac{\partial}{\partial r} \left\{ (r^2 \eta) r \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \left( \frac{\omega_x}{r} \right) \right] \right\} - \\
 & - r \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho v_\theta^2 \right) + \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} - f_x \frac{\partial \rho}{\partial r} \right] \right\} = 0 \quad \text{--- ---} \quad c). \\
 & \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{e} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \bar{e} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_e} \right) r \left( \frac{\partial \bar{e}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( \frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_e} \right) r \left( \frac{\partial \bar{e}}{\partial r} \right) \right] \right\} - r \left\{ 2 \eta_{ef} \left[ 2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left( \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{e} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \right. \\
 & \left. + C_{De} \bar{\rho} \bar{e} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad \text{--- ---} \quad d). \right. \\
 & \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( \bar{W} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \bar{W} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right\} - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_W} \right) r \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( \frac{\eta_{ef}}{\bar{\nu}_W} \right) r \left( \frac{\partial \bar{W}}{\partial r} \right) \right] \right\} - r \left\{ C_1 \eta_{ef} \left[ 2 \left( \frac{\partial \omega_x}{\partial x} \right)^2 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left( \frac{\partial \omega_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial \omega_x}{\partial r} + \frac{\partial \omega_r}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \omega_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \omega_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} \omega_\theta \frac{\partial \omega_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right] \right\} - r \left\{ C_3 \frac{\bar{W}}{\bar{e}} \left\{ \eta_{ef} \left[ 2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2 \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{e} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right\} + \\
 & \left. + C_2 \bar{\rho} \bar{W} \sqrt{\bar{W}} = 0 \quad \text{--- ---} \quad e). \right.
 \end{aligned}
 \right.$$

În mod sintetic coeficienții sistemului (4.5.-14) se prezintă în tabelul 4.5.-2.

Sistemul de ecuații mai suferă unele modificări legate de:  
 - înlocuirea componentelor vectorului viteză  $v_x$  și  $v_r$  prin relațiile cu care s-a introdus funcția de curent ;  
 - înlocuirea componentelor vectorului viteză unghiulară  $\omega_x$  și  $\omega_r$  prin formulele de definiție, în care de asemenea  $v_x$  și  $v_r$  suferă transformarea indicată mai sus :

$$\begin{cases} \omega_x = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} (r v_\theta) \\ \omega_r = -\frac{\partial v_\theta}{\partial x} \end{cases} \quad \text{--- (4.5.-16)}$$

Tabelul 4.5.-2

Ecuația	Coeficienții Funcția $\Phi$	$A_\Phi$	$B_\Phi$	$C_\Phi$	$S(\Phi)$
de conti- nuitate	$\psi$	0	$\frac{1}{\rho r^2}$	1	$\frac{\omega_\theta}{r}$
de transport pentru $(r \cdot v_\theta)$	$r \cdot v_\theta$	1	$r^2 \eta_{ef}$	$\frac{1}{r^2}$	0
de transport pentru $(\frac{\omega_\theta}{r})$	$\frac{\omega_\theta}{r}$	$r^2$	$r^2$	$\eta_{ef}$	$\frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot v_\theta^2) + \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} - f_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \right]$
de transport pentru $\bar{e}$	$\bar{e}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sqrt{e,ef}}$	1	$2\eta_{ef} \left[ \frac{\partial v_x^2}{\partial x} + 2 \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right] + \frac{2}{3} \bar{\rho} \cdot \bar{e} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + C_D \bar{\rho} \cdot \bar{e} \sqrt{W}$
de transport pentru $\bar{W}$	$\bar{W}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sqrt{W,ef}}$	1	$C_1 \eta_{ef} \left[ \left( \frac{\partial \omega_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial \omega_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial \omega_x}{\partial r} + \frac{\partial \omega_r}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial \omega_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \omega_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} \omega_\theta \frac{\partial \omega_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{\omega_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{\omega_\theta}{r} \right)^2 \right] - 2C_3 \frac{\bar{W}}{\bar{e}} \left\{ \eta_{ef} \left[ 2 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 \left( \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left( \frac{v_\theta}{r} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} \cdot \bar{e} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right\} + C_D \bar{\rho} \cdot \bar{W} \sqrt{W}$

Se observă că s-a introdus variabila  $\frac{\omega_\theta}{r}$  în locul componentei tangențiale a vitezei unghiulare a turbionului  $\omega_\theta$ , respectiv  $(r, v_\theta)$  în locul impulsului specific pe direcția  $\theta$ ,  $v_\theta$ .

Pentru fluidul viscos, incompresibil se introduc condițiile:  $\rho = ct., \text{div } \vec{v} = 0$ , deci coeficienții ecuației (4.5.-14) vor căpăta expresiile din tabelul 4.5.-3.

Tabelul 4.5.-3 .

Ecuatia	Coeficienții Funcția $\Phi$	$A_\Phi$	$B_\Phi$	$C_\Phi$	$S(\Phi)$
de continuitate	$\psi$	0	$\frac{1}{\rho r^2}$	1	$\frac{\omega_\theta}{r}$
de transport pentru $(r \cdot v_\theta)$	$r \cdot v_\theta$	1	$r^2 \eta_{ef}$	$\frac{1}{r^2}$	0
de transport pentru $(\frac{\omega_\theta}{r})$	$\frac{\omega_\theta}{r}$	$r^2$	$r^2$	$\eta_{ef}$	$\frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot v_\theta^2)$
de transport pentru $\bar{e}$	$\bar{e}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{e}_{ef}}$	1	$2\eta_{ef} [2 (\frac{\partial v_x}{\partial x})^2 + 2 (\frac{\partial v_r}{\partial r})^2 + (\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v_\theta}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v_\theta}{\partial r})^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 (\frac{v_r}{r})^2 + (\frac{v_\theta}{r})^2] + \frac{2}{3} \bar{e} (\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r}) + C_{D_e} \cdot \bar{e} \sqrt{W}$
de transport pentru $\bar{W}$	$\bar{W}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\bar{W}_{ef}}$	1	$C_{\eta_{ef}} [2 (\frac{\partial \omega_x}{\partial x})^2 + 2 (\frac{\partial \omega_r}{\partial r})^2 + (\frac{\partial \omega_x}{\partial r} + \frac{\partial \omega_r}{\partial x})^2 + (\frac{\partial \omega_\theta}{\partial x})^2 + (\frac{\partial \omega_\theta}{\partial r})^2 - \frac{2}{r} \omega_\theta \frac{\partial \omega_\theta}{\partial r} + 2 (\frac{\omega_r}{r})^2 + (\frac{\omega_\theta}{r})^2] - 2C_3 \frac{W}{e} \left\{ \eta_{ef} [2 (\frac{\partial v_x}{\partial x})^2 + 2 (\frac{\partial v_r}{\partial r})^2 + (\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v_\theta}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v_\theta}{\partial r})^2 - \frac{2}{r} v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + 2 (\frac{v_r}{r})^2 + (\frac{v_\theta}{r})^2] - \frac{2}{3} \bar{e} (\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r}) \right\} + C_2 \bar{e} W \sqrt{W}$



**Capitolul 5 . REZOLVAREA MODELULUI MATEMATIC AL CURGERII TURBULENTE CU RECIRCULATIE**

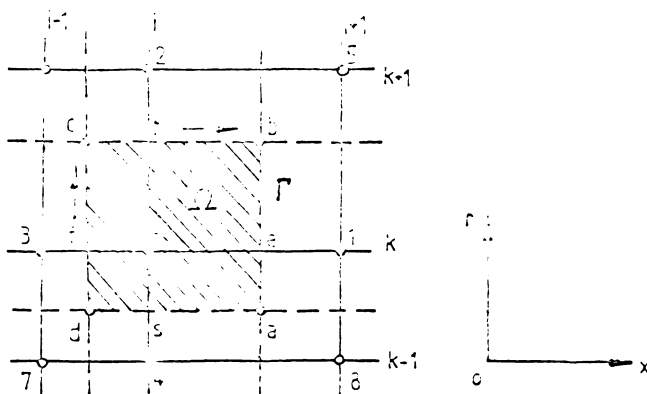
**5.1. Tratarea prin metoda diferentelor finite .**

Curgerea care se analizează este bidimensională, axial-simetrică, avînd caracter eliptic. Astfel de probleme de curgere au fost soluționate prin metode numerice de echipa de cercetători de la Departament of Mechanical Engineering, Imperial College of Science and Technology din Londra.

Integrarea numerică a sistemului de ecuații (4.5.-15) presupune utilizarea procedurii de "discretizare", adică înlocuirea formulării cu derivate parțiale prin relații algebrice scrise în nodurile unei rețele, care acoperă domeniul curgerii.

Rețeaua utilizată este rectangulară cu pas "neuniform", țesătura fiind mai deasă în zonele cu gradienti puternici .

În fig.5.1.-1 se prezintă un domeniu elementar de integrare  $\Omega$  , care înconjoară un nod oarecare notat cu 0 .



**Fig.5.1.-1. Domeniul elementar de integrare .**

Metoda discretizării presupune integrarea pe acest domeniu  $\Omega$  a ecuației (4.5.-12) :

$$\oint_{\Omega} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \phi \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] dx dz - \iint_{\Omega} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( B_{\phi} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( C_{\phi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] dx dz + \iint_{\Omega} D_{\phi} dx dz - \iint_{\Omega} E(\phi) dx dz = 0 \quad (5.1.-1.)$$

respectiv a ecuației (4.5.-14) :

$$\oint_{\Omega} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \phi \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( \phi \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \right] dx dr - \iint_{\Omega} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left[ B_{\phi} \frac{\partial}{\partial x} (C_{\phi} \phi) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ B_{\phi} \frac{\partial}{\partial r} (C_{\phi} \phi) \right] \right] dx dr - \iint_{\Omega} r S(\phi) dx dr = 0 \quad (5.1.-2.)$$

**5.1.1. Aproximarea termenilor ecuației de transport sub forma generală .**

In cazul studiat al sistemului arzător-ambrazură-focar axial-simetric, așa cum s-a arătat, se adoptă o rețea de calcul ortogonală cu pas variabil .

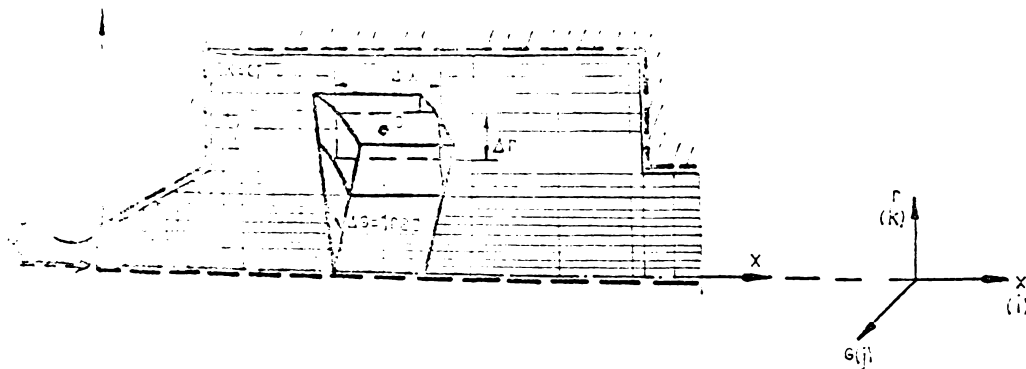
Domeniul de integrare se stabilește astfel ca axa de simetrie și pereții solizi să coincidă cu liniile rețelei de calcul.

Fiecărui nod al rețelei, i se atașează un volum de control exprimat cu relația :

$$\Delta V = \Delta x \cdot \Delta r \cdot r_0 \cdot \Delta \theta = \Delta x \cdot \Delta r \cdot r_0 \quad \text{--- --- (5.1.-3.)}$$

in care  $\Delta x$  și  $\Delta r$  se aleg astfel ca să dividă egal distanța între liniile de calcul care se intersectează în punctul O și cele alăturate (fig.5.1.-2).

Integrarea ecuației diferențiale pe aria închisă de dreptunghiul (a,b,c,d) se face de fapt pe volumul elementar format prin rotația dreptunghiului ce subîntinde un unghi de 1 rad în jurul axei de simetrie.



**Fig.5.1.-2. Divizarea domeniului de curgere (cilindric) în volume de control .**

**5.1.1.1. Aproximarea termenilor de convecție .**

Termenul de convecție al ecuației (5.1.-1.) prin aplicarea formulei Gauss-Ostrogradski, devine :

$$\dot{m} = A_\phi \iiint_{\Omega} \text{div}(\rho \vec{v} \phi) d\vec{r} = A_\phi \oint_r \rho \cdot \phi \vec{v} \cdot \vec{n} ds \quad \text{--- --- (5.1.-4)}$$

$$\dot{m} = A_\phi \int_a^b \left( \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) dr \quad \text{--- --- (5.1.-5)}$$

Dacă  $\Phi$  și  $\Psi$  sînt funcții continue, cu derivate de ordinul 1 continue, atunci există o valoare medie a lui  $\Phi_{ab}$ , definită de relația :

$$\bar{\Phi}_{ab} = \frac{\int_a^b \Phi_{ab} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) dr}{\int_a^b \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) dr} \cong \frac{\dot{\Pi}_{CI}}{A_{\Phi_0}(\Psi_b - \Psi_a)} \quad (5.1.-6.)$$

Deci :

$$\dot{\Pi}_{CI} = A_{\Phi_0} \bar{\Phi}_{ab} (\Psi_b - \Psi_a) \quad (5.1.-7.)$$

Se introduc următoarele trei ipoteze :

a) se presupune că  $\Phi$  este uniformă în interiorul fiecărui dreptunghi și are valoarea care se determină în nodul particular pe care dreptunghiul îl conține .

b)  $\bar{\Phi}_{ab}$  ia valoarea adoptată cu ipoteza "diferenței" amonte .

$$\begin{aligned} \Psi_b - \Psi_a > 0, (V_x > 0) &\Rightarrow \bar{\Phi}_{ab} = \Phi_0 && (\text{sensul de curgere este de la 0 la 1}) \\ \Psi_b - \Psi_a < 0, (V_x < 0) &\Rightarrow \bar{\Phi}_{ab} = \Phi_1 && \\ |\Psi_b - \Psi_a| < \varphi, (V_x \approx 0) &\Rightarrow \bar{\Phi}_{ab} = \frac{\Phi_0 + \Phi_1}{2}, && (\text{sensul de curgere este de la 1 la 0}) \end{aligned}$$

unde  $\varphi = 10^6 \psi_{\max}$  (5.1.-7')

Ecuația (5.1.-7) se scrie sub formă echivalentă :

$$\dot{\Pi}_{CI} \cong A_{\Phi_0} \left[ \Phi_0 \frac{(\Psi_b - \Psi_a) + |\Psi_b - \Psi_a|}{2} + \Phi_1 \frac{(\Psi_b - \Psi_a) - |\Psi_b - \Psi_a|}{2} \right] \quad (5.1.-8.)$$

care asigură ca unul din termenii din paranteza pătrată să fie 0, termenul care rămîne reprezentînd contribuția nodului amonte asupra feței (a.b) a dreptunghiului .

c) valoarea funcției de curent  $\Psi$  în colțurile dreptunghiului este dată de media celor patru noduri vecine :

$$\begin{aligned} \psi_a &\cong \frac{\psi_0 + \psi_1 + \psi_4 + \psi_8}{4} \\ \psi_b &\cong \frac{\psi_0 + \psi_1 + \psi_5 + \psi_2}{4} \\ \psi_c &\cong \frac{\psi_0 + \psi_2 + \psi_6 + \psi_3}{4} \\ \psi_d &\cong \frac{\psi_0 + \psi_3 + \psi_7 + \psi_4}{4} \end{aligned} \quad (5.1.-9.)$$

Pe baza relației de tip (5.1.-8) se obține expresia care aproximează termenii de convecție :

$$\begin{aligned} \dot{\Pi}_c &= A_{\phi_0} \frac{(\psi_a - \psi_b) + |\psi_a - \psi_b|}{2} (\phi_0 - \phi_1) + \frac{(\psi_c - \psi_d) + |\psi_c - \psi_d|}{2} (\phi_0 - \phi_3) + \\ &+ \frac{(\psi_b - \psi_c) + |\psi_b - \psi_c|}{2} (\phi_0 - \phi_2) + \frac{(\psi_d - \psi_a) + |\psi_d - \psi_a|}{2} (\phi_0 - \phi_4) = \\ &= E_1(\phi_0 - \phi_1) + E_3(\phi_0 - \phi_3) + E_2(\phi_0 - \phi_2) + E_4(\phi_0 - \phi_4) \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \end{aligned} \quad (5.1.-10.)$$

Prin introducerea relațiilor (5.1.-9) se obțin expresiile dezvoltate :

$$\begin{aligned} E_1 &= (A_{\phi_0}) \frac{(\psi_8 + \psi_4 - \psi_5 - \psi_2) + |\psi_8 + \psi_4 - \psi_5 - \psi_2|}{8}; \quad E_3 = (A_{\phi_0}) \frac{(\psi_6 + \psi_2 - \psi_7 - \psi_4) + |\psi_6 + \psi_2 - \psi_7 - \psi_4|}{8}; \\ E_2 &= (A_{\phi_0}) \frac{(\psi_5 + \psi_1 - \psi_6 - \psi_3) + |\psi_5 + \psi_1 - \psi_6 - \psi_3|}{8}; \quad E_4 = (A_{\phi_0}) \frac{(\psi_7 + \psi_3 - \psi_8 - \psi_1) + |\psi_7 + \psi_3 - \psi_8 - \psi_1|}{8}; \end{aligned} \quad (5.1.-11.)$$

Se observă că termenii E1, E2, E3, E4 nu sînt niciodată negativi, dar pot fi nuli .

### 5.1.1.2 Aproximarea termenilor de difuzie .

Termenul de difuzie al ecuației (5.1.-2), aferent mărimii de transport  $\phi$  este o sumă a fluxurilor de difuzie prin suprafețele ab, bc, cd, de.

Expresia fluxului de difuzie prin suprafața (ab) se dezvoltă astfel :

$$\dot{\Pi}_{D_1} = \int_a^b \left[ (B_{\phi} r) \frac{\partial}{\partial x} (C_{\phi} \phi) \right] dr \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (5.1.-12.)$$

Se introduc următoarele ipoteze care sînt valabile în condițiile în care  $r$  ,  $B_{\phi}$  și  $(C_{\phi} \phi)$  variază cu :

$$r_e \cong \frac{r_1 + r_0}{2} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (5.1.-13.)$$

$$(B_{\phi})_e \cong \frac{(B_{\phi})_1 + (B_{\phi})_0}{2} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (5.1.-14.)$$

$$\left[ \frac{\partial (C_{\phi} \phi)}{\partial x} \right]_e \cong \frac{(C_{\phi} \phi)_1 - (C_{\phi} \phi)_0}{x_1 - x_0} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad (5.1.-15.)$$

Ecuația (5.1.-12) devine :

$$\dot{\Pi}_{D_1} = \frac{(B_{\phi})_1 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{r_2 - r_4}{x_1 - x_0} (r_1 + r_0) [(C_{\phi})_1 - (C_{\phi})_0] \equiv H_1 [(C_{\phi})_1 - (C_{\phi})_0] \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{a)}$$

$$\dot{\Pi}_{D_2} = \frac{(B_{\phi})_3 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{r_2 - r_4}{x_0 - x_3} (r_3 + r_0) [(C_{\phi})_3 - (C_{\phi})_0] \equiv H_3 [(C_{\phi})_3 - (C_{\phi})_0] \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{b)}$$

$$\dot{\Pi}_{D_3} = \frac{(B_{\phi})_2 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{x_1 - x_3}{r_2 - r_0} (r_2 + r_0) [(C_{\phi})_2 - (C_{\phi})_0] \equiv H_2 [(C_{\phi})_2 - (C_{\phi})_0] \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{c)}$$

$$\dot{\Pi}_{D_4} = \frac{(B_{\phi})_4 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{x_1 - x_3}{r_0 - r_4} (r_4 + r_0) [(C_{\phi})_4 - (C_{\phi})_0] \equiv H_4 [(C_{\phi})_4 - (C_{\phi})_0] \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{d)}$$

Aproximarea termenilor de difuzie va fi dată de expresia :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ B_{\phi} r \frac{\partial}{\partial x} (C_{\phi}) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[ B_{\phi} r \frac{\partial}{\partial r} (C_{\phi}) \right] dx dr = \frac{(B_{\phi})_1 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{r_1 - r_0}{x_1 - x_0} (r_1 + r_0) [(C_{\phi})_1 - (C_{\phi})_0] + \frac{(B_{\phi})_3 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{r_3 - r_4}{x_3 - x_0} (r_3 + r_4) [(C_{\phi})_3 - (C_{\phi})_0] + \frac{(B_{\phi})_2 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{x_3 - x_0}{r_0 - r_4} (r_2 + r_0) [(C_{\phi})_2 - (C_{\phi})_0] + \frac{(B_{\phi})_4 + (B_{\phi})_0}{8} \cdot \frac{x_1 - x_3}{r_0 - r_4} (r_4 + r_0) [(C_{\phi})_4 - (C_{\phi})_0] =$$

$$H_1 [(C_{\phi})_1 - (C_{\phi})_0] + H_3 [(C_{\phi})_3 - (C_{\phi})_0] + H_2 [(C_{\phi})_2 - (C_{\phi})_0] + H_4 [(C_{\phi})_4 - (C_{\phi})_0] \quad (5.1.-17.)$$

5.1.1.3 Aproximarea termenului de sursă .

Termenul de sursă se dezvoltă :

$$\dot{Q}_S = \int_{\Omega} r S(\phi) d\tau = \int_{ae}^{bf} r S(\phi) dx dr \quad (5.1.-18.)$$

Dacă se presupune că  $S(\phi)$  este uniform pe domeniul de integrare și se ia valoarea în punctul 0, atunci :

$$\dot{Q}_S \approx S(\phi)_0 \Delta V_0 = S(\phi)_0 \frac{x_1 - x_3}{2} \cdot \frac{r_2 - r_4}{2} = S(\phi)_0 \frac{r_0}{4} (x_1 - x_3) (r_2 - r_4) \quad (5.1.-19.)$$

ceea ce înseamnă că sursa are o intensitate constantă în volumul de control .

5.1.1.4. Ecuația cu diferențe finite completă .

Integrarea ecuației diferențiale generale (5.1.-1) pe volumul de control se obține prin însumarea relațiilor (5.1.-16) : (5.1.-17) și (5.1.-19) :

$$E_1 (\phi_0)_1 + E_3 (\phi_0)_3 + E_2 (\phi_0)_2 + E_4 (\phi_0)_4 - \{ H_1 [(C_{\phi})_1 - (C_{\phi})_0] + H_3 [(C_{\phi})_3 - (C_{\phi})_0] + H_2 [(C_{\phi})_2 - (C_{\phi})_0] + H_4 [(C_{\phi})_4 - (C_{\phi})_0] \} + [S(\phi)]_0 \Delta V_0 = 0 \quad (5.1.-20.)$$

în care termenii E sînt dați de sistemul de relații (5.1.-11.), iar termenii H se exprimă cu sistemul de formule (5.1.-16.).

5.2. Rezolvarea ecuațiilor discretizate .

5.2.1. Alegerea metodei de rezolvare .

Alegerea metodei de rezolvare a sistemului de ecuații discretizate trebuie să țină seama de posibilitățile calculatoarelor electronice utilizat și de cheltuielile de calcul.

### 5.2.1.1. Metoda iterativă .

Această metodă de rezolvare constă în determinarea de soluții prin substituții succesive în ecuația (5.1.-20) scrisă de forma (5.2.-1.) și denumită "formula de substituții succesive":

$$\phi_0 = F_1 \phi_1 + F_3 \phi_3 + F_2 \phi_2 + F_4 \phi_4 + j \quad \text{---} \quad (5.2.-1.)$$

în care coeficienții se exprimă astfel :

$$F_1 = \frac{E_1 + H_1(C_\phi)_1}{\sum_{EH}}, \quad F_3 = \frac{E_3 + H_3(C_\phi)_3}{\sum_{EH}}, \quad F_2 = \frac{E_2 + H_2(C_\phi)_2}{\sum_{EH}};$$

$$F_4 = \frac{E_4 + H_4(C_\phi)_4}{\sum_{EH}}; \quad j = \frac{S(\phi) \Delta V_0}{\sum_{EH}}; \quad \text{---} \quad (5.2.-2.)$$

iar

$$\sum_{EH} = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + C(\phi) (H_1 + H_2 + H_3 + H_4) \quad \text{---} \quad (5.2.-3.)$$

$$\Delta V_0 = \frac{r_0}{4} (x_1 - x_3)(r_2 - r_4) \quad \text{---} \quad (5.2.-4.)$$

Se adoptă o distribuție inițială arbitrară pentru valorile mărimii transportabile  $\phi$  în toate nodurile rețelei de calcul, determinându-se apoi coeficienții de tip F și J corespunzători.

Rezolvarea ecuației (5.2.-1.) permite obținerea unui nou câmp de valori  $\phi$  cu care se repetă procedura într-un ciclu iterativ .

Se determină astfel o serie de valori  $\phi$  din ce în ce mai apropiate cu condiția să se asigure convergența procedurii și precizia de calcul.

### 5.2.2. Probleme de convergență .

Procedeele iterative nu sînt totdeauna convergente, iar în plus metode de predeterminare a convergenței nu există decât pentru ecuații cu coeficienți constanți (ecuații liniare).

Dacă se consideră un sistem de ecuații algebrice cu coeficienți constanți de tipul :

$$\phi_i = \sum_{j=1}^N (f_{ij} \phi_j + j) \quad i, j = 1, 2, \dots, N \quad (5.2.-5.)$$

condiția de convergență a "diagonalei dominante" a matricii  $\mathcal{F}_{ij}$  se scrie :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{j=1}^N \mathcal{F}_{ij} \leq 1, \quad \neq i \\ \sum_{j=1}^N \mathcal{F}_{ij} < 1, \quad (i-1) \end{array} \right. \quad \text{--- --- ---} \quad (5.2.-6.)$$

Practica matematică arată că această condiție este adesea suficientă, dar nu totdeauna necesară pentru a asigura convergența.

Condițiile (5.2.-6) se verifică ușor când termenul de sursă nu depinde de funcția  $\phi$  respectivă .

Ecuția pentru  $\omega$  în ipoteza că  $\mathcal{F}_{ef}$  este neuniformă, nu îndeplinește totdeauna condițiile (5.2.-6). De aceea se aplică procedeele de "subrelaxare", "suprarelaxare" sau metoda Gauss-Seidel, care asigură o variație lentă a lui  $\mathcal{F}_{ef}$  .

Pentru ecuațiile mărimilor turbulente, când termenul de sursă depinde de funcția respectivă, influența acesteia se atenuează printr-o introducere progresivă a lui  $\phi$  .

a) Procedeele enunțate, care permit îmbunătățirea vitezei de convergență a metodelor iterative, se exprimă matematic cu relația :

$$\phi_0^{\text{nou}} = \alpha_{SR} \phi_{QN} + (1 - \alpha_{SR}) \phi_{QN-1} \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-7.)$$

în care parametrul  $\alpha_{SR}$  are valorile :  $\alpha_{SR} = 0 \rightarrow 1$  (subrelaxare) [78] ;  $\alpha_{SR} = 1 \rightarrow 2$  (suprarelaxare) [63] ;  $\alpha_{SR} = 1$  (metoda Gauss-Seidel).

Timpul de rulare este proporțional cu numărul de iterații care trebuie executate înainte ca modificarea efectuată de un ciclu iterativ să fie suficient de mică.

De aceea se utilizează două criterii de convergență, ale reziduurilor absolute și relative. Masa de convergență absolută se definește cu relația :

$$\left( \frac{\phi_{QN} - \phi_{QN-1}}{\phi_{QN-1}^{\text{max.}}} \right) \leq \mathcal{F}_a \quad \text{--- --- ---} \quad (5.2.-8.)$$

iar masa de convergență relativă :

$$\left( \frac{\phi_{QN} - \phi_{QN-1}}{\phi_N^{\text{noj}}} \right) \leq \mathcal{F}_r \quad \text{--- --- ---} \quad (5.2.-9.)$$

b) Influența numărului de noduri ale rețelei: când numărul de noduri crește, timpul de calcul pentru fiecare ciclu de iterație se mărește proporțional.

În plus numărul de iterații cerut pentru procesul de convergență obișnuit crește, astfel că o mărire a numărului de noduri mărește mai mult decât proporțional timpul de calcul .

De aceea este necesară menținerea numărului de noduri la minimul posibil.

c) Influența condițiilor inițiale se manifestă prin aceea că pentru sistemul arzător+ambrazură-focar studiat ar fi utilă folosirea unor calcule realizate anterior care converg, ceea ce ar permite pe parcursul rularilor modificarea condițiilor inițiale prin introducerea celor din cazul studiat.

d) Influența condițiilor de graniță: Spalding [69] arată că viteza de convergență este funcție de natura condițiilor de graniță, aceasta deoarece exprimarea funcției de transport pe graniță este înlocuită cu gradientul ei.

Ca unică măsură se indică evitarea pe cât posibil a unor astfel de exprimări.

### 5.2.3. Probleme de precizie a calculului .

Soluția numerică a unei ecuații diferențiale diferă de soluția exactă din cauza următoarelor tipuri de erori :

- erori de calculator electronic, care se pot evita prin impunerea dublei precizii ;

- erori ale procesului de iterație: oprirea procesului iterativ se face înaintea soluției exacte impunându-se un criteriu de convergență de tipul: calculul se termină după N iterații dacă maximumul tuturor mărimilor (pentru toate nodurile și variabilele) îndeplinește condiția :

$$\left| \frac{\Phi_N - \Phi_{N-1}}{\Phi_{N-1}} \right| < 0,005 \quad \text{--- --- ---} \quad (5.2.-10)$$

- erori de discretizare a ecuațiilor: acestea apar din dificultățile în stabilirea ipotezelor ce se impun pentru a exprima derivatele mărimilor transportabile de-a lungul domeniului elementar de integrare.

Ele sînt practic legate de rețeaua aleasă și de exprimarea gradientilor locali ai mărimilor transportabile.



5.2.4. Definirea rețelei de calcul pe frontiere .

Rețeaua de calcul adoptată este cu " pas neuniform ", ea fiind mai fină în zona ambrazurii, a pereților solizi și axei de simetrie, aceasta deoarece se investighează în special ZCR formată în ambrazură și în zona inițială a focarului .

Gossman și alții [63] au utilizat un sistem de rețea la care nodurile ce se situau pe pereți și pe axa de simetrie nu se găseau în interiorul ochiului de rețea ce constituie domeniul elementar de integrare.

Aceasta înseamnă că domeniul de curgere lângă perete și axa de simetrie nu este acoperit de domeniul de integrare și deci practic pe jumătatea de lângă perete a ochiurilor de rețea respectiv, ecuațiile nu sînt integrate, ceea ce potențial este o sursă de eroare.

În anumite limite eroarea se poate reduce adoptînd o rețea foarte fină în aceste zone.

De aceea s-a adoptat o rețea în care ochiul de rețea al domeniului de integrare elementar acoperă tot domeniul de curgere. Aici fluxul difuziv prin suprafața dinspre pereți a volumului de control, apare în calcul, ca fluxul total ce penetrează prin suprafața volumului respectiv, deoarece fluxul convectiv ce intră prin această suprafață este nul.

Această caracteristică esențială a rețelei de calcul, ca și punctele speciale, sau ordinare din domeniul de curgere sînt exemplificate în fig.5.2.-3.

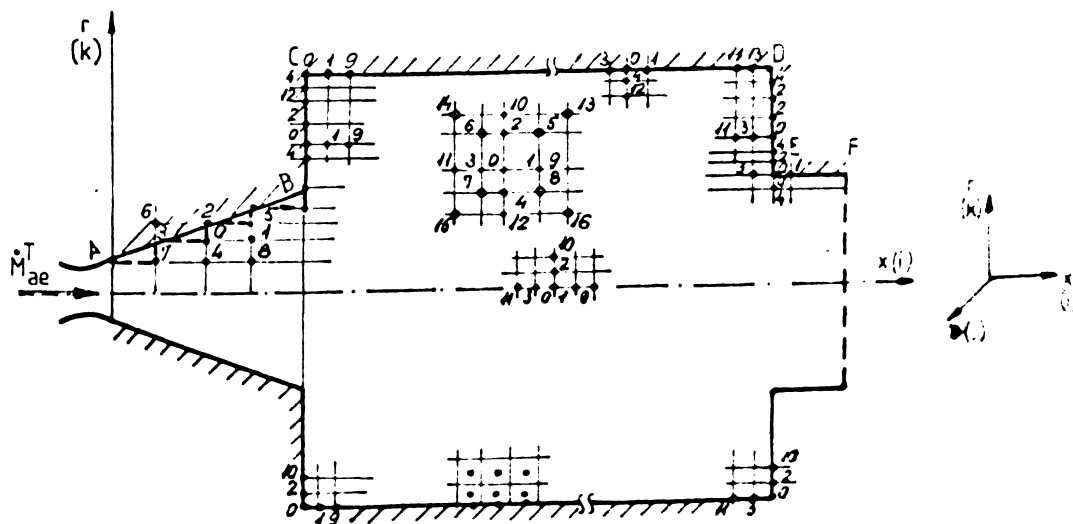


Fig.5.2.- 3. Rețea de calcul cu domeniul de integrare elementar acoperind tot domeniul de curgere extins (ambrazură-focar).

Granița solidă a embrasurii, înclinată cu semiunghiul  $\hat{r}$  este tratată prin metoda "aproximării în trepte" pentru scrierea funcțiilor  $\phi$  în nodurile respective.

### 5.2.5. Formularea condițiilor de graniță.

Ecuația de transport pentru mărimea  $\phi$  scrisă sub formă integrală (5.1.-1);(5.1.-2) fiind de tip eliptic, fiecare variabilă independentă trebuie să fie precizată pe un contur închis, care să limiteze domeniul curgerii studiate,

Condițiile la limită pe frontieră pot fi de tip Dirichlet sau de tip Neuman, ele putând fi indicate prin :

- valorile variabilelor pe granița domeniului ;
- gradientii variabilelor pe granița domeniului ;
- combinație a celor două metode .

Condițiile la limită se pot clasifica în funcție de granița dimeniului curgerii :

- condiții de graniță pe pereți solizi ;
- condiții de graniță pe pereți liberi ;

#### 5.2.5.1. Condiții de graniță pe axa de simetrie .

În condițiile unei curgeri axial-simetrice, pe axa de simetrie funcția de curent  $\psi$  trebuie să fie constantă. Viteza unghiulară  $\omega$  va fi nulă, pe axă, dar variabila independentă  $\left(\frac{\omega}{r}\right)$  nu este neapărat nulă.

- componentele vectorului viteză vor avea expresiile :

$$(v_r)_{ax\check{a}} = 0 ; (v_\theta)_{ax\check{a}} = 0 ; \left(\frac{\partial v_x}{\partial r}\right)_{ax\check{a}} = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-11.)$$

Deci

$$v_x = v_{x_{ax\check{a}}} + ar^2 + \dots \quad \text{---} \quad (5.2.-11')$$

- funcția de curent :

Deoarece se studiază o curgere de revoluție, pentru existența unei axe de simetrie,  $\psi$  va fi constantă pe această axă.

$$(\psi)_{ax\check{c}} = ct. \quad (5.2.-12.)$$

- viteza unghiulară a turbionului :

Dacă în componenta  $\omega_\theta$  a vectorului viteză unghiulară a turbionului se introduc relațiile (5.2.-11), atunci :

$$(\omega_\theta)_{ax\check{a}} = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-13.)$$

În această situație expresia  $\frac{\omega_\theta}{r}$  este nedeterminată, motiv pentru care se dezvoltă în serie Taylor, funcția de curent  $\psi$  în jurul axei de simetrie :

$$\psi = \psi_{ax\bar{a}} + \left(\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)_{ax\bar{a}} r + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}\right)_{ax\bar{a}} r^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3\psi}{\partial r^3}\right)_{ax\bar{a}} r^3 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} r^4 \quad (5.2.-14.)$$

Dar  $\frac{\partial\psi}{\partial r} = \rho \cdot r \cdot v_x = 0$  (5.2.-15.)

Relația (5.2.-14) devine :

$$\psi = \psi_{ax\bar{a}} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}\right)_{ax\bar{a}} r^2 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} r^4 + \dots \quad (5.2.-16.)$$

Deci :  $(\omega_\theta)_{ax\bar{a}} = \frac{\partial v_r}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\rho r} \frac{\partial\psi}{\partial r} \right) = -\frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{\rho r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \psi_{ax\bar{a}} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}\right)_{ax\bar{a}} r^2 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} r^4 + \dots \right] \right\} = -\frac{1}{3\rho} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} - \left[ \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}\right)_{ax\bar{a}} + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} \right] \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\rho} \right) \dots$  (5.2.-17.)

In condiții izoterme,  $\rho = \text{ct.}$ ,  $\frac{\omega_\theta}{r}$  capătă expresia :

$$\left(\frac{\omega_\theta}{r}\right)_{ax\bar{a}} = -\frac{1}{3\rho} \left(\frac{\partial^4\psi}{\partial r^4}\right)_{ax\bar{a}} \quad (5.2.-18.)$$

Pentru alte variabile de transport  $\phi$  se ia o condiție Neuman nulă pe axa de simetrie :

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)_{ax\bar{a}} = 0 \quad (5.2.-19.)$$

care este valabilă pentru  $\frac{\bar{e}}{2}$ , energia cinetică specifică pulsatorie, și  $\bar{W}$ , pătratul frecvenței medii a pulsațiilor turbulente.

#### 5.2.5.2. Condiții de graniță în secțiunea de intrare .

Sistemul arzător+ambrazură-focar prezentat în fig.1.2.-1 (paragraful 1.2) indică următoarele :

- modelul de arzător ACLU-500 prezintă pe circuitele de aer primar și secundar generatoare de turbionare, pe primul de tipul GTIT, iar pe cel de al doilea de tipul GTIP. Ambele jeturi de aer sînt turbionate în același sens, iar la evacuarea din ajutorajul de ieșire pot fi considerate ca un singur jet turbionat;

- ambrazura este de tip divergent ;
- întregul ansamblu are o aceeași axă de simetrie .

Condițiile de intrare pot fi exprimate ca :

- distribuții ale variabilelor obținute în secțiunea de evacuare a ajutorajului de ieșire al arzătorului, determinate prin rezolvare în amonte a ecuațiilor de curgere ;

- distribuții ale variabilelor determinate prin măsurători efectuate în secțiunea de evacuare a arzătorului ;

- distribuții ale variabilelor stabilite cu formule empirice .

. Pentru condițiile de intrare (de ieșire din ajutorul de evacuare al modelului experimental de arzător ACLU-500), s-au utilizat rezultatele măsurătorilor experimentale efectuate în secțiunea de ieșire pentru distribuția radială a vitezei axiale  $v_x = v_x(r)$  și a vitezei tangențiale  $v_\theta = v_\theta(r)$  prezentate în capitolul 8.

În condiții izoterme măsurătorile realizate pe standul aerodinamic, s-au obținut cu debitul total de aer pentru ardere

$$\dot{M}_{ac} = \dot{M}_{ac}^p + \dot{M}_{ac}^s \quad (\text{fig.5.2.-4.})$$

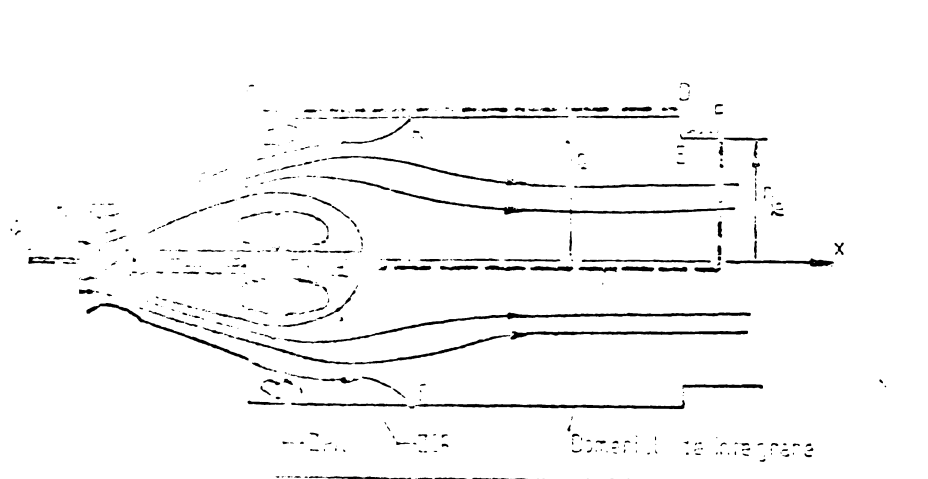


Fig.5.2.-4. Condiții de intrare pentru arzătorul ACLU-500 cu pulverizare prin aer de joasă presiune .

. Condiția de graniță pentru funcția de curent  $\psi$  se obține prin integrarea relației de definiție :

$$[\psi(r)]_w = \int_0^r [\rho \cdot v_x(r)] r dr \quad \text{---} \quad (5.2.-20.)$$

Distribuția radială a lui  $\omega_\theta = \omega_\theta(r)$  se determină din formula de definiție :

$$[\omega_\theta]_w = \left[ \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial r} \right]_w = \left( - \frac{\partial v_x}{\partial r} \right)_{in} \quad \text{---} \quad (5.2.-21.)$$

Pentru numere Re mari experimentările au arătat că energia cinetică specifică pulsatorie, are o distribuție constantă în secțiunea de intrare.

Astfel în cazul unei curgeri clasice printr-o conductă cilindrică lungă de rază R, pentru care s-a adoptat în secțiunea de intrare un profil uniform al vitezei  $\bar{v}_{x,in}$  (pentru  $Re=5 \cdot 10^4$ ) s-a presupus că  $\bar{e} = \bar{e}(r) = 0,004 \bar{v}_{x,in}^2$ .

Pentru "modelul" turbulenței cu o ecuație ( $\bar{e}$ ), scara caracteristică a turbulenței este dată de relația lui Nikuradse, valabilă în toate secțiunile .

$$\frac{l}{R} = 0,14 - 0,08 \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 0,008 \left(\frac{r}{R}\right)^4 \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-22.)$$

Se poate utiliza de asemenea pentru determinarea distribuției radiale  $\bar{e} = \bar{e}(r)$  metoda propusă de Hinze și reluată în [91] .

Ha Minh Hieu [91] apreciază că ținând cont de ipoteza după care în vecinătatea peretelui  $l = 2,5l_m$  se poate adopta relația :

$$\frac{l}{R} = 0,35 - 0,2 \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 0,15 \left(\frac{r}{R}\right)^4 \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-23.)$$

Totuși cea mai recomandată cale este aceea a determinării experimentale a lui  $\bar{e}$  din rezultatele măsurării gradului de turbulență  $\bar{I}$  în secțiunea de ieșire, care se poate face cu termoanemometrul (două aparate) utilizând o sondă în X .

$$\bar{I} = \frac{\sqrt{\bar{e}}}{|\bar{V}|} \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-24.)$$

"Modelul" turbulenței cu două ecuații ( $\bar{e}, \bar{W}$ ) nu utilizează legile (5.2.-22), (5.2.-23) decât o singură dată în secțiunea de intrare, pentru a determina a doua mărime transportabilă  $\bar{W}$  .

În ipoteza cvasiegalității producerii și disipării energiei turbulente (difuzia relativ-slabă, convecția cvasinulă) se poate scrie :

$$l = \sqrt[4]{C_{De}} l_m \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-25.)$$

Pătratul frecvenței medii a pulsațiilor turbulente se obține din relația (4.3.-15) prin înlocuiri din (5.2.-25) și (5.2.-23).

$$\bar{W} = \frac{\bar{e}}{\sqrt{C_{De}} l_m^2} = \frac{\bar{e}}{\sqrt{C_{De}} R^2 \left[ 0,35 - 0,2 \left(\frac{r}{R}\right)^2 - 0,15 \left(\frac{r}{R}\right)^4 \right]^2} \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-26.)$$

### 5.2.5.3. Condiții de graniță în secțiunea de ieșire .

În cazul curgerilor la numere Reynolds mari, influența condițiilor de ieșire asupra caracteristicilor curgerii în zona învecinată arzătorului și ambrazurii este destul de slabă cu condiția ca distanța față de secțiunea de ieșire să fie suficient de mare .

Aceasta se explică prin faptul că în curgerea studiată distanța mare față de  $zR$  face ca prin difuzie axială perturbațiile aval să se transmită mult atenuate în condițiile numerelor  $Re$  mari.

Acest mecanism ne permite adoptarea unei exprimări de tip gradient pentru condiția pe frontieră, cu observația că domeniul de integrare trebuie să se extindă mult în afara zonei de recirculație.

. funcția de curent poate fi presupusă normală pe granița secțiunii de ieșire, ceea ce se scrie :

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial n}\right)_{ie} = 0 \quad \text{sau} \quad \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)_{ie} = 0 \quad \text{--- (5.2.-27.)}$$

. componenta radială a vectorului viteză rezultă din relația (5.2.-27.) :

$$(v_r)_{ie} = 0 \quad \text{--- (5.2.-28.)}$$

. pentru celelalte variabile de transport se consideră expresia :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_{ie} = 0 \quad \text{--- (5.2.-29.)}$$

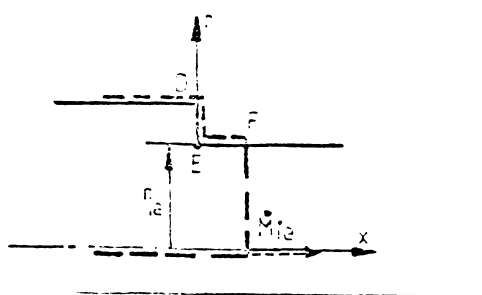


Fig.5.2.-5. Condițiile de graniță pentru secțiunea de ieșire a unui focar axial-simetric .

#### 5.2.5.4. Condiții de graniță pe pereți solizi .

Variabilele independente variază rapid în apropierea unui perete solid, la care se atașează sistemul de coordonate (fig.5.2.-6), aspect caracteristic pentru stratul limită .

De aici necesitatea ca rețeaua de calcul să fie luată deosebit de fină în această zonă pentru a obține o precizie satisfăcătoare în rezolvarea ecuațiilor prin metoda diferențelor finite.

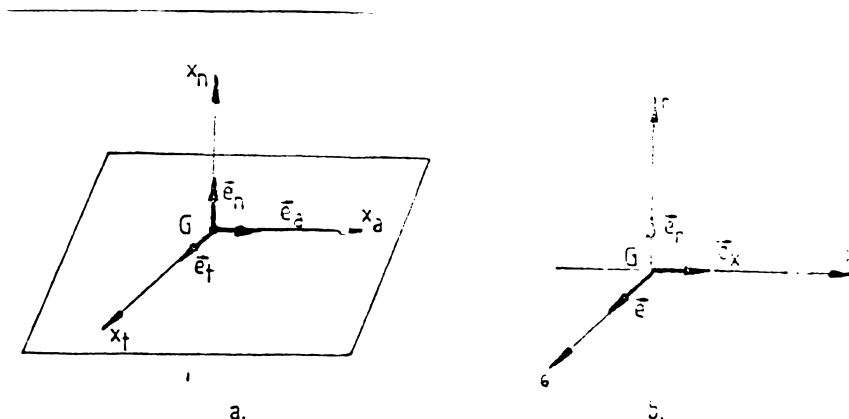


Fig.5.2.-6. Sistemul de coordonate atașat la perete solid: a.-sistem cartezian;b.- sistem cilindric.

Această situație poate fi evitată dacă se presupune că în apropierea peretelui solid există o curgere de tip Couette, care în anumite condiții permite integrarea analitică a ecuațiilor .  
 . funcția de curent .

Dacă se consideră că peretele solid este "impermeabil" și dispus paralel cu direcția  $x_a$  ,atunci din ecuația (4.5.-2) rezultă că :

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x_a}\right)_G = 0 \quad \text{sau} \quad \psi_G = \text{ct} \quad . \quad \text{---} \quad (5.2.-30.)$$

Condiția de "aderență" la peretele solid se exprimă :

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial x_n}\right)_G = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-31.)$$

. componentele vectorului viteză :

Din condiția de "impermeabilitate" a peretelui rezultă :

$$(v_n)_G = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-32.)$$

iar din condiția de "aderență" :

$$\begin{cases} (v_a)_G = 0 \\ (v_t)_G = 0 \end{cases} \quad \text{---} \quad (5.2.-33.)$$

. vectorul viteză unghiulară :

Condiția la limită se obține punându-se condiția de "aderență" la peretele solid.

Presupunându-se că distribuția funcției de curent  $\psi$  se poate aproxima lângă perete printr-o serie Taylor s-a scris relația :

$$\psi = \psi_G + \frac{1}{1!} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_n}\right)_G x_n + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_n^2}\right)_G x_n^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial x_n^3}\right)_G x_n^3 + \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 \psi}{\partial x_n^4}\right)_G x_n^4 \quad \text{---} \quad (5.2.-34.)$$

in care punindu-se condiția de "aderență" la peretele solid (5.2.-31) rezultă :

$$\psi = \psi_G + \frac{1}{2!} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_n^2} \right)_G x_n^2 \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-35.)$$

sau

$$\frac{2(\psi - \psi_G)}{x_n^2} = \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_n^2} \right)_G \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-36.)$$

Expresia componentei tangențiale a vectorului viteză unghiulară a turbionului devine în coordonate cilindrice :

$$(\omega_t)_G = \left( \frac{\partial v_n}{\partial x_a} \right)_G - \left( \frac{\partial v_a}{\partial x_n} \right)_G = -\frac{1}{\rho r_G} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_n^2} \right)_G \quad \text{---} \quad (5.2.-37.)$$

in care înlocuindu-se relația (5.2.-32) se obține(fig.5.2.-7):

$$(\omega_t)_G = -\frac{1}{\rho r_G} \frac{2(\psi - \psi_G)}{x_n^2} \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-38.)$$

Decă  $r$  și  $\rho$  nu depind de  $x_n$  atunci se poate scrie că :

$$v_a = -(\omega_t)_G x_n \quad \text{--- ---} \quad (5.2.-39.)$$

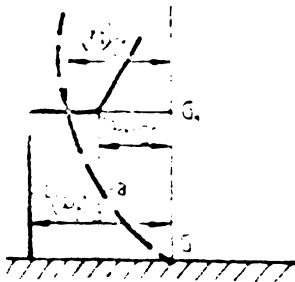


Fig.5.2.-7. Variația :  
a.-funcției de curent;b.-vitezei unghiulare a turbionului  $\omega_t$  lângă perete pentru relația (5.2.-38.).

Ecuția (5.2.-38.) este cu atât mai corectă cu cât distanța față de perete  $x_n$  este mai mică.

O formulare mai precisă pentru  $(\omega_t)_G$  se obține dacă dezvoltarea în serie Taylor a lui  $\psi$  (5.2.-34.) se oprește după termenul la puterea a treia, așa cum a procedat Gosman și colaboratorii [63] .

. Energia cinetică specifică pulsatorie și pătratul frecvenței pulsațiilor turbulente.

In curgere turbulentă, stratul limită turbulent atașat la un perete solid prezintă totdeauna un strat laminar în care componenta pulsatorie a vitezei este nulă, deci  $e_G = 0$  și  $W_G = 0$  .

Utilizarea "funcțiilor peretelui" asigură introducerea cu aproximație a influenței stratului limită turbulent atașat la perete asupra transportului impulsului și energiei, ceea ce pentru studiul modelelor de curgere în focare este satisfăcător.



"Funcțiile peretelui" se pot determina pornindu-se de la ipotezele stratului limită clasic pentru curgerile complet dezvoltate în tuburi, dar așa cum arăta Spalding [61] studiind transferul de căldură în curgerea cu recirculație, aceste ipoteze par să nu mai fie valabile datorită influenței puternice a difuziei.

- Metoda stratului limită clasic :

Se adoptă un profil al vitezei de forma :

$$\frac{v}{v_f} = \frac{1}{\kappa} \log \left( \lambda \frac{x_n v_f}{\nu} \right) \quad \text{---} \quad (5.2.-40.)$$

în care s-a notat  $v_f = \sqrt{\frac{|G_G|}{\rho}}$  viteza tensiunii tangențiale la perete  $\lambda = 8$ ,  $\kappa = 0,41$ .

Presupunându-se că la frontiera stratului limită, producerea și dispariția energiei cinetice specifice turbulente sînt egale se poate scrie :

$$\nu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 = C_{De} \frac{\bar{e}^{3/2}}{\ell} \quad \text{---} \quad (5.2.-41.)$$

care pentru  $\nu_{ef} \cong \nu_{tu}$  și substituția din (4.3.-16) devine :

$$\nu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 = C_{De} C_{\eta_e} \bar{e}^2 \quad \text{---} \quad (5.2.-42.)$$

Energia cinetică specifică turbulentă la perete se exprimă :

$$\bar{e}_G = \frac{1}{\sqrt{C_{De} C_{\eta_e}}} \left( \nu_{ef} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right) = \frac{1}{\sqrt{C_{De} C_{\eta_e}}} \frac{v_G}{\rho} = \frac{1}{\sqrt{C_{De} C_{\eta_e}}} v_f^2 \quad \text{---} \quad (5.2.-43.)$$

Frecvența pulsațiilor turbulente la perete se dezvoltă :

$$\nu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 = C_{De} \rho \cdot \bar{e} \sqrt{W} = C_{\eta_e} \rho \sqrt{\frac{\bar{e}}{W}} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 \quad \text{---} \quad (5.2.-44.)$$

$$\sqrt{W} = \frac{C_{\eta_e}}{C_{De}} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 = \frac{C_{\eta_e}}{C_{De}} \frac{v_f^4}{\nu^2} \quad \text{---} \quad (5.2.-45.)$$

În zona stratului limită unde turbulența nu s-a dezvoltat pe deplin se recomandă pentru profilul vitezei lângă perete o exprimare potențială :

$$\frac{v}{v_f} = a \left( \frac{x_n v_f}{\nu} \right)^b \quad \text{---} \quad (5.2.-46.)$$

unde coeficienții au valorile:  $a = 9,4$  și  $b = 0,143$  [79] .

Pentru jetul izoterm se obține :

$$v_G = \frac{(\psi_p - \psi_0)(1+b)}{\rho \cdot x_n r_G} , \quad v_f = v_0^{\frac{1}{1+b}} \left[ a^{-\frac{1}{1+b}} \left( \frac{\nu}{x_{nc}} \right)^{\frac{b}{1+b}} \right] \quad (5.2.-47.)$$

care se introduc în expresiile (5.2.-43.) și (5.2.-45.)

Dacă în relația (5.2.-40.) se introduc expresiile funcției de curent  $\psi$  și vitezei unghiulare a turbionului  $\omega_t$ , valabile pentru stratul limită turbulent, se obține expresia lui  $\omega_t$  la distanța  $x_n$  de perete [78] :

$$\omega_t = \frac{-(1+b)b(\psi - \psi_G)}{\rho_G x_n^2 r_G} \quad \text{---} \quad (5.2.-48.)$$

În contrast cu expresia (5.2.-38.) nu fixează valoarea la perete a lui  $\omega_t$ , ci se consideră o valoare în interiorul stratului limită turbulent la distanța  $x_n$  de perete. Pe baza legii potențiale (5.2.-46.) expresia (5.2.-48) se substituie cu :

$$\omega_t = - \frac{(2+b)(1+b)b(\psi - \psi_G)}{r_G [\rho_G + (1+b)\rho] x_n^2} \quad \text{---} \quad (5.2.-49.)$$

În funcție de expresia (5.2.-49.) se obține viscozitatea efectivă :

$$\eta_{ef} = C_{\eta_e} \rho \sqrt{\frac{\bar{e}}{C_{D_e}} \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right|} \quad \text{---} \quad (5.2.-50.)$$

Într-un punct 0 adiacent la perete se poate determina o corelație între "modelul" turbulenței cu două ecuații și cel corespunzător "lungimii de amestec" a lui Prandtl, pentru care :

$$\eta_{ef} = \rho \cdot l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right| \quad \text{---} \quad (5.2.-51.)$$

Teoria lui Prandtl se dovedește apropiată de experiment pentru vecinătatea peretelui, în zona unde  $l_m \sim x_n$  ( $l_m = 0,41x_n$  și  $l = x_n$ ), deci frecvența pulsațiilor turbulente se poate scrie :

$$\bar{W}_G = C_{\eta_e} \bar{e}_G \left( \sqrt{\frac{C_{\eta_e}}{C_{D_e}} \cdot \frac{1}{l_m^2}} \right) = 19,8 \frac{\bar{e}_G}{x_n^2} \quad \text{---} \quad (5.2.-52.)$$

Ipotеза  $l_m \approx x_n$  este valabilă pentru  $x_n < 0,1r$ , unde  $r$  este raza tubului, ceea ce face ca relația (5.2.-52.) să fie corectă numai foarte aproape de perete .

- Trataterea curgerii în vecinătatea peretelui când există recirculație .

Spalding a arătat diferența între curgerile cu desprindere și stratul limită laminar sau turbulent ce rămân atașate

la perete, evidențiată mai ales în tratarea problemelor de transfer de căldură. Una dintre ele este aceea că maximele frecării se găsesc totdeauna departe de perete și în consecință turbulența se produce într-o zonă îndepărtată unde frecarea este puternică ea fiind transportată la perete prin convecție, dar mai ales prin difuzie. Deci intensitatea turbulenței lângă perete este determinată simultan de procese de difuzie, disipație și producere, ceea ce diferă de cazul stratului limită clasic pentru care în zona externă există echilibru între disipație și producere.

Aceasta conduce la existența a două zone ale curgerii, una subțire lângă perete, unde soluția curgerii Couette este convenabilă și altă zonă exterioară în care curgerea este guvernată de ecuațiile complete (fig.5.-2.-8.).

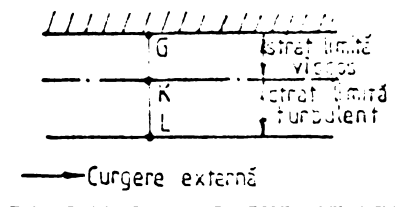


Fig.5.2.-8. Schema curgerii de tip Couette.

Adoptarea unui model cu o ecuație a viscozității efective, ipoteza Prandtl-Kolomogorov, este indicat pentru curgerea lângă perete. Ecuația impulsului axial se scrie de forma :

$$\frac{\partial}{\partial x_n} \left( \eta_{ef} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-53.)$$

iar ecuația de transport pentru  $\bar{e}$  capătă exprimarea :

$$\frac{\partial}{\partial x_n} \left( \frac{\eta_{ef}}{\bar{v}_e} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_n} \right) + 2\eta_{ef} \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_n} \right)^2 - 2C_{De} \rho \cdot \frac{\bar{e}^{3/2}}{l} = 0 \quad \text{---} \quad (5.2.-54.)$$

Tratarea acestor ecuații, conform metodologiei din anexa B, permite determinarea lui  $\omega_G$ ,  $\bar{e}_G$  și  $\bar{W}_G$ . Trebuie remarcat că instabilitatea calculului provine tocmai din procedura de calcul din vecinătatea granițelor, motiv pentru care trebuie acționat cu multă atenție.

Rolul principal al utilizării curgerii Couette este de a

furniza un joc de condiții la limită pentru sistemul de ecuații cu diferențe finite la distanță mică de perete.

Curgera Couette este considerată în lungul unui perete paralel cu axa Ox, iar deoarece zona care se studiază este foarte subțire se neglijează variația datorată razei de curbură.

Incorporarea soluțiilor curgerii Couette se face prin utilizarea conceptului de "valori liniarizate" introdus de Patankar și Spalding [62]. Scopul definirii valorii liniarizate pentru o proprietate conservativă  $\Phi$  este de a conserva omogenitatea structurii în relațiile cu diferențe finite.

Principala ipoteză care s-a introdus a fost aceea a neglijării convecției lângă perete, ceea ce a condus la transformarea ecuațiilor cu derivate parțiale în ecuații diferențiale ordinare.

Dar punctul vulnerabil al acestei metode este tocmai această ipoteză, deoarece există cazuri unde rolul convecției trebuie luat în considerație.

Un astfel de exemplu îl constituie transferul de căldură, care are loc la numere Prandtl mari, unde variațiile în distribuția entalpiei se produc lângă perete.

Un alt punct slab al metodei este ipoteza privind variația viscozității și energiei cinetice specifice turbulente și faptul că trecerea de la zona vâscasă la cea turbulentă se produce rapid.

Ha Vinh Hieu [91] ținând cont de racordarea între zona de lângă perete și zona complet turbulentă din exteriorul stratului limită, a propus o lege de variație a lui  $C_{D_e}$  în vecinătatea peretelui.

$$\begin{aligned} C_{D_e} &= 0,0318 \quad \text{pentru } x_n > 0,1 \\ C_{D_e} &= 0,0221 \left( 1 + 439 \frac{x_n}{r} \right) \text{ pentru } x_n \leq 0,1r \end{aligned} \quad (5.2.-55.)$$

#### 5.2.6. Considerente finale asupra algoritmului matematic utilizat.

Sistemul de ecuații diferențiale (4.5.-5) se rezolvă pentru următoarele variabile:  $\psi$ , funcția de curent (variabilă dependentă);  $(r \cdot v_\theta)$ , produsul dintre rază și impulsul specific

pe direcția  $\vartheta$  ;  $\frac{\omega_{\vartheta}}{r}$  ,raportul dintre componenta pe direcția  $\vartheta$  a vitezei unghiulare și rază ( $\omega_{\vartheta}$  variabilă dependentă);  $\bar{e}$  , dublul energiei cinetice specifice pulsatorii și  $\bar{W}$  ,pătratul frecvenței medii a pulsațiilor.

Condițiile de graniță necesare rezolvării sistemului s-au stabilit pe pereți solizi și liberi. Condițiile la limită pentru secțiunea de intrare sînt fixate funcție de tipul de arzător atașat sistemului ambazură-focar .

Calculul se realizează în condițiile următoarelor ipoteze :

- curgerea cu recirculație se desfășoară în domeniul numerelor Re turbulente mari, ceea ce permite aplicarea "schemei de închidere" cu două ecuații ( $\bar{e}$  ,  $\bar{W}$ ). Se poate aproxima că  $\eta_{ef} = \eta_{tu}$  , iar coeficienții acestui model al turbulenței  $C_{\tau_e}$  ,  $C_1$  ,  $C_2$  ,  $C_3$  ,  $\sqrt{\Phi}$  sînt constanți.

- condițiile în secțiunea de ieșire sînt stabilite experimental (distribuția radială a cîmpului de viteze, parametrii turbulenței  $\bar{e}$  și  $\bar{W}$  ,etc.) ;

- curgerea lîngă peretele solid este considerată o curgere de tip Couette.

Constantele "schemei de închidere" cu două ecuații ( $\bar{e}$  -  $\bar{W}$ ) s-au prezentat în tabelul 4.3.-1. Constanta  $C_2$  în condițiile curgerii turbionare devine [78] :

$$C_2^* = C_2 + 0,45 \frac{\frac{v_{\vartheta}}{r} \cdot \frac{\partial v_{\vartheta}}{\partial r} + \frac{v_{\vartheta}^2}{r}}{\left(\frac{\partial v_x}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\vartheta}}{\partial r} - \frac{v_{\vartheta}}{r}\right)^2} \quad \text{--- --- (5.2.-56.)}$$

Dacă luăm în considerație o curgere de tip strat limită bidimensional, incompresibil, atunci dacă se scrie ecuația pentru  $\bar{e}$  ea va conține coeficienții  $C_{D_e}$  ,  $C_{\tau_e}$  și  $\sqrt{\Phi}$  , numărul Schmidt-Prandtl efectiv pentru difuzia lui  $\bar{e}$  .

Coeficienții  $C_{D_e}$  ,  $C_{\tau_e}$  ar fi cu adevărat "universali " , dacă indiferent de tipul de curgere rămîn constanți. Dar datorită naturii fenomenelor este de așteptat ca acești coeficienți să depindă de numărul Re turbulent local, de distanța față de perete, de axa de simetrie, intensitatea turbulentă locală, etc.

Spalding arată că experimentările au evidențiat că coeficientul  $C_{D_e}$  este funcție de numărul Re turbulent local

### 5.3. Programul de calcul .

În elaborarea programului de calcul s-au avut în vedere următoarele elemente :

- cheltuieli de calcul minime, materializate prin timp de rulare cât mai scăzut ;
- claritate și elasticitate, care să asigure modificări minime de program în condițiile apariției diverselor cazuri particulare ;
- caracter de generalitate manifestat în posibilitatea rezolvării curgerilor izoterme cu desprindere exterioară, sau interioară stabilite în domenii cu geometrii diferite ;
- obținerea de informații atât asupra întregului domeniu al curgerii cât și posibilitatea investigării unor zone de interes deosebit.

Programul scris în limbaj Fortran IV, s-a bazat pe schema conceptuală prezentată în fig.5.3.-1.

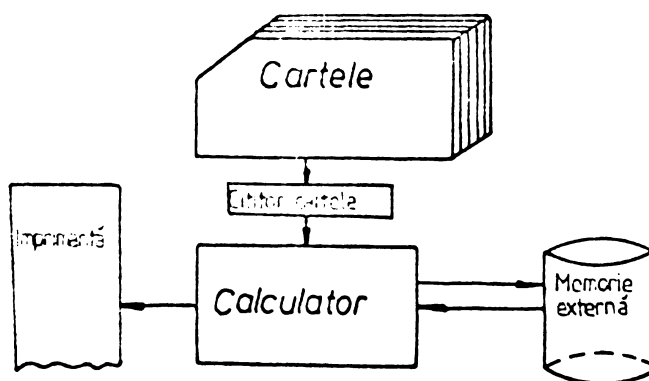


Fig.5.3.-1. Schema conceptuală de utilizare a calculatorului și echipamentelor periferice.

Renunțându-se la segmentarea programului s-a ales calea depozitării vectorilor de calcul în memoria externă (disc), apelarea (transferul) făcându-se cu o subrutină a programului principal. Se asigură astfel o manipulare ușoară a unor vectori de dimensiune 900 cuvinte și se descarcă memoria internă a calculatorului.

Abordarea diverselor cazuri particulare de curgeri se face cu minimum de modificări, adică înlocuindu-se pachetul de cartele care conțin date de definiere a domeniului curgerii; parametrii fizici ai fluidului, condițiile inițiale și pe graniță ale funcțiilor  $\phi$ .

### 5.3.1. Organizarea programului de calcul.

#### 5.3.1.1. Definirea rețelei de calcul.

Așa cum s-a precizat în paragraful 5.2.4 rețeaua de calcul adoptată este rectangulară cu "pas neuniform" mai fină în zona ambrazurii, a pereților solizi și axei de simetrie avînd numărul maxim de noduri mai mic ca 900.

Definirea nodurilor rețelei s-a făcut cu ajutorul a două tablouri: tabloul punctelor din domeniu și tabloul punctelor de graniță notate IN,KN,NN, respectiv ING,KNG,NNG.

Modalitatea de căutare a unui punct din rețea presupune două variante: una în care adresarea se face după numărul de ordine al nodului (NN,NNG) și altă variantă în care utilizîndu-se linia și coloana se determină poziția nodului în rețea.

Liniiile(K) și coloanele (I) ale rețelei sînt drepte paralele cu direcția coordonatelor  $x$  și  $r$ , adică a versorilor axelor  $\vec{i}$  și  $\vec{k}$ . Trebuie precizat că prima linie  $k=1$  corespunde axei de simetrie a domeniului curgerii, iar coloana  $i=1$  secțiunii de intrare.

#### 5.3.1.2. Listarea simbolurilor.

Avîndu-se în vedere mărimea programului de calcul, pentru a putea fi urmărit cu mai multă ușurință, s-a preferat metoda introducerii unui scurt comentariu ca preambul al fiecărei subrutine, sau al programului principal. Comentariile cuprind nu numai explicația a ceea ce calculează respectivele subprograme ci și parametrii care se transferă cu mărimile de intrare și ieșire. Se evită astfel redactarea unei liste lungi cu simbolurile utilizate, care ar fi dificil de urmărit simultan cu listingul și totodată se asigură o autonomie completă în consultarea programului de calcul.

De asemenea listingul permite urmărirea tuturor simbolurilor utilizate în program și editate de compilatorul Fortran.

5.3.2. Descrierea structurii programului .

Prezentarea concepției care a stat la baza elaborării schemei logice a programului presupune comentarea fig.5.3.-2.

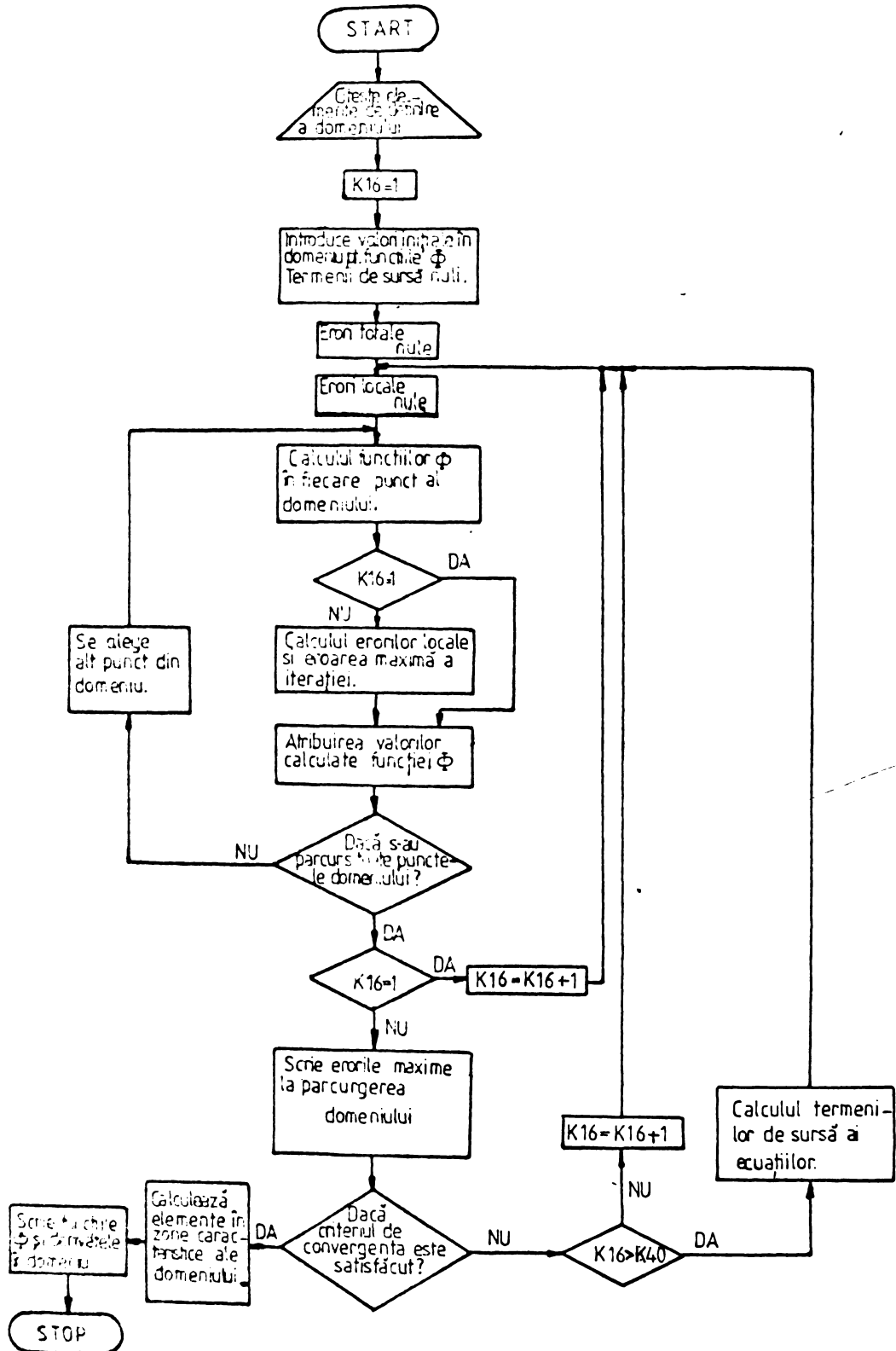


Fig.5.3.2. Schema bloc a programului de calcul a curgerii izoterme axial-simetrice.



Etapele se parcurg în următoarea ordine :

- a. citirea elementelor care definesc domeniul curgerii ;
- b. contorizarea numărului iterațiilor, care se inițializează cu valoarea 1 ;
- c. introducerea unor valori inițiale ale funcțiilor  $\phi$  în domeniul curgerii ;
- d. presupunerea ca termenii de sursă a celor cinci ecuații ale sistemului sînt nuli ;
- e. atribuirea valorii zero a cîmpurilor erorilor totale și locale ;
- f. calculul tuturor funcțiilor  $\phi$  în toate punctele din domeniu, exceptînd granițele ;
- g. se testează dacă s-a efectuat prima iterație și atunci se atribuie valorile calculate funcțiilor  $\phi$ , iar dacă nu se calculează eroarea locală și cea maximă a iterației pentru fiecare variabilă ;
- h. se testează dacă s-au parcurs toate punctele din domeniu: în caz de răspuns negativ se alege alt punct din domeniu și ciclul se reia de la f., iar pentru răspuns pozitiv testăm  $K_{16}=1$ .
- i. dacă testarea arată că s-a efectuat prima iterație se trece la  $K_{16}=K_{16}+1$  și ciclul se reia de la e., iar dacă nu se listează tabloul erorilor maxime în domeniu ;
- j. se testează satisfacerea criteriului de convergență : dacă este satisfăcut atunci se tipăresc funcțiile  $\phi$  și derivatele pentru tot domeniul, iar în eventualitatea că interesează se investighează zone caracteristice , după care programul se oprește. Dacă testul de convergență este negativ se verifică parcurgerea a  $K_{40}$  cicluri de iterații ;
- k. dacă testul numărului de iterații este afirmativ se calculează termenii de sursă ai ecuațiilor și se reia bucla de la e., iar dacă este negativ se face  $K_{16}=K_{16}+1$  și se reia calculul de la e.

### 5.3.2.1. Subrutine de calcul a derivatelor .

În comentariul subrutinei "DERIV 1" se arată că acest subprogram calculează derivata de ordinul 1 pentru toate funcțiile  $\phi$  în punctele din domeniu .

De asemenea după stabilirea câmpului derivatelor de ordinul 1, prin apelarea subrutinei se calculează prin aceeași metodă derivatele de ordinul 2 în toate nodurile rețelei .

#### 5.3.2.2. Subrutine de calcul a termenilor sursă pentru ecuațiile $\bar{e}$ și $\bar{W}$ .

În preambulele subrutinelor "SURSEC", respectiv "SURSAP" se precizează că aceste subprograme calculează termenul de sursă corespunzător ecuațiilor de transport pentru  $\bar{e}$  și  $\bar{W}$  (tabelul 4.5.-3.)

Componentele termenilor sursă sînt citite din memoria externă (disc), iar rezultatele sînt prezentate programului principal sub forma unor vectori care cuprind termenii sursă în fiecare punct al domeniului .

#### 5.3.2.3. Programul principal .

Structura programului principal, așa cum a fost prezentată în introducerea paragrafului 5.3.2. înglobează o buclă care permite calcularea termenilor sursă a ecuațiilor de transport ale funcțiilor  $\Phi$  după parcurgerea a  $K_{40}$  cicluri de iterații. Astfel pentru primele  $K_{40}$  cicluri de iterații rezolvarea ecuațiilor se face considerînd termenii de sursă nuli.

În scopul executării eficiente a programului s-a utilizat o tehnică de "însămînțare" a valorilor funcțiilor  $\Phi$ , în măsura în care se pot estima în zonele speciale ale domeniului curgerii.

Aceasta presupune că în calculele primului ciclu de iterații, în unele din tabloul punctelor din domeniu se atribuie anumite valori inițiale pentru funcțiile  $\Phi$ , care la sfîrșitul ciclului sînt înlocuite cu valorile calculate. Acest procedeu direcționează oarecum desfășurarea calculului, mărind viteza de convergență și reducînd timpul de execuție a programului.

#### 5.3.2.4. Subrutina "TERPOL" .

Această subrutină este apelată de programul principal ori de cîte ori este necesară interpolarea funcțiilor:  $e=e(r)$ ;  $W=W(r)$ ;  $v_x=v_x(r)$ ;  $v_y=v_y(r)$ ;  $e=e(x)$ ;  $W=W(x)$  exprimate prin puncte, pentru obținerea valorilor corespunzătoare în nodurile rețelei cu pas "neuniform".

### 5.3.2.5. Subrutina "RAZA" .

Apelarea acestei subrutine de către programul principal se face în scopul obținerii unui vector care să conțină razele în toate punctele domeniului .

### 5.3.2.6. Subrutine științifice utilizate .

Introducerea condițiilor la limită pe granița liberă de intrare, pentru care se utilizează rezultatele măsurărilor experimentale comportă o tratare specială.

Astfel pentru exprimarea funcției  $v_x = v_x(x, r)$  printr-un număr suficient de puncte, în afara celor experimentale, se utilizează o metodă de interpolare.

În continuare se stabilește funcția  $\psi(x, r)$ , respectiv  $\omega_\vartheta(x, r)$  în punctele în care s-a determinat  $v_x = v_x(x, r)$ , după care se lucrează cu valorile ce corespund punctelor prin care trec liniile rețelei de calcul .

Aceste operații sînt realizate cu subrutinele RKL;ALI și RGT3.

## Capitolul 6 . INSTALATIILE EXPERIMENTALE. TEHNICILE SI APARATURA DE MASURA .

Studiul teoretic al curgerilor turbionare aplicate în condițiile unui arzător cu pulverizare prin aer de joasă presiune, bazat pe "modele" ale turbulenței riscă să rămână un simplu "exercițiu de spirit", dacă el nu este confruntat cu experimentul practic.

De aceea s-a conceput un complex de instalații experimentale, care să permită întocmirea unui dosar voluminos de măsurători menite să ateste valabilitatea considerentelor teoretice formulate și să îmbogățească literatura tehnică cu studii experimentale inedite .

### 6.1. Instalațiile experimentale .

#### 6.1.1. Focarul experimental .

Standul experimental utilizat pentru studiul procesului de ardere a fost focarul experimental nr.2 din dotarea colectivului "Instalații de ardere industriale" al ICSITEE-București, (fig.6.1.-1.).

Acest focar este de tipul cu "pereți nerăciți", fiind destinat să modeleze condițiile de ardere din cuptoarele industriale.

Inițial focarul a avut secțiunea interioară pătrată de  $600 \times 600 \text{ mm}^2$  și lungimea activă de 3250 mm, fiind construit din cărămidă refractară. Focarul a fost adaptat pentru studierea flăcării în condițiile unei geometrii axial-simetrice prin realizarea "recordării" colțurilor vetrei cu pereții laterali utilizându-se betonul refractar și s-a redus lungimea activă la 1,3 m prin obturarea cu un perete de cărămidă refractară.

În planul ecuatorial al focarului, pe ambele laturi, sînt practicate 8 fante, care permit observarea și introducerea în focar a aparatului de investigare a flăcării .

Pe peretele frontal se află placa de bază pe care s-a fixat placa frontală în care se află turnată în construcție monobloc ambrazura din material refractar (Br-94 cu un conținut de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  de 94%).

Pe peretele din spate se găsește de asemenea o fantă de observare practică pe axa ambrazură-focar și care permite montarea unei camere de luat vederi racordată la un sistem de televiziune în circuit închis .

Prima fantă de observare, din planul ecuatorial, pe latura stângă, care corespunde la "fața" ambrazurii, cât și fanta de pe peretele din spate permit fotografierea flăcării la bază, respectiv din față.

Evacuarea gazelor de ardere se realizează prin tiraj natural datorită unui coș metalic de cca. 20 m la care este racordat și focarul nr.1. Două șibere de gaze de ardere, unul la baza coșului și altul pe tronsonul de legătură permit reglarea tirajului.

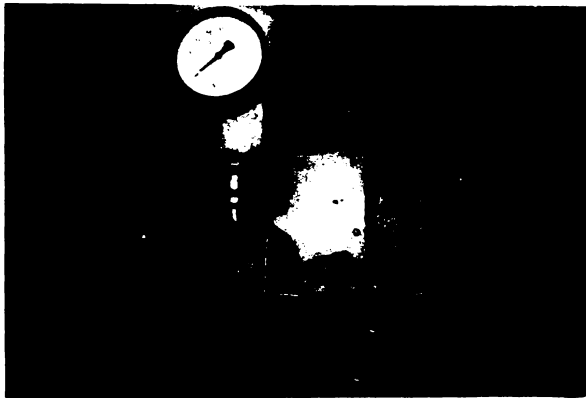


Fig.6.1.-1.Focarul experimental(vedere frontală)

Grupul de pompare-preîncălzire asigură parametrii combustibilului (presiune și temperatură) necesari în fața arzătorului. Preîncălzitorul utilizează ca agent de preîncălzire aburul .

Rezervorul de zi, plasat la o înălțime de cca. +3,5 , realizează alimentarea cu combustibil lichid ușor prin cădere liberă.

#### b) Instalația de alimentare cu aer de joasă presiune .

Este constituită dintr-un preîncălzitor de aer de tip "prin radiație" cu focar independent, care permite preîncălzirea peste  $400^{\circ}\text{C}$  și un ventilator cu debitul de  $3500 \text{ m}^3/\text{h}$  la presiunea de  $1050 \text{ daN/m}^2$ , care are montată pe aspirație o clapetă de reglaj .

Focarul independent este echipat cu un arzător de tip IACI-6 funcționând la presiunea gazelor naturale de  $2000 \text{ daN/m}^2$ , dotat cu o instalație de reglaj de sarcină automat în schema "tot-puțin-nimic," parametrul de reglaj fiind temperatura în colectorul de aer.

In fig.6.1.-2 s-a prezentat o schemă care permite urmărirea circuitelor fluidelor de lucru ale focarului experimental nr.2.

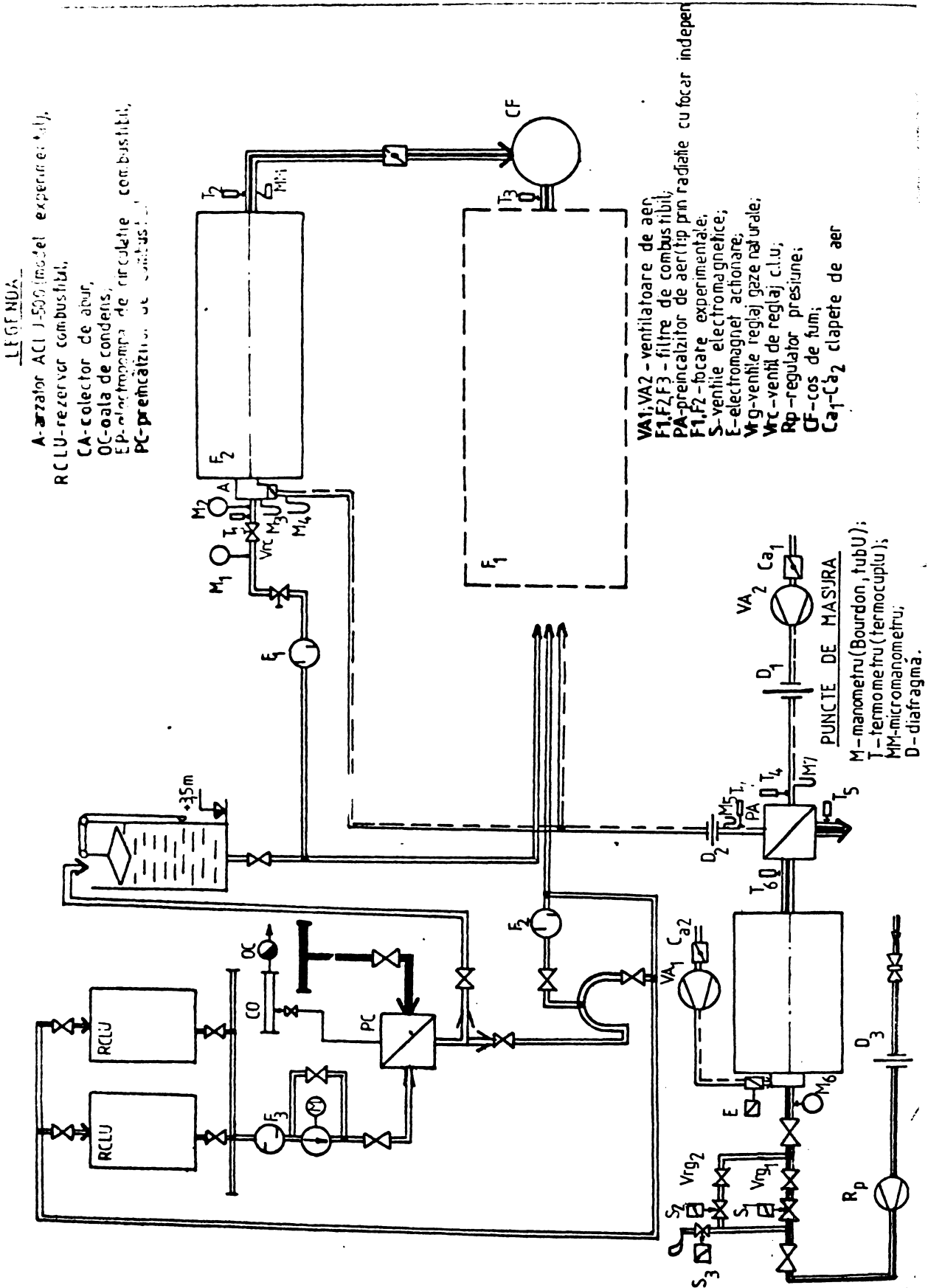


Fig.6.1.-2. Schema circuitelor fluidelor de lucru ale focarului experimental.

### 6.1.2. Standul izoterm.

Standul izoterm este un banc experimental cu multiple utilizări, proiectat de autor, care permite studiul aerodinamic al arzătoarelor, ca și determinarea caracteristicilor de bază ale jetului de combustibil pulverizat.

Pentru experimentare arzătoarele pot fi montate vertical sau orizontal, vizualizarea și fotografierea jetului investigat făcându-se prin două ferestre mari executate din material plastic transparent.

Standul este înzestrat cu un dispozitiv de mișcare tridimensional, care asigură deplasarea sondelor în spațiu (sonde anemometrice; tuburi Pitot-Prandtl; sonde cu fir cald pentru termomanometru) (fig.6.1.-3.).

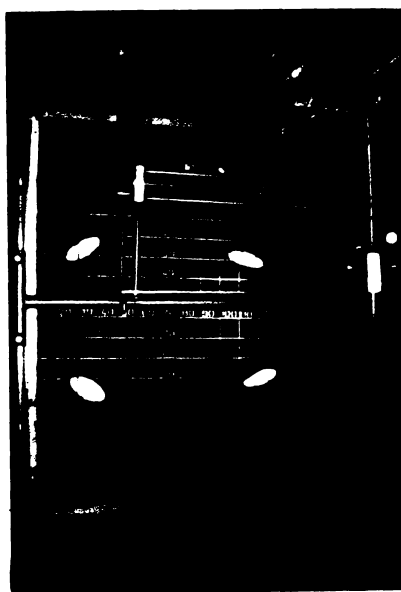


Fig.6.1.-3. Standul aerodinamic izoterm (vedere frontală ).

Bancul este racordat la un ventilator de aer cu debitul de  $1800 \text{ m}^3/\text{h}$  și presiunea de  $1050 \text{ daN/m}^2$  și la un exhaustor, care asigură o ușoară depresiune (-10 până la  $-30 \text{ daN/m}^2$ ). Ventilatorul are o clapetă de reținer pe aspirație, iar măsurarea debitului de aer se face cu o diafragma de măsură racordată la un manometru tub U.

### 6.1.3. Arzătorul - model experimental .

Modelul de arzător prezentat schematic în fig.6.1.-4 este cel pe baza căruia s-a omologat arzătorul cu pulverizare prin aer de joasă presiune, denumit ACLU-500, una din cele trei tipodimensiuni ale unei game.

Admisia debitului total de aer pentru ardere, care servește și la pulverizare, se face printr-o singură conductă 1.

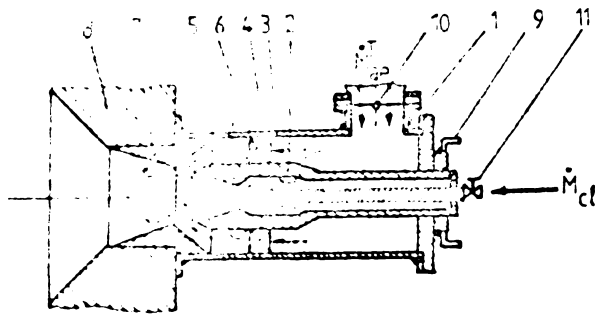


Fig.6.1.-4. Schema modelului de arzător ACLU-500 [110]

1. conductă de aer; 2.-GTIT; 3.-țeavă centrală; 4.-canale tangențiale; 5.-duză multijet; 6.-GTIP; -ajutaj convergent-divergent; 8.-ambrazură; 9.-roată manevră; 10.-clapetă de aer; 11.-robinet de reglaj .

turbionare 6 (GTIP) 1 se imprimă de asemenea o mișcare de turbionare în același sens, după care este dirijat printr-un ajutor convergent-divergent spre amestecul de combustibil-aer primar, format inițial, realizându-se astfel cea de a doua treaptă de pulverizare, jetul pulverizat pătrunzând apoi în ambrazura 8.

Reglarea debitului total de aer se face pe tot domeniul cu ajutorul clapetei de aer 10 montată pe conducta de admisie 1, iar a debitului de combustibil cu robinetul de reglaj pe con propriu arzătorului.

Piese 2, 6, 8 sînt amovibile, date complete despre ele fiind prezentate în paragrafele următoare.

Modelul de arzător experimental a fost construit din material plastic transparent (fig.6.1.-5.) pentru experimentările pe standul aerodinamic izoterm și în construcție industrială pentru toate testele pe focarul industrial (fig.6.1.-6.).

Procesul de pulverizare prin fluid auxiliar (aer de joasă presiune) presupune o interacțiune a jetului de aer și de combustibil, deci curgerea a două fluide, cu proprietăți diferite

Aerul primar intră prin canalele tangențiale 4 practicate în piesa 2 (GTIT) în interiorul acesteia ceea ce îi imprimă o mișcare de turbionare, evacuarea făcându-se prin ajutor convergent-divergent.

Combustibilul admis în arzător prin țeava centrală 3 este refulat prin duza multijet 5, în jetul de aer primar turbionat, realizându-se astfel prima treaptă de pulverizare.

Aerului secundar vehiculat prin paletele de



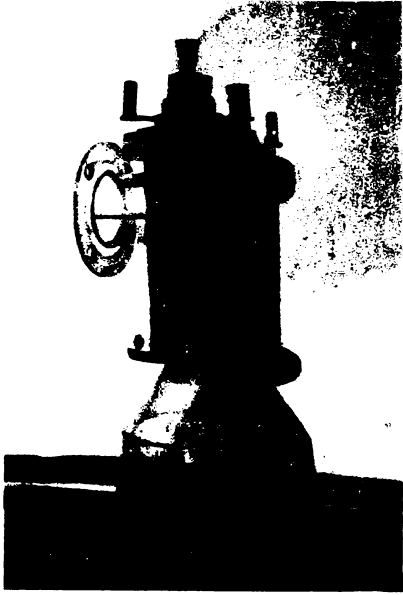


Fig.6.1.-5. Model experi-  
mental din material plastic.

care acționează între ele, cât și mediul în care expandează.

Influențarea caracteristicilor aerodinamice ale jetului de aer în curgere turbulentă și mișcare turbionară joacă un rol primordial în acest tip de pulverizare.

Pentru modelarea matematică a curgerii jetului izoterm de aer total ( $\dot{M}_{ae}^T$ ) aflat în curgere turbulentă și mișcare turbionară (capitolele 4 și 5) arzătorul experimental asigură stabilirea condițiilor de graniță în secțiunea de intrare.

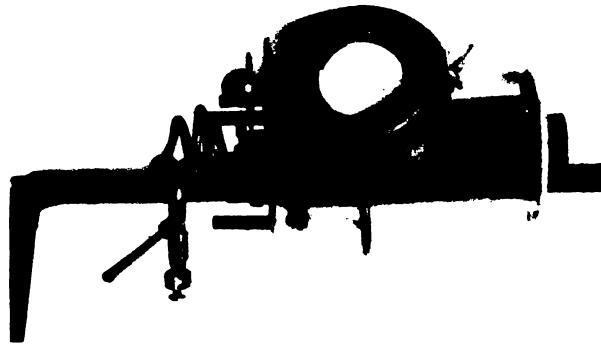


Fig.6.1.-6. Prototip experimental în construcție industrială.

#### 6.1.3.1. Generatorul de turbionare cu intrări tangențiale.

GTIT s-au proiectat și executat într-un număr de 4 tipodimensiuni, care permiteau varierea gradului de turbionare prin modificarea debitului de aer primar introdus prin canalele tangențiale (fig.6.1.-7.).



Fig.6.1.-7. Generatoare de turbionare cu intrări tangențiale.

Variația debitului de aer primar se face prin modificarea secțiunii canalelor tangențiale cu menținerea constantă a vitezei de admisie a aerului .

Caracteristicile principale ale GIIT sînt prezentate în tabelul 6.1.-1.

Tabelul 6.1.-1.

GIIT	Înclinația canale tang.	Dimensiunile canalului	Unghiul față de Ox	Viteza de intrare	Raza de turbionare
		[mm x mm]	[°]	[m/s]	[mm]
GIIT-19	5	25 x 8	20	29	26
GIIT-20	5	30 x 8	90	29	25
GIIT-21	5	34 x 8	20	27	26
GIIT-22	5	30 x 8	90	29	26
GIIT-23	5	30 x 8	90	29	26

GIIT-21 este executată similar din punct de vedere geometric cu GIIT-20 numai că canalele sînt practicate radial, ceea ce asigură o admisie radială neturbionată a debitului de aer primar.

Acestor GIIT li se atașează un ajutoraj convergent-divergent notat ACD-20, sau un ajutoraj convergent numit AC-10, care constituie partea convergentă a primului .

### 6.1.3.2. Generatorul de turbionare inelar cu paletă.

GIIP s-au proiectat și realizat într-un număr de 13 tipodimensiuni de GIIPD și 12 tipodimensiuni de GIIPR cu diametrul exterior de 126 mm și interior 86 mm, care asigurau modificarea gradului de turbionare prin schimbarea unghiului de înclinare a paletelor (fig.6.1.-8.).



Fig.6.1.-8. Generatoarele de turbionare inelare cu paletă drepte și răsucite.

Caracteristicile principale ale GTIP sînt înfățișate în tabelul 6.1.2.

Tabelul 6.1.2.

GTIPD	GTIPR		Unghiul de înclinare $\alpha$ paletelor $\theta$		Lățimea inelului		Unghiul de acoperire $\alpha$ paletelor $\beta$		Nr. de palete	Observații
	[°]	[mm]	[°]	[mm]	[°]	[mm]				
GTIPD-10	13	30	30	73	30	30	12	GTIP cu $\theta = 15^\circ$		
20	23	45	45	45	30	30	12	nu s-a executat		
30	33	60	60	26	30	30	12	fezabilitatea		
40	-	75	-	12	30	-	12	inelului era de 127mm		
11	14	0	0	78	0	0	12	GTIP cu $\theta = 15^\circ$		
21	24	0	0	45	0	0	12	nu s-a executat		
31	34	0	0	26	0	0	12	paletele sînd în afară		
41	44	0	0	12	0	0	12	de înălțime		
12	15	0	0	30	0	0	12			
22	25	15	15	30	0	0	12			
32	35	30	30	30	0	0	12			
42	45	45	45	30	0	0	12			
52	55	60	60	30	0	0	12			

6.1.3.3 Ambrazura .

Pentru testele efectuate pe standul aerodinamic izoterm s-au construit două ambrazuri notate AM 10, respectiv AM 20 din material plastic transparent, care permiteau o stașare ușoară la ajutorul de ieșire al modelului experimental de arzător (fig. 6.1.-9.)



Fig.6.1.-9. Ambrazuri din material plastic .

Diametrul secțiunii de intrare a ambrazurii era menținut constant, deci pentru un debit de aer total  $M_{ae}^T$  tot. și geometria arzătorului constantă ( $G_1$  și  $d_{ae}^{in}$  fixate), numărul de turbionare  $S$  era variat prin modificarea lui  $G_2$  adoptîndu-se diverse GTIP.

În această situație viteza medie în secțiunea de intrare era menținută constantă.

În condițiile menținerii constante a lungimii ambrazurilor 260 mm și diametrului de intrare 90 mm, semiunghiul de evazare  $\hat{\gamma}$  a avut valorile de  $20^\circ$  (AM-10), respectiv  $35^\circ$  (AM-20).

## 6.2. Tehnicile și aparatura de măsură .

Se prezintă în extenso metodele și instrumentele de măsură ale vitezei în condiții izoterme și neizoterme împreună cu programele de calcul realizate pentru o prelucrare rapidă a datelor experimentale.

De asemenea se descriu aparatul de determinare a momentului cinetic și pirometrul cu aspirație miniatural, realizate după model, dar cu unele îmbunătățiri .

Succint se abordează și măsurătorile termotehnice specifice studiului proceselor de ardere în focare.

### 6.2.1. Măsurători termotehnice specifice .

Standurile experimentale descrise anterior sînt echipate cu aparatură de măsură termotehnică uzuală care permite determinarea temperaturilor, debitelor, presiunilor, compoziției gazelor de ardere, nivelului de zgomot.

În fig.6.1.-2 s-au prezentat și punctele de măsură principale de pe circuitele fluidelor de lucru ale focarului experimental, care sînt echipate cu aparatură avînd clasă de precizie 0,6 - 1,6.

Asupra acestei aparaturi nu se va insista, cu excepția metodelor de măsurare a compoziției gazelor de ardere și nivelului de zgomot.

Executarea analizei gazelor de ardere presupune două etape, una de prelevare și alta de analiză a probei.

Prelevarea s-a executat cu o sondă din oțel inoxidabil și refractar răcită, care asigură "înghețarea" reacțiilor chimice în momentul absorbției gazelor de ardere și nu modifică compoziția lor.

De asemenea s-au evitat perturbațiile de natură gazodinamică, termică sau chimică în punctul de prelevare.

Aspirația s-a realizat cu un sistem de aspirație constituit dintr-un "aspirator" și un răcitor electric pentru gazele de ardere. Aspirația izocinetică este necesară în punctele din focar unde gradientii de viteză sînt mari și deci concentrația depinde de viteza de aspirație.

Analiza probei gazelor de ardere s-a efectuat continuu cu aparatele Permolyt 2 și Infralyt și intermitent cu cromatograful tip GCHF-18 3-gaz-Cromatograph, toate aparatele fiind fabricate în RDG [110] .

S-a determinat astfel conținutul în % vol a  $O_2$  și CO cu primele două aparate și  $CH_4$ , CO,  $CO_2$ ,  $O_2$  și  $N_2$  cu cel de al treilea. Pentru măsurarea CO s-a utilizat și pompa Bacharach [110]. De asemenea indicele de fum s-a măsurat după metode Bacharach utilizându-se o pompă Bacharach [110].

Măsurarea nivelului de zgomot produs de funcționarea prototipului de arzător pe focarul experimental s-a făcut cu sonometrul 2209 produs de firma Brüel și Kjaer din Danemarca .

### 6.2.2. Măsurarea vitezelor .

Instrumentele cu ajutorul cărora se pot determina cimpurile de viteze se numesc în general sonde anemometrice (anemokinometre). Cele mai utilizate sonde direcționale sînt cele cu 5 găuri al căror principiu a fost descris de J.C.Lee și J.E.Ash [98].

Acest tip de sonde permite, fără a se orienta sonda, să se determine mărimea și direcția vectorului viteză în spațiu precum și presiunea statică .

Capul de măsură al sondelor este în general sferic sau semisferic și prezintă cele cinci prize de presiune (fig.6.2-1.) (fig.6.2.-2.). Priza centrală este situată pe axa capului sondei iar celelalte prize se află două în planul meridian și alte două în planul ecuatorial care conțin axa capului sondei. Aceste prize formează unghiuri de  $45^\circ$  cu priza centrală.

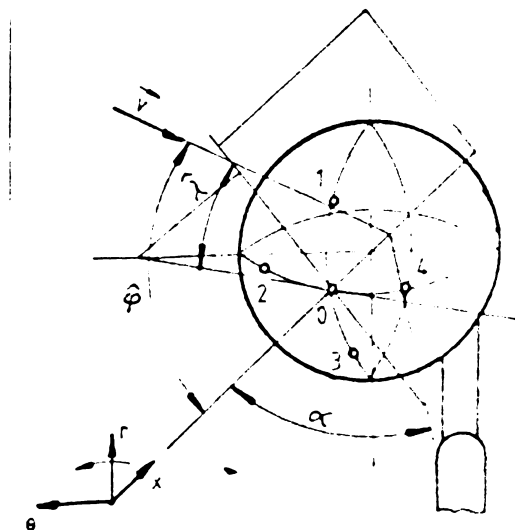


Fig.6.2.-1.Sonda anemometrică cu cap sferic.

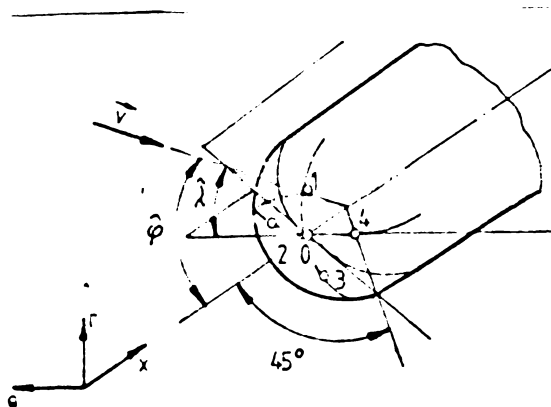


Fig.6.2.-2. Sondă anemometrică cu cap semisferic .

### 6.2.2.1. Metodica de măsurare .

Vectorul viteză  $\vec{v}$  poate fi definit prin :

-  $v$  (mărimea vectorului viteză);  $\hat{\varphi}$  (unghiul pe care îl face vectorul viteză cu axa prizei de presiune);  $\hat{\lambda}$  (unghiul diedru dintre planele, care conțin unul vectorul viteză și axa capului sondei și celălalt găurile 2-0-4).

-  $v_x, v_y, v_z$ , sau  $v_r, v_\varphi, v_\theta$ , (componentele vectorului viteză) în raport cu un sistem de coordonate cartezian sau cilindric, stașat capului sondei.

Metodica de calcul are la bază determinarea relațiilor între cele patru diferențe de presiune măsurate între prizele de presiune ( $p_0 - p_1$ ;  $p_0 - p_2$ ;  $p_0 - p_3$ ;  $p_0 - p_4$ ) respectiv  $p_t - p_{re}$ ).

Metoda de calcul a) este bazată pe "etalonarea experimentală" a sondei anemometrice permițind determinarea componentelor vectorului viteză și a presiunii statice.

Metoda de calcul b) este cea "teoretică", care nu permite introducerea coeficienților de etalonare, dar presupune o calculare grafică rapidă.

Domaniul de aplicare a acestei metodici se reduce numai la cazul fluidului (aer) considerat incompresibil. Așa cum se apreciază în lucrarea [99] eroarea de măsură a vitezei este de 0,5% pentru viteze de 70 m/s în condițiile temperaturii aerului de 15°C.

a) Principiul metodei constă în determinarea de relații între  $p_1, p_2, p_3, p_4$  care nu conțin decât  $v, \hat{\lambda}, \hat{\varphi}$ .

$\hat{\lambda}$  se obține expresia :

$$\operatorname{tg} \hat{\lambda}_1 = \frac{(P_0 - P_1) - (P_0 - P_3)}{(P_0 - P_2) - (P_0 - P_4)} \quad \text{---} \quad (6.2.-1.)$$

de unde rezultă :

$$\lambda_1 = \operatorname{arctg} \frac{(P_0 - P_1) - (P_0 - P_3)}{(P_0 - P_2) - (P_0 - P_4)} \quad \text{---} \quad (6.2.-2.)$$

Experiența arată că în majoritatea cazurilor curba care se ridică la etalonare diferă puțin de cea teoretică .

$\hat{\rho}$  se determină definindu-se cantitatea :

$$K_\varphi = \sqrt{1 - \frac{(P_0 - P_1) + (P_0 - P_2) + (P_0 - P_3) + (P_0 - P_4)}{\sqrt{2[(P_0 - P_1)^2 + (P_0 - P_3)^2]} + \sqrt{2[(P_0 - P_2)^2 + (P_0 - P_4)^2]}}} \quad \text{---} \quad (6.2.-3.)$$

a cărei expresie teoretică este :

$$K_\varphi = \sqrt{\frac{2 \sin^2 \varphi}{1 + \cos^2 \varphi}} \quad \text{---} \quad (6.2.-4.)$$

Deci  $K_\varphi$  nu depinde de  $v$  și  $\hat{\lambda}$ , ceea ce în general se confirmă la etalonare. Experimental se ridică dependența  $K_\varphi = f(\varphi)$  .

Determinarea modulului vectorului viteză se face cu relația :

$$v = \sqrt{\frac{0,07189(273+t)}{\rho} K_v \left\{ \sqrt{2[(P_0 - P_1)^2 + (P_0 - P_3)^2]} + \sqrt{2[(P_0 - P_2)^2 + (P_0 - P_4)^2]} \right\}} \quad (6.2.-5.)$$

în care expresia teoretică a lui  $K_v$  este :

$$K_v = \frac{1}{1 + \cos^2 \varphi} \quad \text{---} \quad (6.2.-6.)$$

Experimental se determină dependența  $K_v = f(\varphi)$ , care în general este destul de diferită față de expresia teoretică .

Presiunea statică se stabilește utilizându-se formula :

$$P = (P_0 - P_e) - \frac{13,91 \rho v^2}{273 + t} K_0 \quad \text{---} \quad (6.2.-7.)$$

în care expresia teoretică a lui  $K_0$  este :

$$K_0 = 1 - \frac{9}{4} \sin^2 \varphi \quad \text{---} \quad (6.2.-8.)$$

Prin etalonare se ridică și dependența  $K_0 = f(\varphi)$  .

Față de triedul ortonormat atașat sondei, în care  $Ox$  este paralel cu axa capului sondei și în sensul de curgere al fluidului (fig.6.2.-1) se obțin componentele vectorului viteză .

$$\begin{cases} v_x = v \cos \varphi \\ v_y = -v \sin \varphi \cos \lambda \\ v_z = -v \sin \varphi \sin \lambda \end{cases} \quad \text{---} \quad (6.2.-9.)$$

Pe baza acestui algoritm s-a elaborat un program de calcul numit "VIT EXP" scris în limbaj FORTRAN IV, a cărui schemă logică se prezintă în fig.6.2.-3.

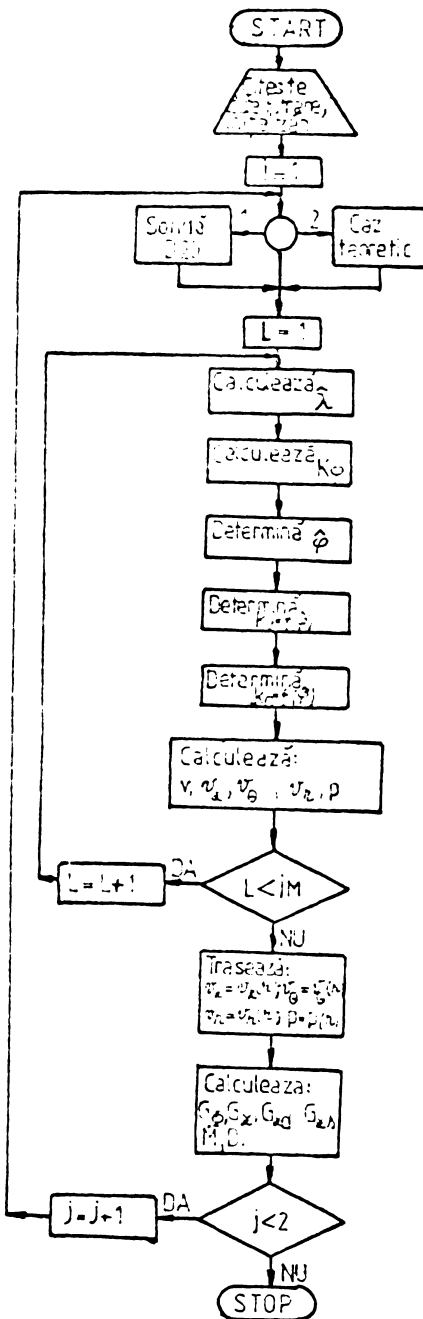


Fig.6.2.-3. Schema logică a programului "VIT EXP".



Măsurătorile efectuate pe focarul experimental pentru determinarea distribuțiilor componentelor vitezei gazelor de ardere s-au făcut cu o sondă răcită cu cap semisferic, având diametrul de 20 mm, manufacturată cu deosebită îngrijire în COSITEE, după proiectul autorului (fig.6.2.-4.)

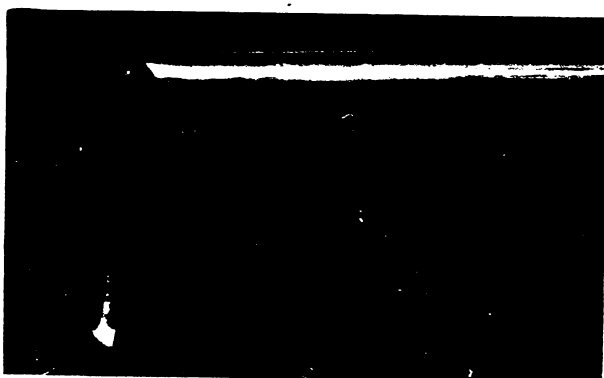


Fig.6.2.-4. Sondă răcită cu cap semisferic.

Această sondă a fost etalonată obținându-se curbele de etalonare  $K_\varphi, K_v, K_0$ .

Rezultatele obținute prin prelucrarea datelor experimentale au arătat o precizie bună în domeniul  $0^\circ < \varphi < 65^\circ$  și una acceptabilă în intervalul  $0^\circ < \varphi < 85^\circ$ , deci nu se poate măsura  $\vec{v}$  în toate direcțiile spațiului.

Măsurătorile au fost mult îngreunate de înfundarea frecventă a pritelor de presiune motiv pentru care sonda trebuia suflată cu aer comprimat.

b) Această metodă permite determinarea directă a componentelor vectorului viteză în raport tot cu triedul ortonormat atașat capului sondei și definit anterior, prin rezolvarea sistemelor de ecuații :

$$\begin{cases} v_x^2 - v_z^2 + 2v_x v_z = \frac{16}{9} \frac{9,81}{\rho_0} \frac{273+t}{273} (p_0 - p_3) \\ v_x^2 - v_z^2 - 2v_x v_z = \frac{16}{9} \frac{9,81}{\rho_0} \frac{273+t}{273} (p_0 - p_3) \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (6.2.-10)$$

$$\begin{cases} v_x^2 - v_y^2 + 2v_x v_y = \frac{16}{9} \frac{9,81}{\rho_0} \frac{273+t}{273} (p_0 - p_2) \\ v_x^2 - v_y^2 - 2v_x v_y = \frac{16}{9} \frac{9,81}{\rho_0} \frac{273+t}{273} (p_0 - p_4) \end{cases} \quad \text{--- --- ---} \quad (6.2.-11)$$

Rezolvînd sistemul (6.2.-10.) se determină o valoare și valoarea  $v_z$ , iar rezolvînd sistemul (6.2.-11.) se obține o valoare  $v_x$  și valoarea  $v_y$ . Pentru o precizie bună de măsurare este necesar ca valorile  $v_x$  să fie apropiate. Această metodă nu permite calcularea presiunii statice.

Bazîndu-ne pe acest algoritm s-a realizat un program de calcul denumit "VIT TEOR" scris în limbaj Fortran IV, după schema bloc din fig.6.2.-5.

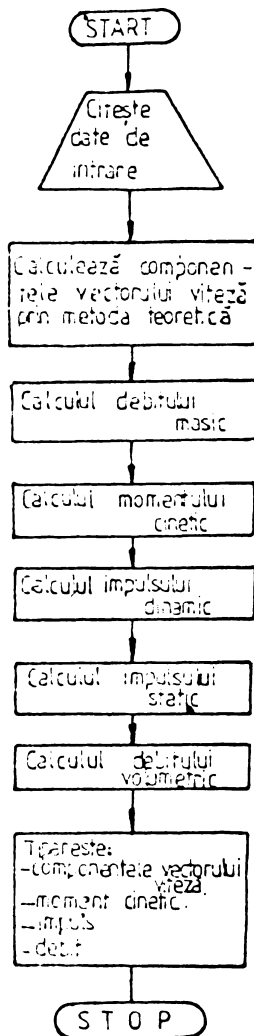


Fig.6.2.-5. Schema logică a programului "VIT TEOR".

Pentru măsurătorile efectuate pe standul aerodinamic izoterm s-a utilizat sonda cu cap sferic "Instruments de precision MDG" realizată de EDF (Franța), avînd diametrul capului de 3 mm (fig.6.2.-6.)

Bazîndu-ne pe afirmația că o execuție deosebit de îngrijită a capului sondei atestată de o etalonare atentă în fabrică după care se păstrează numai capetele de sondă care nu se îndepărtează prea mult de la etalonarea teoretică, constituie o garanție a aplicării acestei metode [99], ea s-a utilizat pentru sonda cu cap sferic din fig.6.2.-6.

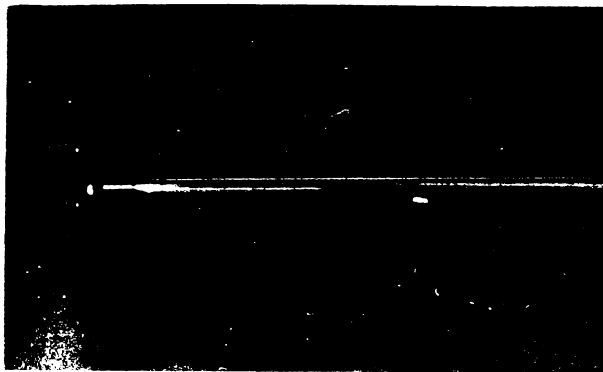


Fig.6.2.-6.Sonda cu cap sferic  
"Instruments de precision MGD".

Funcție de domeniul de presiuni măsurate cele două sonde au fost racordate la: tuburi U, micromanometre cu braț înclinat și micromanometre tip Ascania.

Pentru o serie de verificări s-a utilizat un tub Pitot-Prandtl având diametrul capului de 2,5 mm, manufacturat în ICSITEE și etalonat de laboratorul de Gazodinamică și Aerodinamică industrială al

INCREST. Trebuie subliniat că în regim subsonic, măsurarea presiunii totale cu acest tub este exactă pînă la o înclinare de  $8^\circ$  a vectorului viteză față de axa tubului. Valoarea măsurată va fi mai mică decît cea reală, dacă unghiul de înclinare va fi mai mare. De asemenea unghiul de înclinare modifică valoarea presiunii statice în punctul de măsură.

Măsurătorile în jeturi cu turbulențe puternice, unde componenta pulsatorie a vitezei este de același ordin de mărime cu componenta medie, se impune utilizarea unei aparaturi de măsură mai precise, ca de exemplu termocnemometrul. Acest aparat s-a impus în tehnica măsurătorilor de mare precizie a vitezelor, în explorarea stratului limită, în determinarea mărimilor caracteristice ale curgerii turbulente.

Pentru anumite verificări ale corectitudinii măsurătorilor s-a utilizat un anemometru universal tip 55D00 produs de firma Difa din Danemarca, care funcționează în primul rînd ca anemometru de temperatură constantă, măsurînd turbulența și variațiile temperaturii. El este echipat cu sonde cu fir cald, sau film cald de diverse tipuri, care permit măsurători de turbulență de frecvență înaltă și de turbulență de intensitate joasă. Anemometrul poate funcționa și ca anemometru de curent constant.

Canalul anemometric Difa folosit a fost compus din: unitatea anemometrică 55D01; unitatea auxiliară 55D25; voltmetrul digital 55D30; voltmetrul 55D35; linearizator 55D10 (fig.6.2.-7.)



Fig.6.2.-7. Canal anemometric tip 55Doo-Dias și echipament de calibrare a sondelor 55D41/42.

Etalonarea sondelor se efectuează pentru fiecare sondă în parte și de regulă la fiecare utilizare a sa .

Operația se realizează cu un echipament de calibrare special tip 55D41/42, care permite ca sonda să fie plasată într-un jet de aer cu viteza cunoscută.

Viteza se determină măsurând diferența de presiune dinamică între două puncte folosind relația lui Bernoulli :

$$\frac{v^2}{2} + \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho} + gh = ct \quad \text{--- --- --- ---} \quad (6.2.-12.)$$

Decă  $v \leq 60$  m/s, curgerea este incompresibilă, deci  $\rho = ct.$  și  $gh = ct.$

Ecuația lui Bernoulli permite calcularea vitezei :

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \quad \text{--- --- --- ---} \quad (6.2.-13.)$$

Simultan se determină tensiunea  $U$  [V] cu ajutorul anemometrului, ceea ce permite trasarea curbei de calibrare a sondei  $v=f(U)$  .

Introducând sonda în jetul studiat se determină în fiecare punct tensiunea  $U$  [V] , care apoi se introduce în curba de calibrare obținându-se viteza .

Investigarea experimentală a ZCR sau ZPR formate de jetul turbionar ce expandează în spațiu limitat ridică probleme deosebit de dificile.

Măsurarea vitezei medii se poate face cu sonda anemometrică, tubul Pitot-Prandtl, anemometrul cu sondă cu fir drept, sau fir înclinat. Trebuie remarcat faptul că în anumite puncte ale zonei de recirculație, firul nefiind sensibil decât la modulul vitezei, dă un răspuns eronat atunci când valoarea instantanee a vitezei se schimbă de semn.

De aceea se poate aprecia că rezultatele obținute cu anemometrul cu fir cald au un caracter de indicație. Se pare că sonda anemometrică și tubul Pitot-Prandtl furnizează rezultate mai apropiate de realitate.

### 6.2.-3. Măsurarea momentului cinetic .

În scopul comparării valorilor debitului total al momentului cinetic obținute prin calcul integrându-se curbele de distribuție a vitezei pe suprafața de ieșire a "gurii" arzătorului, cu rezultate experimentale s-a construit un aparat de măsură după modelul realizat de IPRF-Ijmuiden [100] .

Aparatul transformă momentul cinetic al jetului turbionat într-un cuplu aplicat ansamblului mobil, care se opune celui realizat de o greutate cunoscută fixată pe un balansier de lungime dată, legat solidar cu acesta.

Este constituit din următoarele părți componente: corp; ansamblu mobil în rotație față de corp prin intermediul a două lagăre cu bile și un sistem de contragreutăți.

Mișcarea de turbionare imprimată jetului este anulată de o zonă tip "fagure", evacuarea făcându-se radial prin fante realizate între partea mobilă și corpul fix.

R.Droin și E.Perthuis [30] au înlocuit față de aparatul original, contragreutatea cu un platan pe care se așează greutăți mobile, au lungit acul de reperare și au mărit gradațiile, ceea ce a ușurat realizarea măsurătorilor și le-a făcut mai precise.

Aparatul utilizat în lucrare a fost îmbunătățit prin realizarea unui balansier din dur aluminiu, gradat foarte precis, care apasă prin intermediul unei piese reglabile direct pe platanul unei balanțe de laborator. Piesa reglabilă permite o citire precisă a valorii lungimii brațului și de asemenea o așezare pe centrul platanului.

Ușurându-se întregul sistem de contragreutăți care este legat rigid de ansamblul mobil s-a îmbunătățit precizia măsurării.

Aparatul (fig.6.2.-8.) a fost înglobat în standul experimental de încercare a GTIP care cuprindea o conductă suficient de lungă pentru a asigura o alimentare omogenă a GTIP plasate la un capăt. Alimentarea cu aer era asigurată de un ventilator de aer, iar măsurarea debitului se făcea cu o diaframă de măsură și tub Pitot-Prandtl racordate fiecare la un tub U.

Standul permitea determinarea caracteristicilor aerodinamice ale GTIP: coeficientul de pierderi de presiune (prie presiune statică erau dispuse în smonte de GTIP la un diametru distanță pentru măsurarea presiunii statice medii); momentul cinetic.

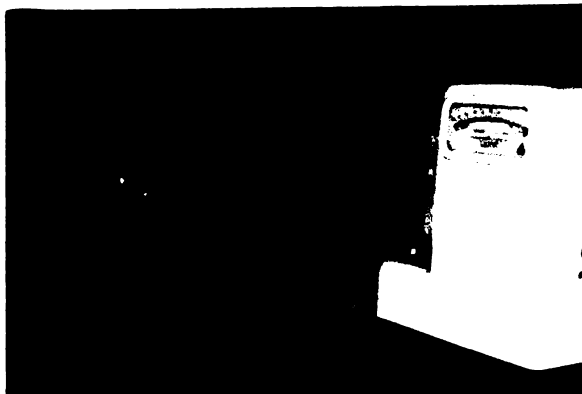


Fig.6.2.-8. Aparat de determinare a momentului cinetic.

#### 6.2.4. Măsurarea temperaturii gazelor de ardere.

Explorarea temperaturilor în interiorul flăcării s-a făcut cu ajutorul unui pirometru cu aspirație răcit, care a permis măsurarea valorilor locale ale temperaturii.

Investigarea zonelor unde vitezele de curgere ale produselor de ardere sînt ridicate necesită utilizarea unor pirometri cu aspirație (fig.6.2.-9), care să perturbe cît mai puțin curgera.

În acest scop s-a construit un astfel de aparat de dimensiuni reduse (diametrul scutului refractar 24 mm), asemănător celui descris în lucrările [102] , [103] .

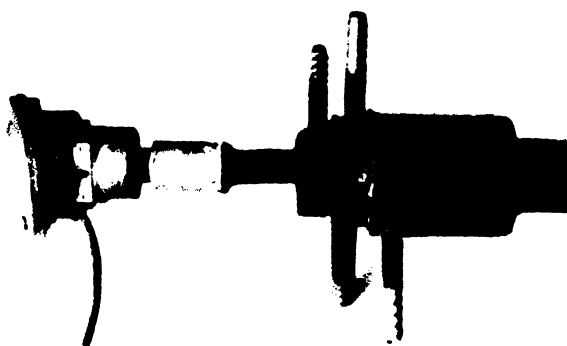


Fig.6.2.-9. Pirometrul cu aspirație de dimensiuni reduse.

Termocuplul utilizat este de tipul Pt-Rh-Pt care permite măsurarea unor temperaturi de pînă la 1600°C.

Diametrul tubului ceramic care conține firele cuplului este de 5 mm, sudura caldă fiind protejată de o teacă ceramică avînd diametrul de 14 mm.

Lungimea termocuplului a fost de 1300 mm, iar cuplarea termocuplului cu aparatul de măsură (potențiomtru de curent continuu, milivoltmetru) s-a făcut prin intermediul cablului de compensație, joncțiunea rece fiind menținută la temperatura ambiantă de o cămașă de apă de răcire .

Termocuplul este protejat de un ecran ceramic ( $Al_2O_3$ -95%) avînd următoarele caracteristici: diametrul exterior 24 mm; diametrul interior 18 mm; lungimea 230 mm.

Ecranul se racordează la suportul din oțel inoxidabil refractar, care constituie sistemul de răcire cu apă sub presiune.

Sistemul de aspirație este constituit dintr-un ansamblu pompă de vid, răcitor de gaze de ardere cu reglaj de temperatură. Viteza de aspirație nu este necesar să depășească 30 m/s căci timpul de răspuns al termocuplului nu mai poate fi ameliorat.

## Capitolul 7. STUDIUL EXPERIMENTAL AL CURGERILOR TURBIONARE GENERATE DE GTIT SI GTIP.

În cadrul studiului s-au investigat serii de jeturi izoterme de aer, care ies din GTIT cu sau fără injector, cu sau fără adiționare de ajutaje convergent-divergent sau convergent, pentru a stabili modificările progresive ce au loc la trecerea de la jetul izoterm neturbionat la jetul puternic turbionat. Această evoluție este urmărită în funcție de variația componentelor vectorului viteză și eventual presiunii statice în interiorul GTIT și în diverse secțiuni transversale ale jeturilor expandând din acestea.

S-au investigat cinci tipuri de GTIT (tabel 6.1.1.) notându-se măsurătorile E1-E56, datele experimentale fiind prelucrate pe calculator cu programul "VIT TEOR".

De asemenea s-au studiat serii de jeturi izoterme de aer care expandează din GTIPD și GTIPR, a căror dezvoltare a fost analizată tot pe baza distribuțiilor radiale ale componentelor vectorului viteză în diverse secțiuni transversale de-a lungul jetului.

S-au studiat 13 tipuri de GTIPD, respectiv 12 tipodimensiuni de GTIPR, atât cu unghiul de acoperire constant, cât și variabil (tabel 6.1.-2) pentru patru regimuri de debite de aer, investigațiile numerotându-se 1I1-1I198; 2I1-2I198; 3I1-3I198; 4I1-4I198, rezultatele măsurătorilor fiind de asemenea prelucrate pe calculator cu programul "VIT TEOR".

Măsurătorile s-au realizat cu ajutorul sondei anemometriche pe întreaga secțiune a standului izoterm, iar în ZCR și ZPR au fost repetate cu termoanemometrul cu fir cald și tubul Pitot - Prandtl. În aceste zone, cu cele două sparate menționate s-au stabilit numai distribuția radială a vitezei axiale, care intervine în determinarea debitului de fluid recirculat.

În lucrarea [20] se arată că pierderea de presiune pe GT trebuie să fie considerată ca o pierdere de energie, căci pentru a se obține o amestecare bună în focar este necesară creșterea intensității turbulenței, care este asociată cu o pierdere de presiune suplimentară.

Dacă se consideră din acest punct de vedere randamentul aerodinamic global al focarului este necesar să se determine variația de presiune optimă care permite obținerea unui anumit nivel de turbulență.

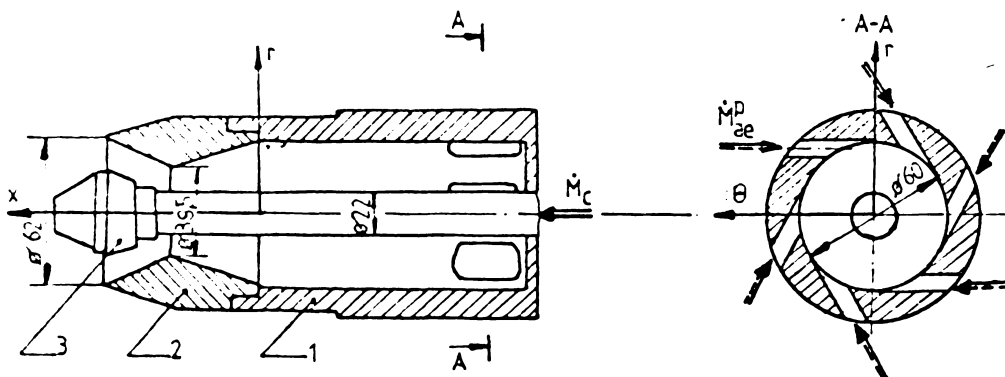


**7.1. Studiul experimental al jeturilor turbionate generate de GTIT expandând în spațiu limitat (focar).**

**7.1.1. Considerații constructive asupra GTIT.**

Generatoarele de turbionare cu intrări tangențiale, prezentate în paragraful 6.1.3.1. permit varierea debitului de aer primar  $\dot{M}_{ae}^P$  deci a gradului de turbionare (cu menținerea constantă a debitului de aer total,  $\dot{M}_{ae}^T$ ) prin modificarea secțiunii canalelor tangențiale, păstrându-se constantă viteza de intrare a aerului în canale (tabel 6.1.-1.)

Pe axa longitudinală a GTIT se află injectorul de combustibil lichid echipat cu o duză, având geometria unui ajutoraj Venturi (fig.7.1.-1.).



**Fig.7.1.-1. Schema ansamblului GTIT-injector**  
 1.- GTIT; 2.-ajutaj convergent-divergent (sau convergent); 3.- injector.

GTIT i-au fost adionate un ajutoraj convergent-divergent respectiv convergent, iar duza injectorului a fost fixată, astfel ca găurile de refulare a combustibilului să se afle în secțiunea de ieșire a acestor ajutoraje.

Sistemul de coordonate cilindric ( $x, r, \theta$ ) a fost atașat la nivelul secțiunii de ieșire a GTIT, ceea ce a permis definirea secțiunilor transversale în care s-au investigat jeturile.

Unul din parametrii care influențează distribuția radială a presiunii în interiorul GTIT este unghiul canalelor tangențiale față de axa de simetrie longitudinală Ox (fig.7.1.-1.).

Acest unghi poate fi și mai mic de  $90^\circ$ , dar în acest caz debitul de aer primar va avea în afară de componenta tangențială a vitezei de intrare și o componentă axială a vitezei de intrare.

Căderea de presiune în canalele tangențiale nu este determinată numai de transformarea energiei potențiale în energie cinetică și de căderea de presiune datorată rezistențelor locale, ci pentru a se imprimă aerului o viteză axială în interiorul GTIT de rezistențele de după canale.

Dacă GTIT nu i se adăunează la ieșire un ajutor convergent-divergent, sau convergent, diametrul său interior fiind suficient de mare, se ajunge la situația curgerii unui fluid dintr-un rezervor sub presiune printr-un orificiu drept, fluidul fiind admis în rezervor printr-o intrare tangențială. Deci căderea de presiune pe întregul ansamblu va fi dată de pierderea de presiune din canalele tangențiale.

Dacă se atașează la extremitatea GTIT un ajutor convergent-divergent, sau convergent, a căror secțiune minimă este mai mică ca a diametrului interior al GTIT, implicit va crește căderea de presiune pe întreg ansamblul.

Practicarea în corpul GTIT a canalelor tangențiale la un unghi mai mic de  $90^\circ$  față de axa Ox, conduce la creșterea lungimii lor și deci a pierderii de presiune. În plus prin apariția unei componente axiale a vitezei de intrare, se mărește debitul de aer primar admis în GTIT.

Pentru un unghi de  $90^\circ$ , componenta tangențială a vitezei de intrare este maximă, neexistând o componentă axială.

Scăzându-se unghiul, componenta tangențială a vitezei de intrare va scădea, deci transformarea energiei potențiale în energie cinetică devine mai lentă, ceea ce face ca scăderea presiunii statice în interiorul GTIT să fie mai înceată.

Se poate concluziona că atât din punct de vedere aerodinamic, cât și tehnologic unghiul optim al canalelor tangențiale față de axa de simetrie longitudinală Ox este de  $90^\circ$ .

- Poziția de amplasare a canalelor tangențiale față de peretele posterior al GTIT.

Dacă canalele tangențiale sînt practicate în corpul GTIT, tangențial la peretele posterior, pierderile de presiune prin frecare sînt minime.

Prin amplasarea lor spre capătul anterior al GTIT, masa de fluid ce nu are o mișcare turbionară crește și implicit straturile învecinate aflate în mișcare turbionară vor trebui să antreneze prin frecare internă o masă de fluid mai mare, ceea ce va spori pierderile de presiune prin frecare.

Rezultă deci că din punct de vedere aerodinamic este indicat ca poziționarea canalelor tangențiale să fie făcută lângă perețele posterior.

Analizându-se tabelul 7.1.-1. se observă că generatoarele GTIT-10;-20;-30;-40 permit admiterea unui debit de aer primar de  $0,25 M_{ae}^T$ ;  $0,30 M_{ae}^T$ ;  $0,35 M_{ae}^T$ ;  $0,40 M_{ae}^T$  cu o viteză tangențială de intrare constantă, cărui datorită canalelor tangențiale i se imprimă un moment cinetic inițial, care este o funcție de forma  $G_{\phi_0} = f(M_{ae}^P)$ , cu parametri viteză de intrare și rază de turbionare constanți.

Tabelul 7.1.-1.

Regimul Mărimea	U.M.	I (GTIT-10)	II (GTIT-20) (GTIT-21)	III (GTIT-30)	IV (GTIT-40)
$D_{ae}^P$	$m^3 N/h$	118,5	142	166	189,6
$M_{ae}^P$	Kg/s	0,04256	0,051	0,05962	0,068095
$G_{\phi_0}$	Nm	0,03209	0,038454	0,044953	0,051344

Caracterizarea gradului de turbionare a jeturilor expandind din GTIT s-a făcut cu numărul de turbionare determinat prin metoda prezentată în paragraful 3.4. așa cum recomandă Caigier și Beér [8].

### 7.1.2. Studiul curgerii în interiorul GTIT.

Investigarea curgerii în interiorul GTIT s-a făcut într-o secțiune transversală la distanța  $\frac{x}{d_{GTIT}} = -0,16$  față de extremitatea la care era considerat atașat sistemul de coordonate cilindrice ( $x, r, \theta$ ).

Hartnett și Eckert [8] au arătat că adăugarea la extremitatea GTIT a unui ajutor convergent-divergent, sau convergent influențează întregul regim de curgere în interiorul GTIT.

Pentru a evidenția efectul aval al atașării de ajutoaje s-au trasat distribuțiile radiale ale vitezei axiale și tangențiale în interiorul GTIT-20, care conține injectorul, în secțiunea  $\frac{x}{d_{GTIT}} = -0,16$  (fig.7.1.-2.).

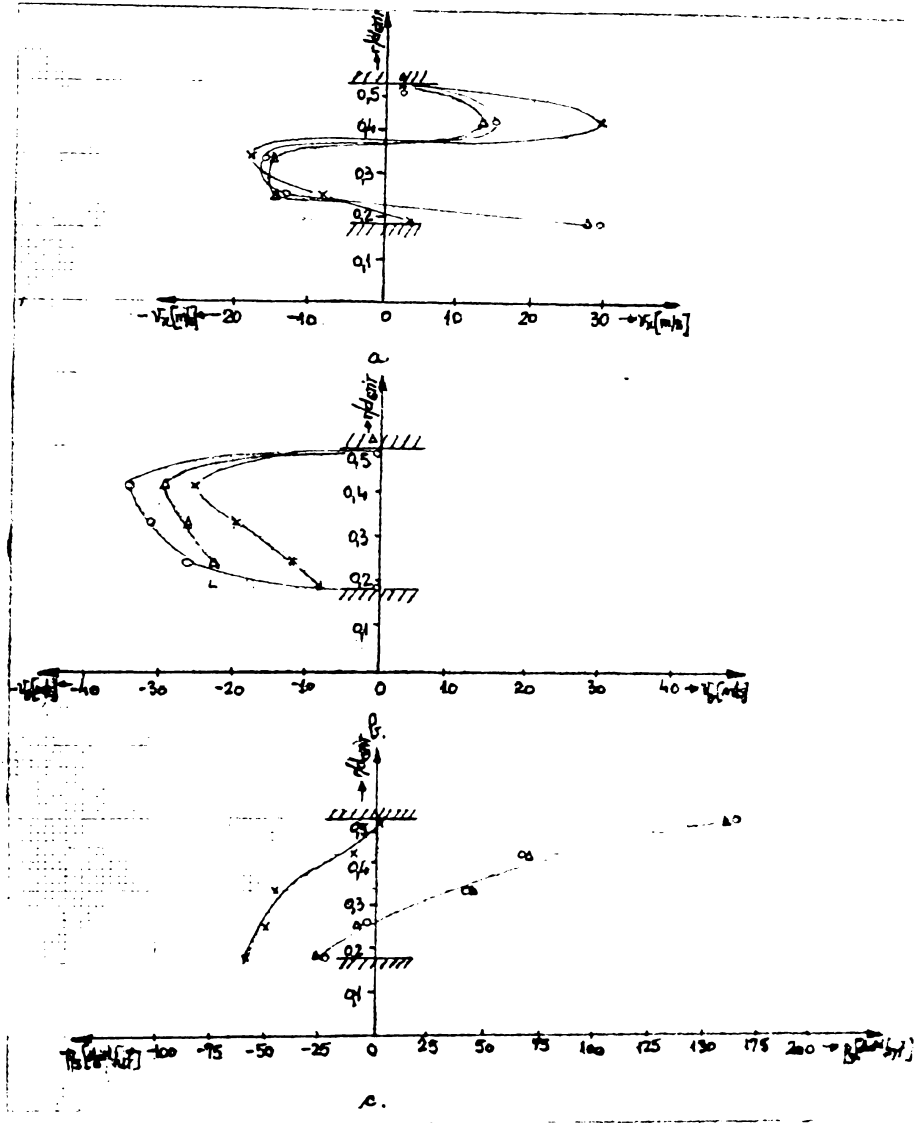
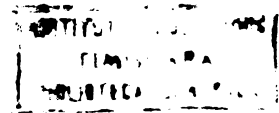


Fig.7.1.-2. Distribuțiile radiale în secțiunea transversală a GTIT-20, pentru  $\frac{x}{d_{GTIT}} = -0,16$  (experimentările E26; E25 și E17) ale :  
 a.- vitezei axiale; b.- vitezei tangențiale; c.- presiunii statice, în condițiile: x - fără ajutoaje; o - cu ajutoaj convergent-divergent; Δ - cu ajutoaj convergent .

Prezența injectorului, cu stratul limită atașat, pe axa longitudinală Ox a GTIT, împiedică formarea completă a unei ZCR.



Profilul vitezei axiale prezintă un maxim lângă peretele GTIT în cazul "fără ajutor" și un maxim plasat lângă peretele injectorului în situațiile când s-au adăugat ajutoarele convergent-divergent, respectiv convergent (fig.7.1.-2a).

Distribuția vitezei tangențiale indică, în ambele situații, maximum amplasat relativ aproape de peretele GTIT, ceea ce conduce la concluzia că s-a instalat o curgere turbionară de tipul "rotația corpului solid" (fig.7.1.-2b.).

Deoarece profilul vitezei axiale nu este uniform în secțiunea transversală se poate aprecia că modelul curgerii în interiorul GTIT este o combinație între turbionul liber și forțat

Gradientul presiunii statice  $\frac{dp}{dr}$ , nu este funcție de ajutorul utilizat, iar presiunile absolute sînt funcție de valoarea necesară atingerii vitezei de ieșire în secțiunea minimă a ajutorului (fig.7.1.-2c.).

Se poate aprecia că ajutoarele montate la extremitatea GTIT au un efect amonte relativ redus asupra distribuției radiale a vitezei tangențiale, dar influențează sensibil profilul vitezei axiale.

În fig.7.1.-3 se prezintă distribuțiile radiale ale vitezei axiale și tangențiale și presiunii statice pentru GTIT-2q fără injector, în aceeași secțiune transversală  $\frac{x}{d_{GTIT}} = 0,16$ .

Compararea fig.7.1.-2 cu fig.7.1.-3 ne permite evidențierea efectului pe care îl are prezența injectorului pe axa GTIT.

Această influență se manifestă sensibil în distribuția radială a vitezei axiale. Astfel fig.7.1.-3 atestă prezența unei ZCR complet dezvoltate situată pe axa de simetrie a GTIT.

Modul de așezare al maximelor vitezei axiale și tangențiale este similar cu situația anterioară, deci efectul adăugării de ajutoare se regăsește și în acest caz.

Jetul de aer primar ( $M_{ae}^P$ ), introdus prin canalele tangențiale în interiorul GTIT, nu are inițial o viteză axială  $v_x$ , viteza de intrare avînd numai componentă tangențială și ca urmare pentru a se produce circulația este necesară asigurarea unei accelerații în direcția axială  $Ox$ .

Aceasta se realizează pe seama scăderii presiunii lângă peretele injectorului în direcție  $Ox$ .

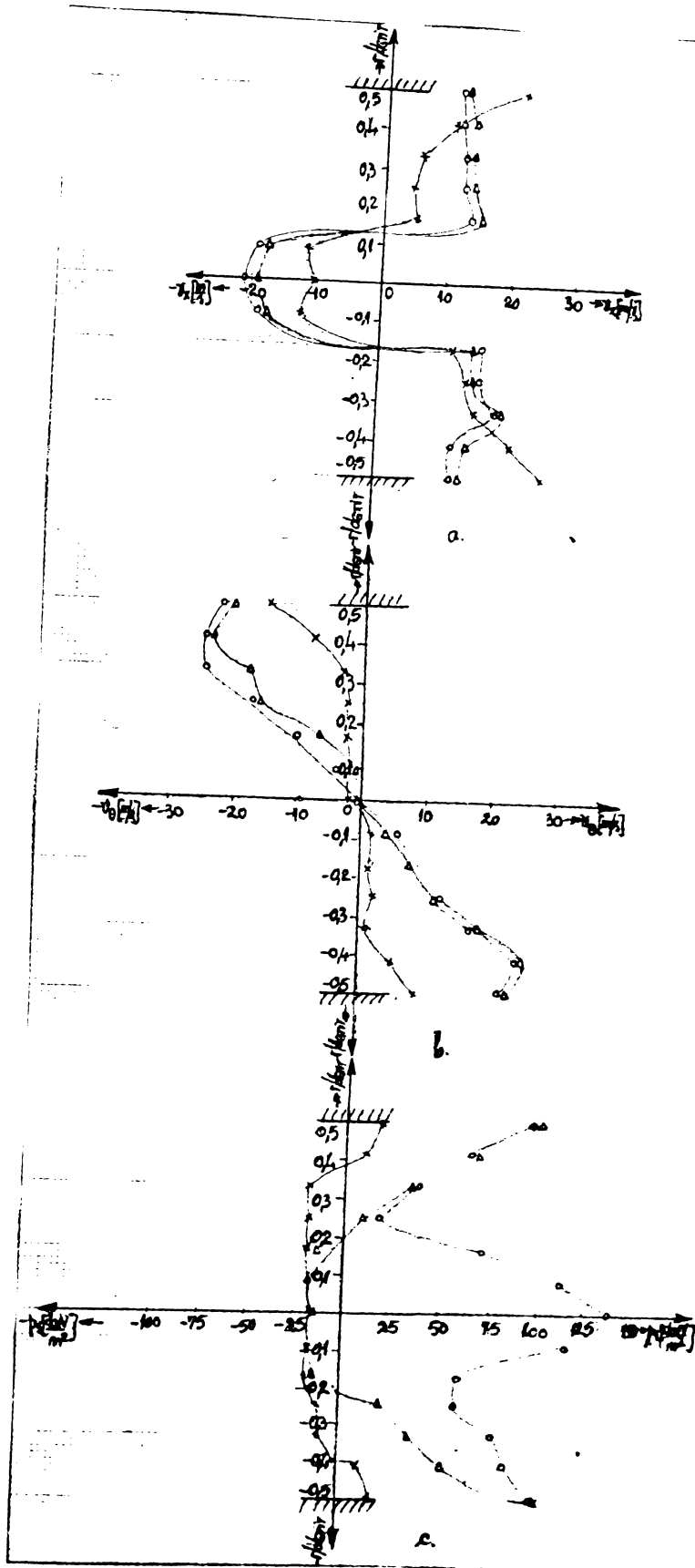


Fig.7.1.-3. Distribuțiile radiale în secțiunea transversală a GTIT-20, fără injector, pentru  $\frac{x}{d_{GTIT}} = -0,16$  (experimentările E27; E24; E23) ale:

a.- vitezei axiale; b.- vitezei tangențiale; c.- presiunii statice, în condițiile: x -fără ajutor; o - cu ajutor convergent-divergent;  $\Delta$  - cu ajutor convergent.

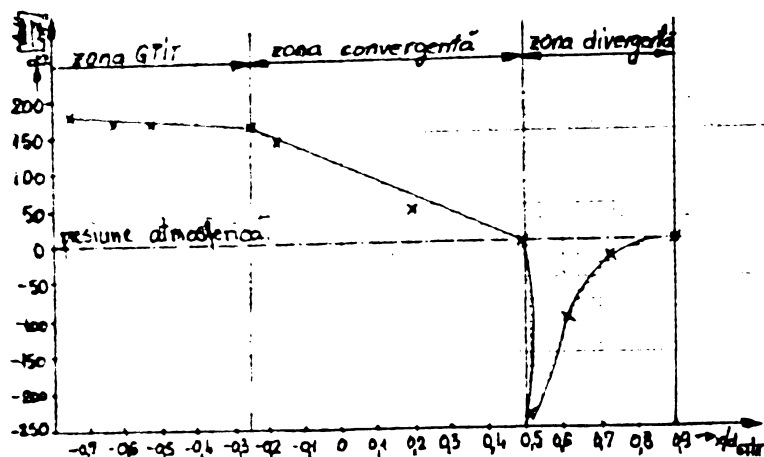


Fig.7.1.-4. Distribuția axială a presiunii statice pe peretele GTIT-20, cu injector și ajutor convergent-divergent.

In fig.7.1.-4 se vede că presiunea statică pe peretele exterior al GTIT-20 rămâne aproape constantă pînă în zona porțiunii convergente a ajutorului convergent-divergent, unde se înregistrează o accelerare a curgerii pe seama scăderii presiunii statice astfel că în secțiunea minimă se atinge presiunea atmosferică.

Porțiunea divergentă a ajutorului convergent-divergent face ca presiunea să devină negativă, după care să crească atîngînd valoarea presiunii atmosferice în secțiunea de ieșire.

### 7.1.3. Studiul curgerii în secțiunea de ieșire a GTIT.

Investigarea zonei limitrofe secțiunii de ieșire a GTIT arată că presiunea statică pe perete descrește pînă la atingerea presiunii atmosferice în secțiunea de ieșire. Astfel vectorul vitează  $\vec{v}$  în spațiu, capătă toate cele trei componente  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ , aceasta deoarece forțele centripete exercitate de peretele GTIT nu mai constrîng particulele de fluid să aibă o mișcare elicoidală și ca urmare ele vor deбуша în exterior pe traiectorii tangențiale.

In fig.7.1.-5 se prezintă distribuția radială a componentelor vectorului vitează  $\vec{v}$  în secțiunea de ieșire a GTIT, cu injector, fără aditionare de ajutoaje, pentru diverse grade de turbionare  $S_{GTIT}$

Se observă că odată cu creșterea gradului de turbionare  $S_{GTIT}$ , vitezele tangențiale  $v_y$  cresc, determinînd curgerea să aibă loc lîngă perete.

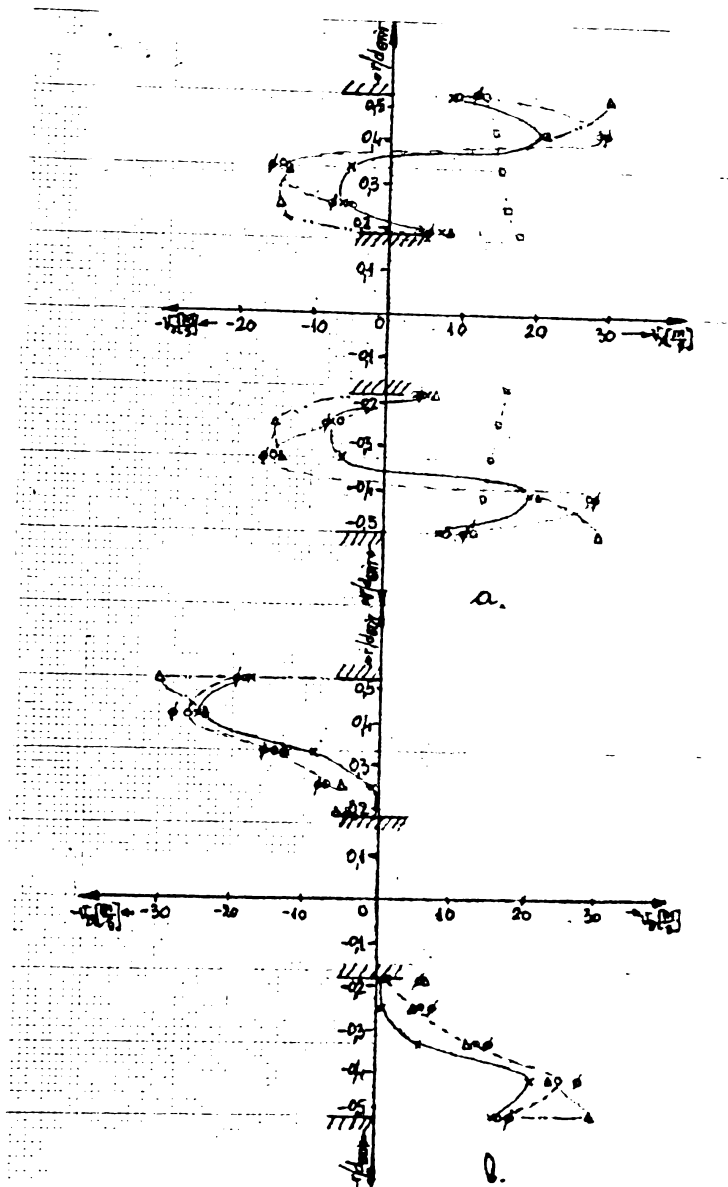


Fig.7.1.-5. Distribuția radială a vitezelor :  
 a.-axială;b.-tangențială în secțiunea  $\frac{x}{d_{GTIT}} = 0,25$  a  
 GTIT, cu injector (experimentările E45;E29;E37;E36;E46)  
 pentru:

- x -  $S_{GTIT} = 0,31$  (GTIT-10); o -  $S_{GTIT} = 0,4$  (GTIT-20);
- -  $S_{GTIT} = 0$  (GTIT-21); φ -  $S_{GTIT} = 0,45$  (GTIT-30);
- Δ -  $S_{GTIT} = 0,58$  (GTIT-40).

Profilul vitezei axiale, pe măsura creșterii numărului de turbionare își modifică forma. Dacă pentru  $S_{GTIT} = 0$  (GTIT-21) este aproximativ uniform, situație caracteristică curgerii turbulente, odată cu creșterea numărului de turbionare apar maxime care cresc ca valoare și care se plasează mai aproape de pere-



tele GTIT. De asemenea ZCR deși nu se mărește ca diametru, maximele vitezei axiale negative cresc datorită numărului de turbionare.

In fig.7.1.-6 se înfățișează distribuția radială a componentelor vectorului viteză  $\vec{v}$  în secțiunea de ieșire a GTIT, cu injector, echipat cu ajutăj convergent-divergent pentru diverse grade de turbionare  $S_{GTIT}$ .

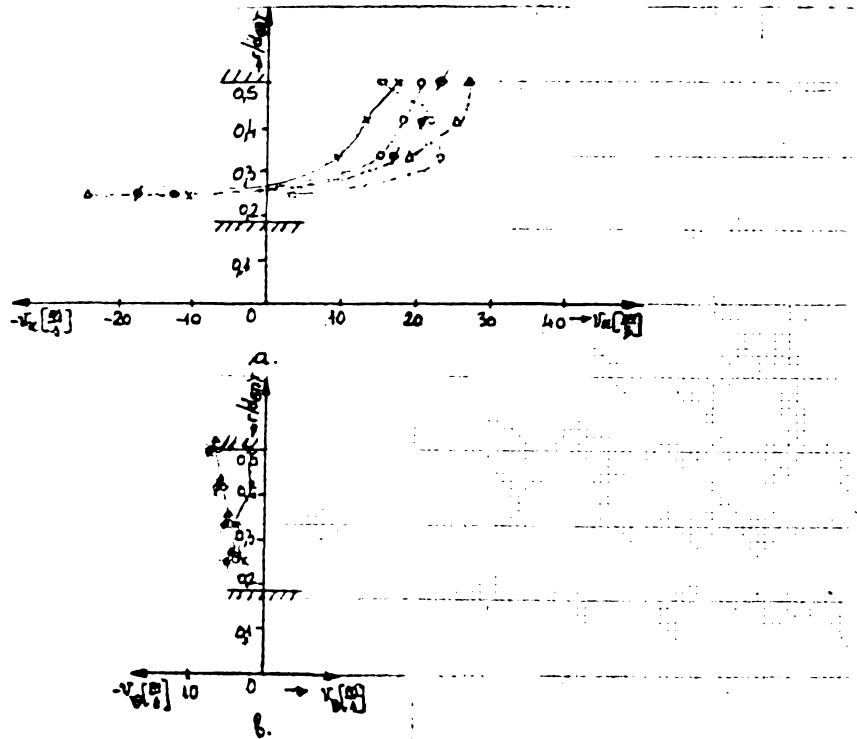


Fig.7.1.-6. Distribuția radială a vitezelor :  
 a.-axială; b.-tangențială în secțiunea  $\frac{x}{d_{GTIT}} = 0,25$  a GTIT cu injector, cu ACD-20 (experimentările E11;E10;E9;E8;E7) pentru  $x - S_{GTIT} = 0,31(GTIT-10)$ ;  $\circ - S_{GTIT} = 0,4$  (GTIT-20);  $\square - S_{GTIT} = 0$  (GTIT-21);  $\diamond - S_{GTIT} = 0,45(GTIT-30)$ ;  $\triangle - S_{GTIT} = 0,58$  (GTIT-40).

Distribuția radială a vitezei axiale se modifică odată cu creșterea numărului de turbionare. In cazul  $S_{GTIT} = 0$  se instalează o curgere exclusiv axială, care odată cu mărirea numărului de turbionare se modifică prin apariția a două maxime care cresc ca valoare și care sînt plasate la peretele ajutăjului convergent-divergent pentru toate cazurile studiate .

Se remarcă că ZCR este mult redusă ca diametru față de cazul anterior datorită duzei injectorului care este plasată în secțiunea de ieșire.

Vitezele tangențiale manifestă o tendință de creștere odată cu mărirea numărului de turbionare.

În fig.7.1.-7 se prezintă distribuția radială a componentelor vectorului viteză  $\vec{V}$  în secțiunea de ieșire a GTIT, fără injector, adiționate cu un ajutaj convergent-divergent.

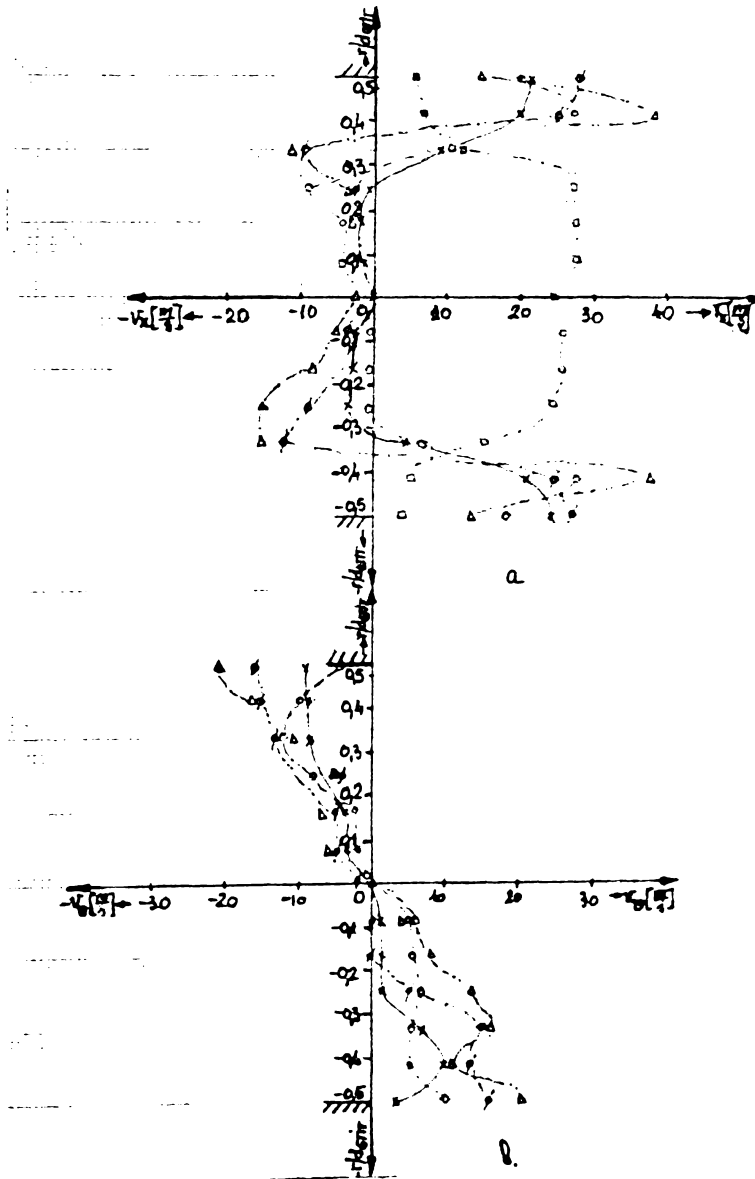


Fig.7.1.-7. Distribuția radială a vitezelor: a.-axială; b.-tan-  
gențială în secțiunea  $\frac{x}{d_{GTIT}} = 0,25$  a GTIT, fără in-  
jector, cu ACD-20 (experimentările E12; E13; E14; E15;  
E16) pentru:  $\circ - S_{GTIT} = 0,31$  (GTIT-10);  
 $\square - S_{GTIT} = 0,4$  (GTIT-20);  $\square - S_{GTIT} = 0$  (GTIT-21);  
 $\triangle - S_{GTIT} = 0,45$  (GTIT-30);  $\triangle - S_{GTIT} = 0,58$  (GTIT-40).

Se remarcă prezența pe axa de simetrie a ZCR bine dezvoltate ca urmare a lipsei injectorului. Maximele vitezei axiale care sînt plasate lîngă peretele ajutajului convergent-divergent, cresc odată cu mărirea gradului de turbionare.

De asemenea vitezele tangențiale se măresc odată cu creșterea numărului de turbionare, iar maximele sînt așezate relativ în apropierea peretelui ajutajului convergent-divergent.

În fig.7.1.-8 se arată distribuția radială a componentelor vectorului viteză  $\vec{V}$  în secțiunea de ieșire a GTIT fără injector, adiționat în ajutaj convergent.

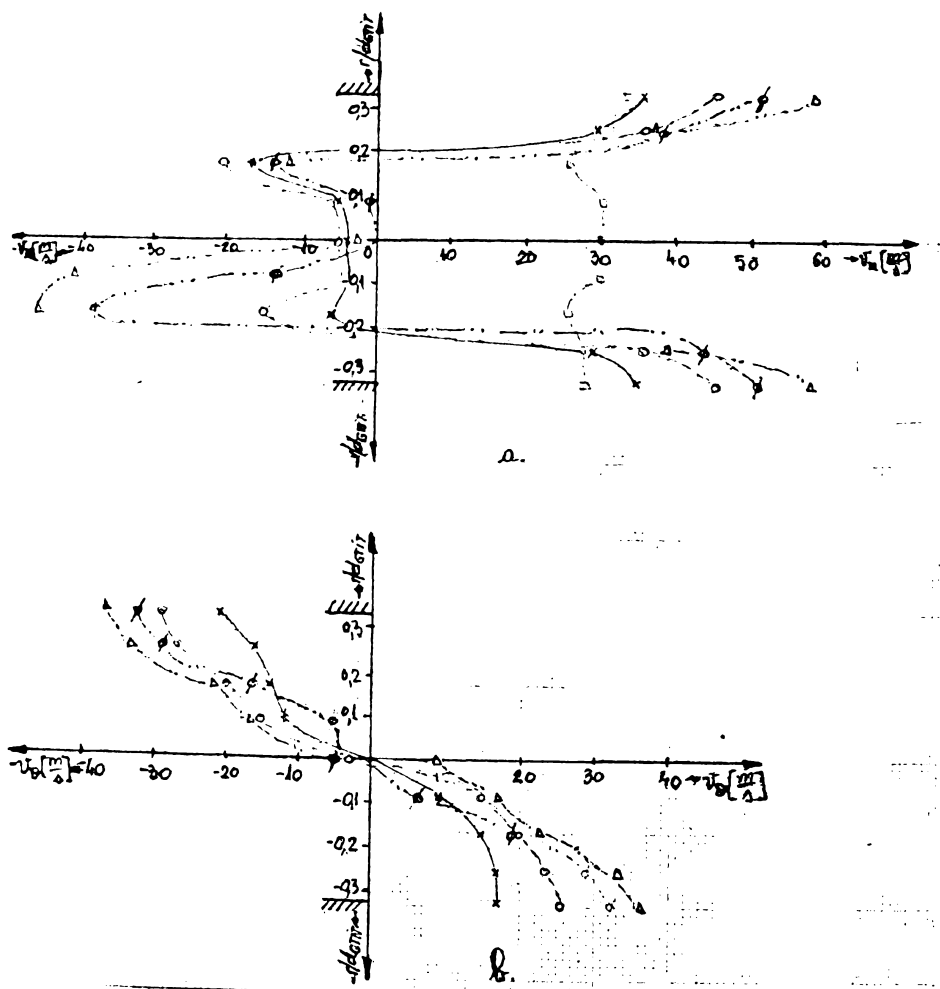


Fig.7.1.-8. Distribuția radială a vitezelor: a.-axială; b.-tangențială în secțiunea  $\frac{x}{d_{GTIT}} = 0,25$  a GTIT, fără injector, cu AC-10 (experimentările E22;E21;E20;E19;E18) pentru:  $\times - S_{GTIT} = 0,31(GTIT-10)$ ;  $\circ - S_{GTIT} = 0,4(GTIT-20)$ ;  $\square - S_{GTIT} = 0(GTIT-21)$ ;  $\phi - S_{GTIT} = 0,45(GTIT-30)$ ;  $\Delta - S_{GTIT} = 0,58(GTIT-40)$ .

Compararea fig.7.1.-8 cu fig.7.1.-7 arată că ZCR plasată pe axa de simetrie este mai redusă ca diametru, în schimb maximele vitezei axiale aşezate lângă peretele ajutajului convergent au valori mai mari.

7.1.-4. Studiul curgerii în jeturile ieşind din GTIT .

Investigarea curgerilor s-a făcut în diverse secţiuni transversale ale focarului în condiţiile jetului de aer primar expandat din GTIT cu injector şi ajutaj convergent-divergent .

În fig.7.1.-9 se prezintă distribuţiile radiale ale vitezelor axiale şi tangenţială pentru diverse grade de turbionare  $S_{GTIT}$  în secţiuni transversale aflate la distanţe diferite pentru GTIT cu injector echipat cu ACD-20.

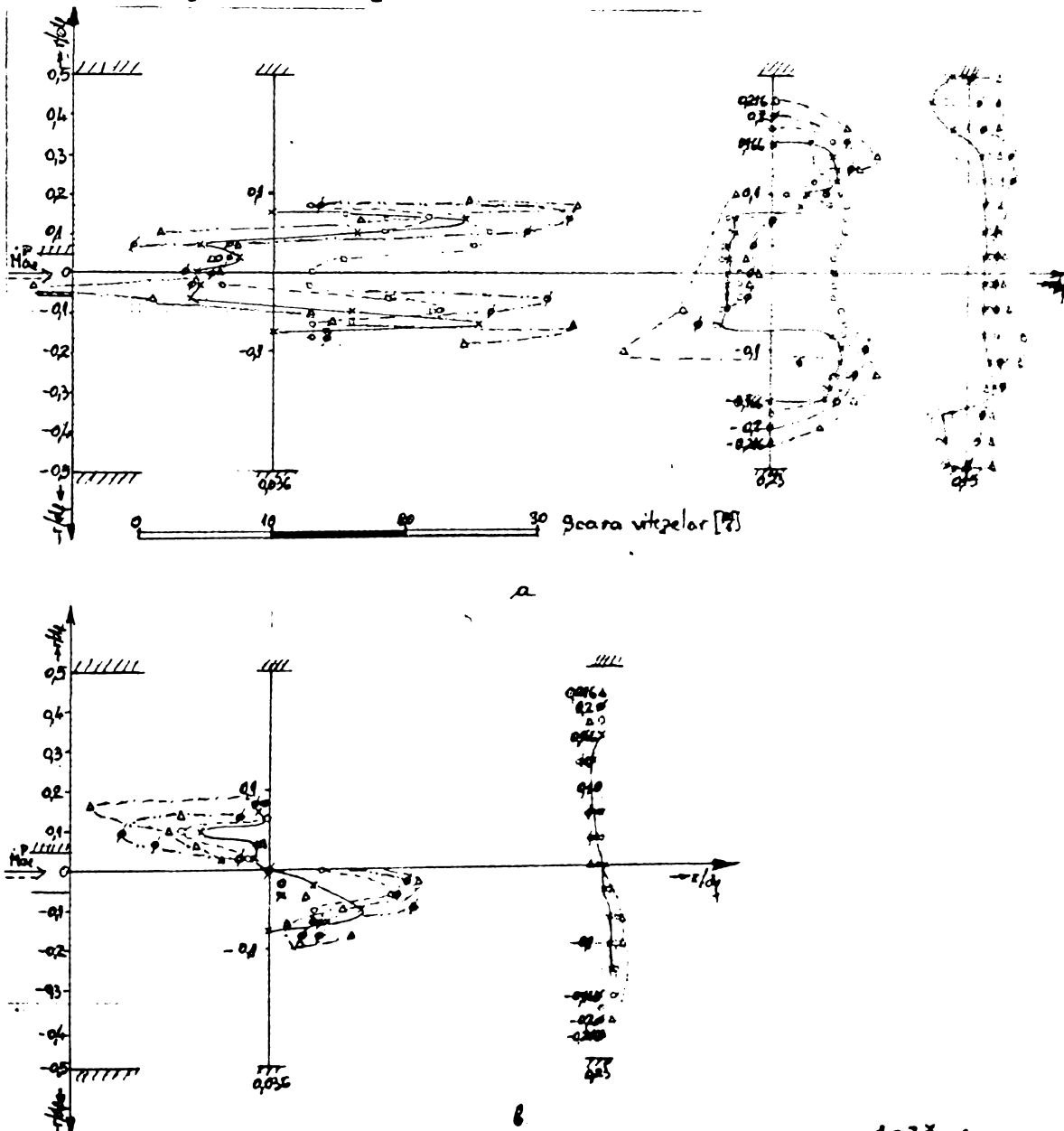


Fig.7.1.-9. Distribuţia radială a vitezelor: a.-axială ;  
b.-tangenţială în secţiunile  $\frac{\lambda}{d_{GTIT}} = 1,35$  ;

$$\frac{x}{d_{GTIT}} = 2,3 ; \frac{x}{d_{GTIT}} = 4,5 .$$

$$\circ - S_{GTIT} = 0,31(GTIT-10) ; \quad \bullet - S_{GTIT} = 0,4(GTIT-20) ;$$

$$\square - S_{GTIT} = 0(GTIT-21) ; \quad \phi - S_{GTIT} = 0,45(GTIT-30) ; \quad \Delta - S_{GTIT} =$$

$$0,58(GTIT-40) .$$

(experimentările E2;E4;E3;E5;E6);(experimentările E47;E48;E51;E49;E50);(experimentările E52;E53;E56; E54;E55).

Distribuția vitezei axiale  $v_x$  arată o formă clasică cu două maxime situate în apropierea graniței jetului și o zonă centrală cu viteze inverse (ZCR) bine dezvoltată plasată pe axa de simetrie.

Dacă se analizează fig.7.1.-9 atunci unind punctele corespunzătoare  $v_x^M$  ;  $0,5 v_x^M$  și  $0,1 v_x^M$  rezultă că descompunerea radială a jetului izoterm de aer primar se mărește odată cu creșterea gradului de turbionare.

Comparându-se cazurile între ele rezultă că creșterea gradului de turbionare  $S_{GTIT}$  conduce la o scădere mai rapidă a vitezelor axiale și tangențială și radială pe lungimea jetului.

În fig.7.1.-10 se înfățișează variația componentelor vitezei pe lungimea jetului pentru gradul de turbionare  $S_{GTIT} = 0,4$  în injector, la care s-a atașat ACD-20.

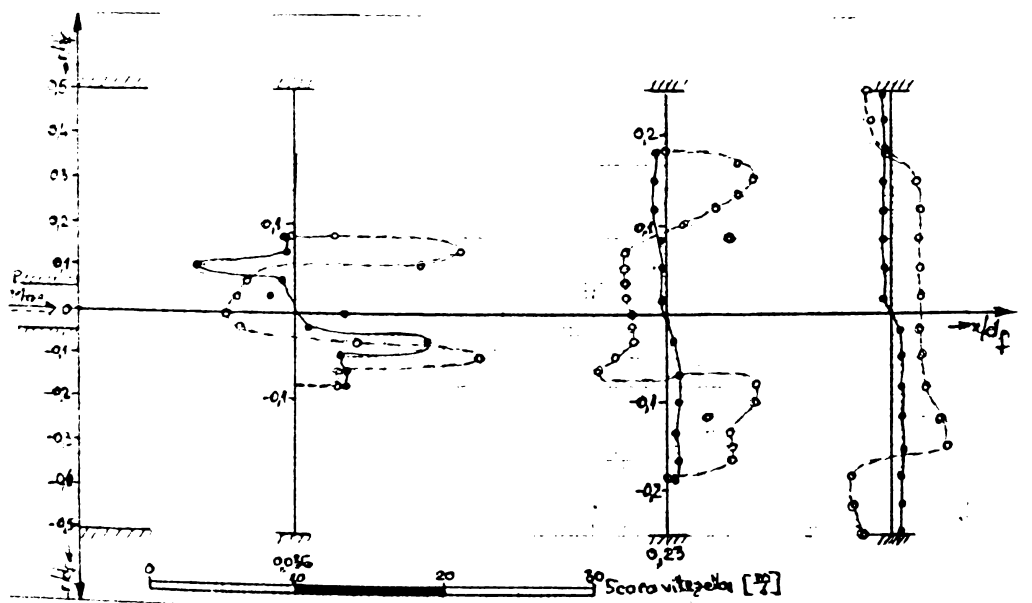


Fig.7.1.-10. Distribuția longitudinală a vitezelor :  
 ○ - axială ; ● - tangențială ; pentru  $S_{GTIT} = 0,4$   
 (experimentările E4;E48;E53).

In fig.7.1.-11 se arată variația maximelor componente-  
lor vitezei pe lungimea jetului pentru diverse grade de turbionare, din care se observă că odată cu mărirea cu  $S_{GTIT}$  se produce o scădere mai rapidă a valorilor maxime ale componentelor vitezei pe direcția dezvoltării jetului.

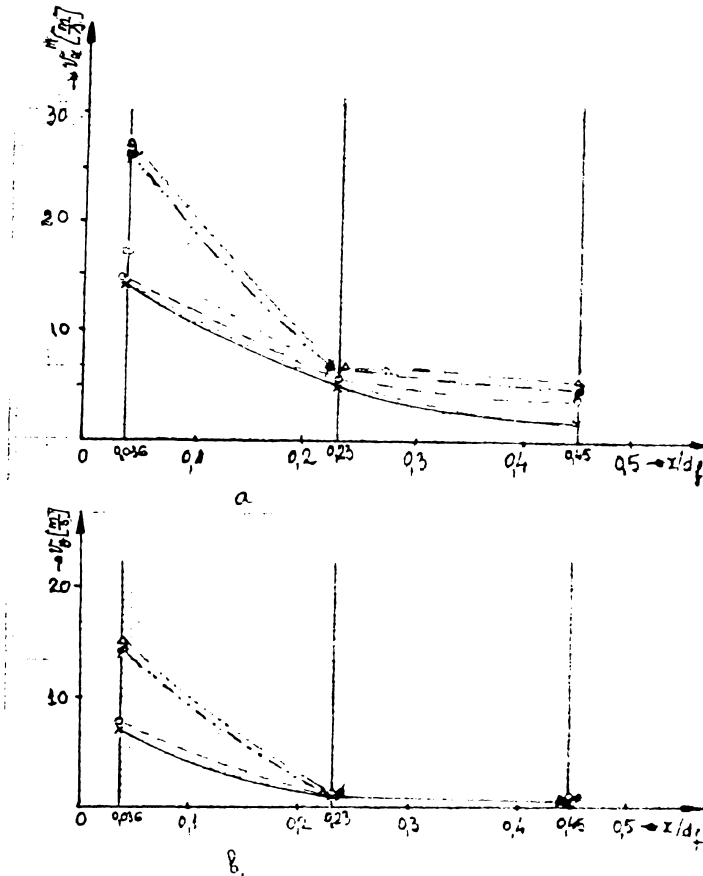


Fig.7.1.-11. Variația valorilor maxime ale vitezelor :

a.-axială; b.-tangențială pentru :

x -  $S_{GTIT}=0,31$ (GTIT-10); o -  $S_{GTIT}=0,4$ (GTIT-20) =  $S_{GTIT}=0$ (GTIT-21);

$\beta$  -  $S_{GTIT}=0,45$ (GTIT-30);  $\Delta$  -  $S_{GTIT}=0,58$ (GTIT-40).

(experimentările E2;E47;E52);(experimentările E4;E48;E53);

(experimentările E3;E51;E56);(experimentările E5;E49;E54);

(experimentările E6;E50;E55 ).

### 7.1.5. Caracterizarea gradului de turbionare pentru GTIT.

Pentru caracterizarea gradului de turbionare s-a utilizat criteriul adimensional al numărului de turbionare  $S$  definit de relația 3.4.-1.

Impulsul total  $G_x$  și momentul cinetic determinate prin integrarea distribuțiilor radiale ale componentelor vitezei și presiunii statice în diverse secțiuni ale jetului, sînt trasate în fig.7.1.-12.

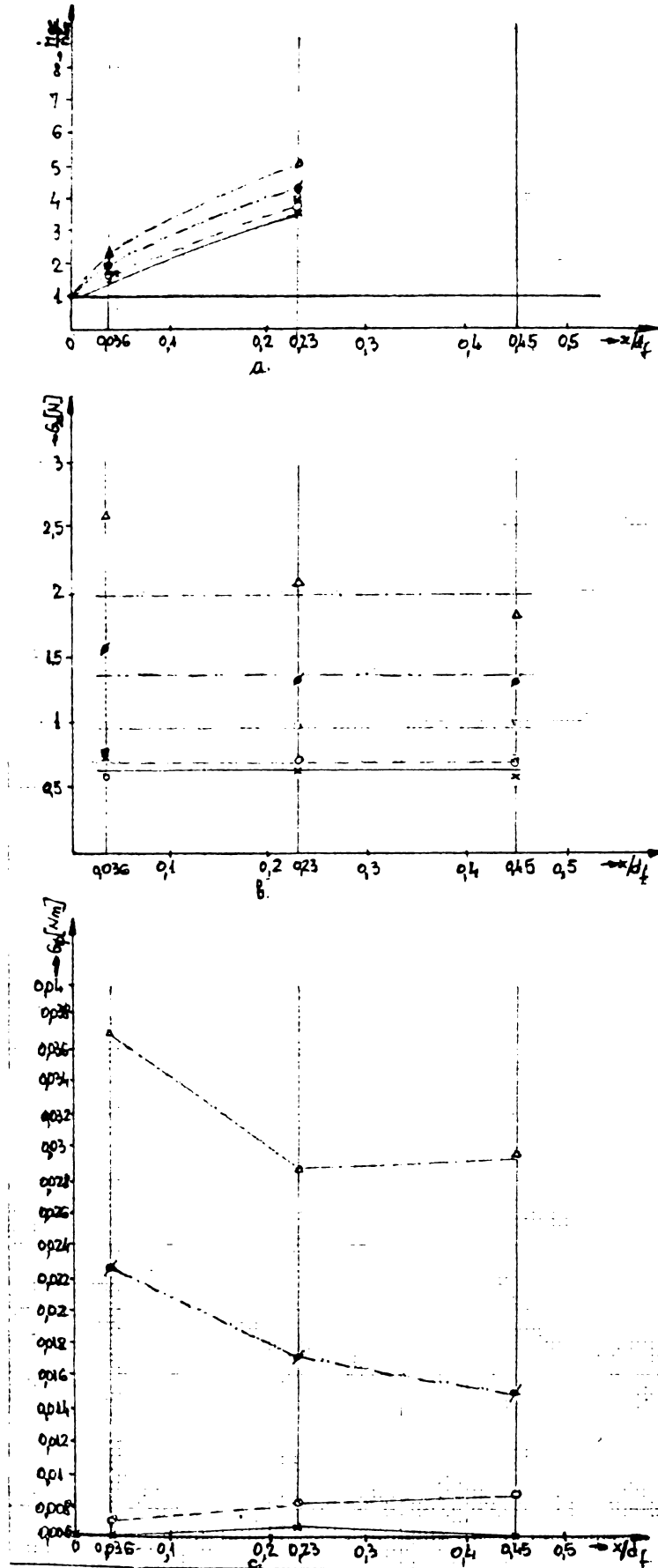


Fig.7.1.-12. Variația: a.-debitului masic raportat  $\frac{M_{a2}}{M_{a1}^P}$ ; b.-impulsului  $G_x$ ; c.-momentului cinetic  $G_c$  pe lungimea jetului, pentru diverse grade de turbionare.

$\times - S_{GTIT} = 0,31(GTIT - 10)$ ;  $\circ - S_{GTIT} = 0,4(GTIT - 20)$  ;

□  $-S_{GTIT} = 0(GTIT-21)$ ;  $\circ -S_{GTIT} = 0,45(GTIT-30)$  ;

△  $-S_{GTIT} = 0,58(GTIT-40)$  ;

(Experimentările E2;E47;E52);(experimentările E4; E48;E53);(experimentările E3;E51;E56);(experimentările E5;E49;E53);(experimentările E6;E50;E55).

Impulsul total  $G_x$  nu se modifică odată cu creșterea gradului de turbionare S, el conservându-se pe lungimea jetului și rămânând aproximativ egal cu cel determinat în interiorul GTIT. Aceasta înseamnă că creșteri momentane ale vitezei vor fi echilibrate de scăderi ale valorilor momentane corespunzătoare ale presiunii statice, ceea ce asigură conservarea impulsului total  $G_x$ .

Momentul cinetic  $G_{\Phi}$ , crește odată cu mărirea gradului de turbionare .

În fig.7.1.-13 s-a trasat variația momentului cinetic  $G_{\Phi}$  și a raportului  $G_{\Phi}/G_x$  în funcție de debitul de aer primar  $M_{ae}^P$  admis în GTIT. Această curbă s-a comparat cu dependența momentului cinetic inițial  $G_{\Phi_0}$ , față de  $M_{ae}^P$  dată de relația :

$$G_{\Phi_0} = M_{ae}^P \cdot r \cdot r_0 \quad [Nm] \quad \text{--- (7.1.-1.)}$$

Curba teoretică  $G_{\Phi_0} = f(M_{ae}^P)$  (exprimată prin puncte în tabelul 7.1.-1.) comparată cu curbele experimentale arată o scădere a momentului cinetic inițial cu cca. 60(90)% la trecerea debitului de aer primar prin canalele tangențiale.

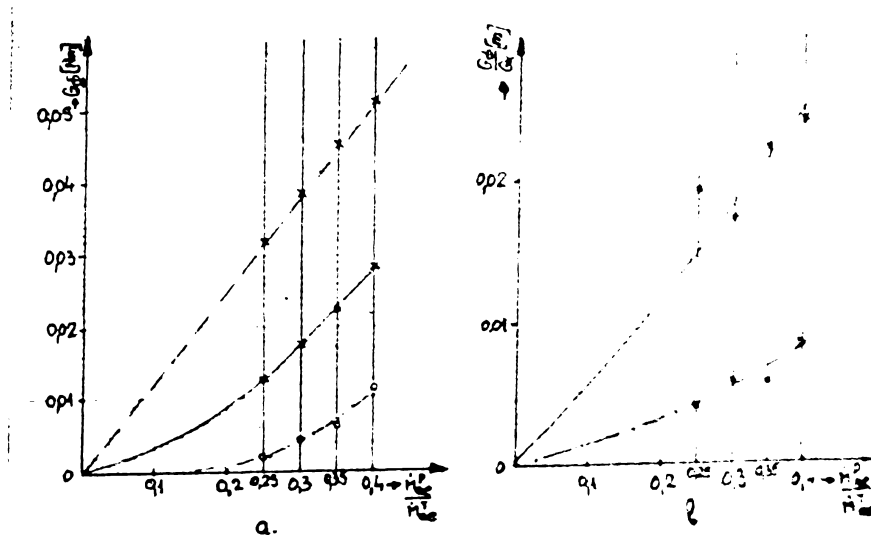


Fig.7.1.-13. Variația:a.-momentului cinetic ( $G_{\Phi}$  ; inițial  $G_{\Phi_0}$  );b.- raportului  $G_{\Phi}/G_x$  în funcție de  $M_{ae}^P/M_{ae}$  în secțiunea de ieșire .  
 x - fără ajutor; o - cu ajutor convergent-divergent .  
 (experimentările E45;E11;E29;E10;E36;E9;E6;E7).



7.1.6. Analiza adiționării de ACD la GTIT .

Fig.7.1.-7 și 7.1.-8 prezentate anterior permit analiza-rea efectului adiționării de ACD sau AC la extremitatea GTIT, la care se modifică gradul de turbionare prin varierea debitului de aer primar admis, cu menținerea constantă a vitezei de intrare .

Dacă se combină cele două figuri (7.1.-7.;7.1.-8) trasându-se distribuția radială a componentelor vitezei  $\vec{v}$  (axială și tangențială) în secțiunea transversală (fig.7.1.-14) se observă că maximele vitezei axiale  $v_x$  și tangențiale  $v_\theta$  sînt deflectate spre exterior ca urmare a porțiunii divergente a ACD, ceea ce mă-rește dimensiunile geometrice ale ZCR.

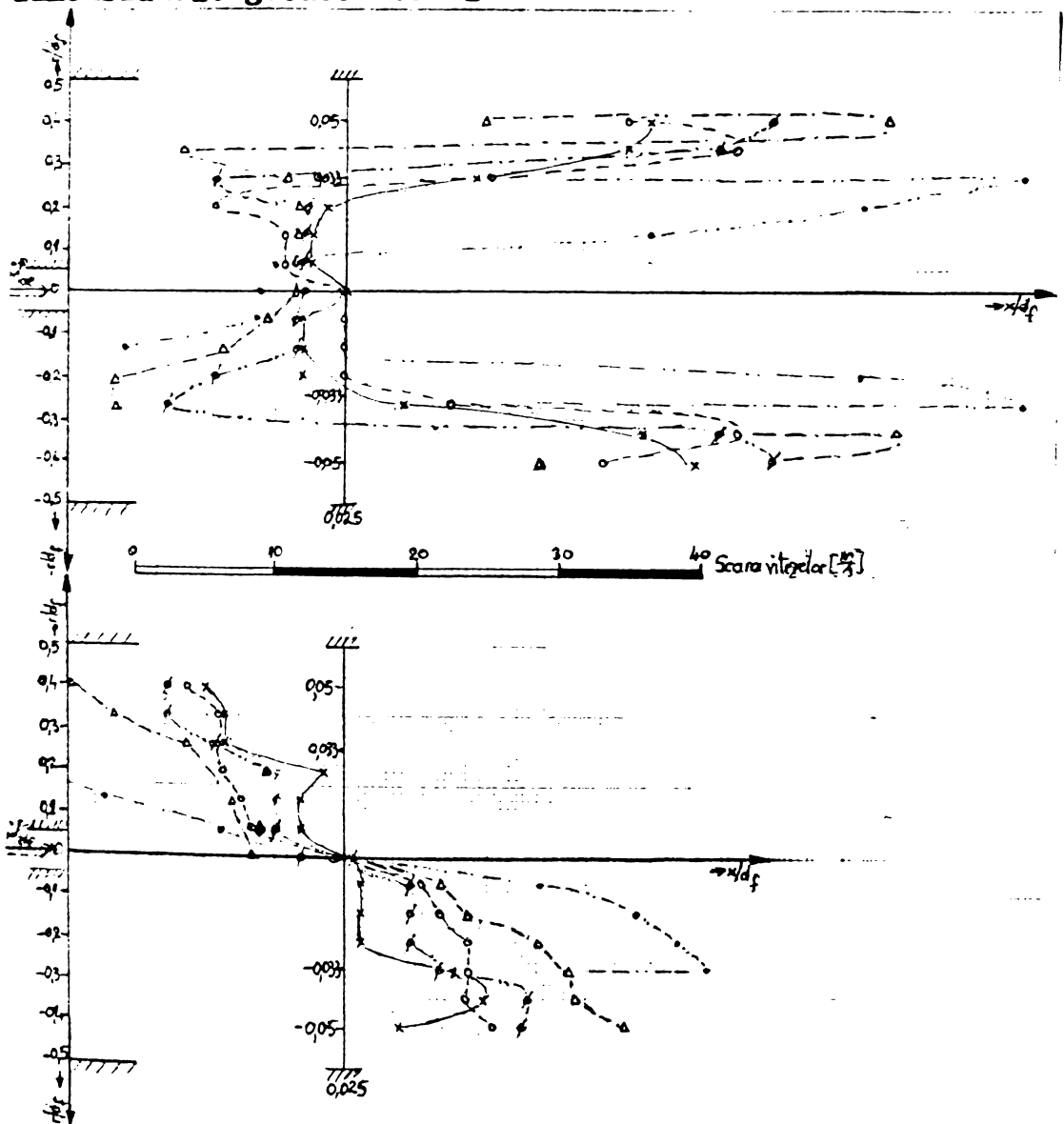


Fig.7.1.-14. Distribuția radială a componentelor vitezei (axială, tangențială) în secțiunea  $x/d_f = 0,025$  pentru GTIT fără injector; adiționat cu ACD, respectiv AC:

- x - GTIT1o+ACD2o;    o - GTIT2o+ACD2o;    p - GTIT3o+ACD2o ;
- Δ - GTIT4o+ACD2o;    • - GTIT2o+AC1o.

### 7.1.7. Concluzii privind experimentarea GTIT .

Studiul experimental efectuat asupra GTIT, de tipul celui care se utilizează pe circuitul de aer primar al arzătorului cu pulverizare prin aer de joasă presiune ACIU-500 a permis desprinderea unor concluzii cu caracter general, valabile pentru proiectarea scetui gen de GT :

a) Curgerea turbionară generată de GTIT se poate caracteriza prin gradul de turbionare  $S_{GTIT}$ , calculat prin metoda integrării distribuției radiale ale componentelor vectorului vitează (paragraful 3.3.).

Totuși trebuie remarcat că gradul de turbionare este influențat de admisia debitului de aer primar în GTIT și de condițiile de graniță la ieșirea din GTIT;

b) Adiționarea unui ajutor convergent-divergent la extremitatea de ieșire a GTIT produce modificarea modelului de curgere la ieșire în sensul măririi dimensiunilor geometrice ale turbionului central (ZCR) ca urmare a deflectării maximelor vitezei axiale și tangențiale spre perete ;

c) Mărirea gradului de turbionare, prin creșterea debitului de aer primar admis în GTIT conduce la instalarea unei ZCR pe axa de simetrie longitudinală  $Ox$  ;

d) Impulsul se conservă pe lungimea jetului și nu se modifică cu creșterea gradului de turbionare .

Momentul cinetic se mărește odată cu creșterea gradului de turbionare.

e) Aerodinamic și tehnologic se recomandă ca unghiul canalelor tangențiale față de axa de simetrie longitudinală  $Ox$  să fie de  $90^{\circ}$ .

f) Poziționarea canalelor tangențiale se face tangent la peretele posterior al GTIT.

### 7.2. Studiul experimental al jeturilor turbionate generate de GTIP expandind în spațiu limitat (foaie) .

#### 7.2.1. Considerații constructive asupra GTIP.

Generatoarele de turbionare inelare cu palete prezentate în paragraful 5.1.3.2., asigurau modificarea gradului de tur-

bionare prin schimbarea unghiului de înclinare a paletelor (fig.7.2.-1.)

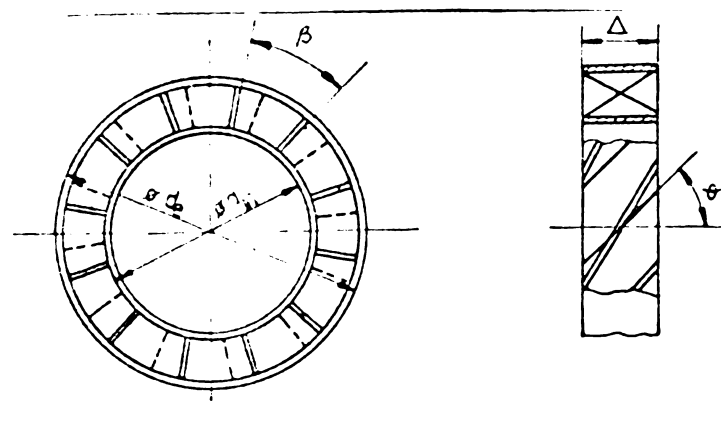


Fig.7.2.-1. Schema GTIP.

La proiectarea lor s-a ținut seama de realizarea unei acoperiri corespunzătoare a paletelor adiacente, ceea ce asigură o deflecție completă a aerului.

Acest concept contravine însă aceluia al minimizării pierderii de presiune necesare pentru generarea turbionării .

Caracteristicile tehnice ale GTIP prezentate în tabelul 6.1.-2 arată adoptarea a două direcții constructive. Una care presupune menținerea unghiului de acoperire  $\hat{\beta} = 30^\circ$  și deci variația lățimii inelelor de susținere (exemplu GTIPD-10 + GTIPD-40) și alta care admite lățimea inelelor constantă  $\Delta = 30$  mm și deci modificarea corespunzătoare a unghiului de acoperire (GTIPD-12 + GTIPD-52).

De asemenea s-au realizat două tipuri de palete, unele drepte care echipează GTIPD și altele răsucite ce dotează GTIPR.

Raportul diametrelor GTIP, notat cu  $\rho$ , are valoarea  $\rho = 0,682$  deci numărul de turbionare teoretic este funcție numai de unghiul de înclinare a paletelor  $\hat{\theta}$ . Această valoare a lui  $\rho$  a rezultat din dimensionarea carcasa și a GTIP pentru modelul experimental de arzătoare ACLU-500.

S-au studiat patru regimuri pentru debitul de aer secundar  $0,75 \dot{M}_{ae}^T$ ;  $0,70 \dot{M}_{ae}^T$ ;  $0,65 \dot{M}_{ae}^T$ ;  $0,60 \dot{M}_{ae}^T$ , aceasta în concordanță cu valori adoptate pentru experimentarea GTIP-urilor, astfel ca  $\dot{M}_{ae}^T = \text{ct.}$  (tabelul 7.2.-1.).

Tabelul 7.2.-1.

Regimul Mărimea	U.M.	I	II	III	IV
$D_{ae}^S$	$m^3N/h$ (%)	355,5 (75)	332 (70)	308 (65)	284,4 (60)
$M_{ae}^S$	kg/s	0,12768	0,11924	0,11062	0,102145
$\bar{v}_{x_0}$	m/s	18,40	17,2	15,90	14,70
Re	-	$1,01 \cdot 10^5$	$1,18 \cdot 10^5$	$1,22 \cdot 10^5$	$1,27 \cdot 10^5$

Prezentarea grafică a rezultatelor tuturor măsurătorilor pentru cele patru regimuri de curgere (I-IV) nu se justifică deoarece pe de o parte modelele de curgere stabilite au fost calitativ asemănătoare, iar pe de altă parte ar ocupa un spațiu prea întins și de aceea s-au trasat grafic numai experimentările pentru regimul II .

De altfel testările sistemului complet arzător+ambrazură-focar în condiții "izoterme" și de "ardere" s-au realizat numai pentru regimul II, deoarece nu s-a urmărit studiul influenței raportului între debitul de aer primar și secundar asupra modelelor de curgere sau stabilității flăcării .

### 7.2.2. Pierderile de presiune calculate ale GTIP .

Pierderile de presiune prin frecare depind de numeroși factori, ca de exemplu: rugozitatea suprafeței paletelor, densitatea și viteza fluidului, etc.

În regim de curgere turbulent, pierderile de presiune prin frecare cresc cu pătratul vitezei .

Pentru un GTIP cu palete axiale (de exemplu GTIPD-11 + GTIPD-41, pentru care  $\hat{\vartheta} = 0^\circ$ ) se exprimă relația :

$$\Delta p_1 = k_1 \frac{1}{2} \rho \bar{v}_{x_0}^2 \quad \text{--- --- ---} \quad (7.2.-1.)$$

Valoarea constantei  $k_1$  este funcție de rugozitatea suprafeței, aria udată și de obturarea grosimii paletelor .

Dacă paletetele au un unghi de înclinare  $\vartheta$  cu axa, atunci la trecerea aerului, acesta este accelerat astfel că viteza sa crește de la o valoare  $\bar{v}_{x_0}$ , la valoarea  $\frac{\bar{v}_{x_0}}{\cos \vartheta}$ , pentru care apare o pierdere de presiune suplimentară :

$$\Delta p_2 = k_2 \frac{1}{2} \rho \left( \frac{\bar{v}_{x_0}^2}{\cos^2 \vartheta} - \bar{v}_{x_0}^2 \right) = k_2 \frac{1}{2} \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta \quad \text{--- (7.2.-2.)}$$

Valoarea constantei  $k_2$  este dependentă de forma și înclinarea paletelor precum și de eficacitatea lor.

Pierderea totală de presiune se exprimă cu relația :

$$\Delta p_T = \Delta p_1 + \Delta p_2 = \frac{1}{2} \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 (k_1 + k_2 \operatorname{tg}^2 \vartheta) \quad \text{--- (7.2.-3.)}$$

Constanta  $k_1$  este neglijabilă pentru unghiuri de înclinare a paletelor  $\vartheta \geq 45^\circ$  ( $\operatorname{tg} \vartheta \geq 1$ ), deci relația devine :

$$\Delta p_T = k_2 \frac{1}{2} \rho \cdot \bar{v}_{x_0}^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta \quad \text{--- (7.2.-4.)}$$

Acest adevăr teoretic a fost demonstrat experimental de Mathur [85]. Considerîndu-se  $\bar{v}_{x_0} = \text{ct.}$  :

$$\Delta p_T \cong \operatorname{tg}^2 \vartheta \quad \text{--- (7.2.-5.)}$$

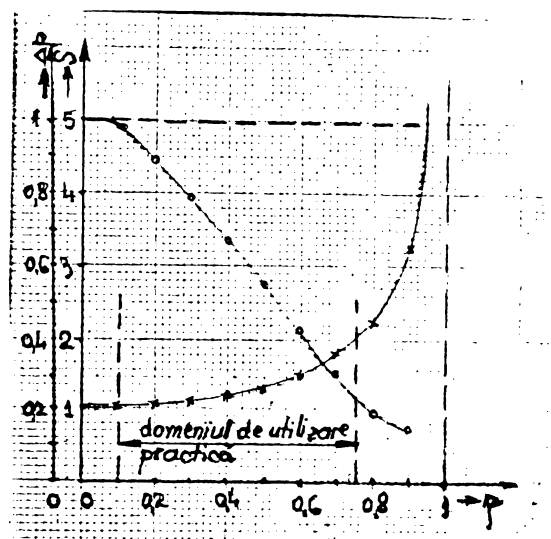
Dacă toate pierderile de presiune sînt neglijabile, valoarea teoretică a lui  $k_2$  este 1. Presupunînd că numărul de turbionare, exprimat prin formula (3.3.-9.), este constant, atunci se obține expresia :

$$\Delta p \cong \frac{(1-\rho^2)^3}{(1-\rho^3)^2} \quad \text{--- (7.2.-6.)}$$

Invers, dacă se face ipoteza că  $\Delta p$ , deci  $\hat{\vartheta}$ , este constant, utilizîndu-se relația (3.3.-9.) rezultă :

$$S \cong \frac{1-\rho^3}{(1-\rho^2)^{3/2}} \quad \text{--- (7.2.-7.)}$$

Dependențele  $S = f(\rho)$  și  $\Delta p = f(\rho)$  sînt prezentate în fig. 7.2.-2., în care se vede că s-a adoptat ca limită practică pentru raportul  $\rho \cong 0,75$ .



**Fig.7.2.-2.** Variația numărului de turbulență  $S$  și a căderii de presiune  $\Delta p$  funcție de raportul  $\rho$ .

$$\begin{aligned} x-S &= f(\rho) \quad \text{pentru } d_e, d_p = \text{ct.}; \\ o-\Delta p &= f(\rho) \quad \text{pentru } S = \text{ct.} \end{aligned}$$

Dacă în practică paletetele GTIP dau o deflecție completă a aerului atunci eficiența aerodinamică a GTIP poate fi definită ca raportul dintre pierderea de presiune teoretică și cea reală :

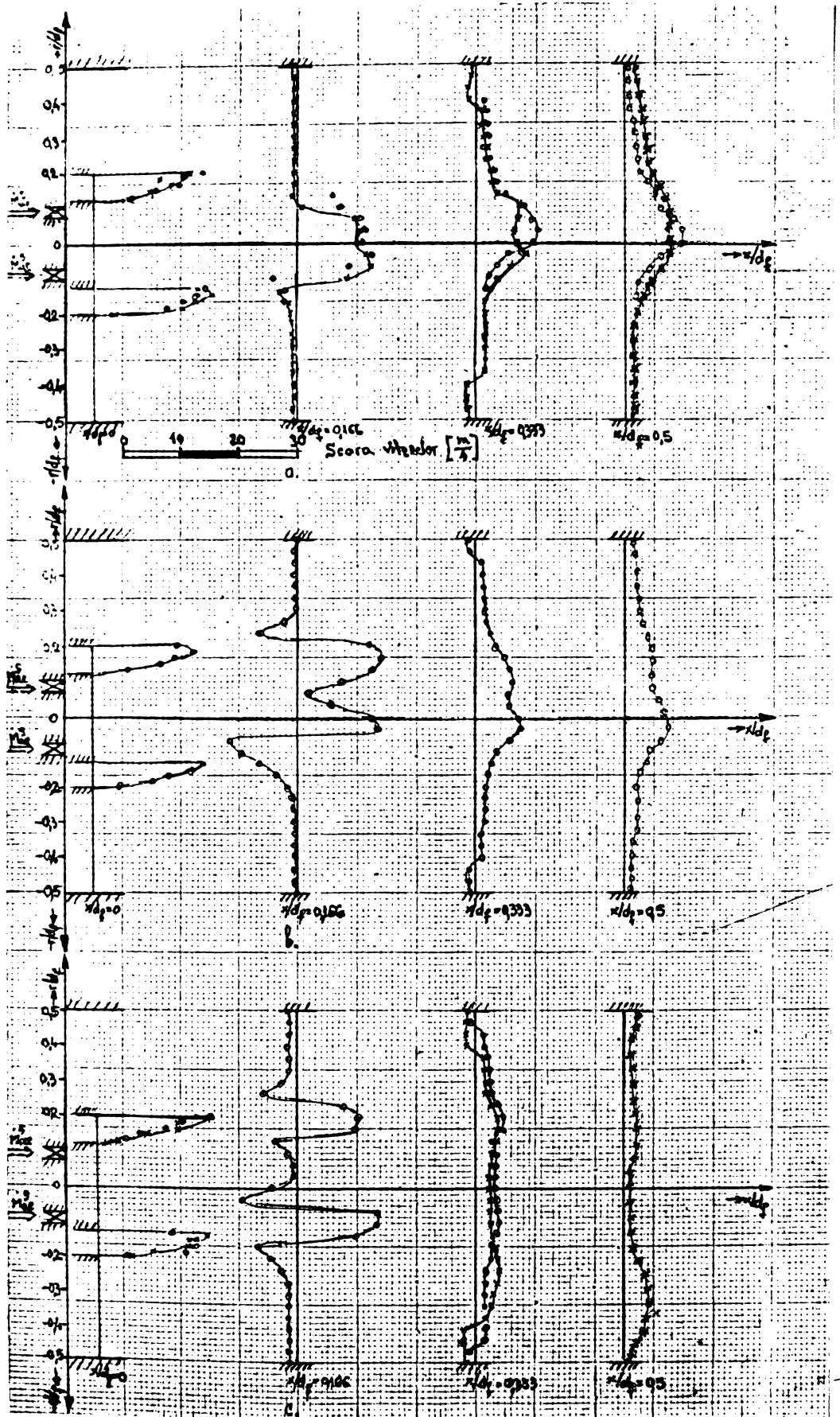
$$\frac{\Delta p_T^{te}}{\Delta p_T^{re}} \cong \frac{1}{k_2} \quad \text{--- --- ---} \quad (7.2.-9.)$$

Se observă că acest raport devine aproximativ egal cu  $\frac{1}{k_2}$  pentru unghiuri de inclinare a paletetelor  $\hat{\theta} \geq 45^\circ$ .

**7.2.3. Distribuțiile radiale ale componentelor vectorului viteză .**

**7.2.3.1. Distribuția radială a vitezei axiale .**

În fig.7.2.-3 s-au trasat distribuțiile radiale ale vitezei axiale în jeturi turbionare expandind din GTIPD (tabel 6.1.-2.) în patru secțiuni ale standului izoterm aflate la distanțele relative  $x/d_f = 0, 0,166, 0,333$  și  $0,57$  pentru debitul de aer secundar  $\dot{M}_{ae}^S = 0,11924 \text{ kg/s}$ .



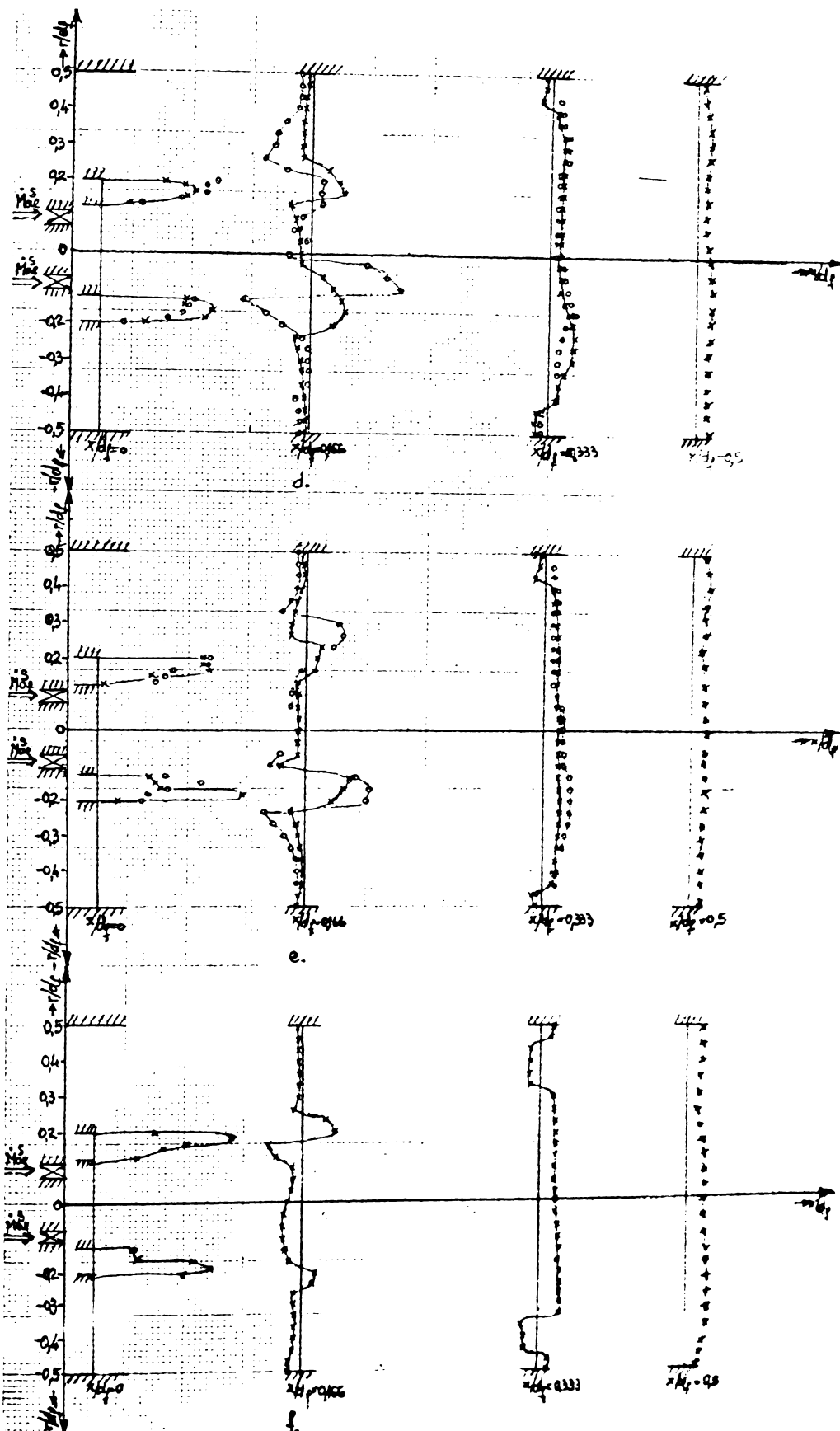


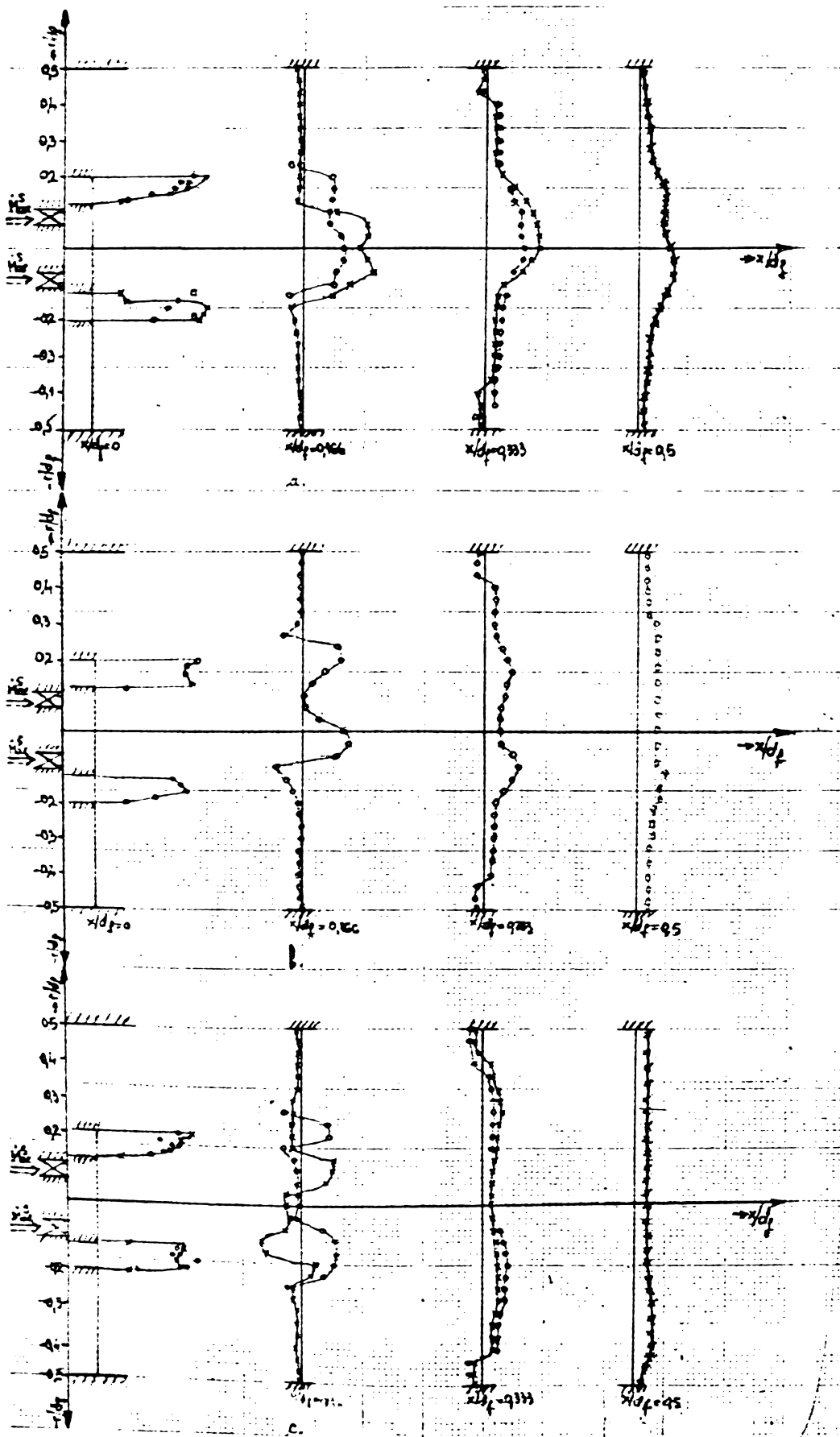
Fig.7.2.-3. Distribuția radială a vitezei axiale pentru jeturi expandind din GTIPD.

a. -  $\hat{\theta} = 0^\circ$ ; b. -  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; c. -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; d. -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; e. -  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ; f. -  $\hat{\theta} = 75^\circ$   
 x - GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ ; o - GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

(exp. 1I14; 1I2; 1I6; 1I10; 1I98); (exp. 1I30; 1I34; 1I38; 1I42; 1I46)  
 2I14; 2I2; 2I6; 2I10; 2I98) 2I30; 2I34; 2I38; 2I42; 2I46  
 3I14; 3I2; 3I6; 3I10; 3I98 3I30; 3I34; 3I38; 3I42; 3I46  
 4I14; 4I2; 4I6; 4I10; 4I98 4I30; 4I34; 4I38; 4I42; 4I46



In fig.7.2.-4 s-au prezentat distribuțiile radiale ale vitezei axiale în jeturile turbionare expandind din GTIPR în condiții similare cu cele de mai sus.



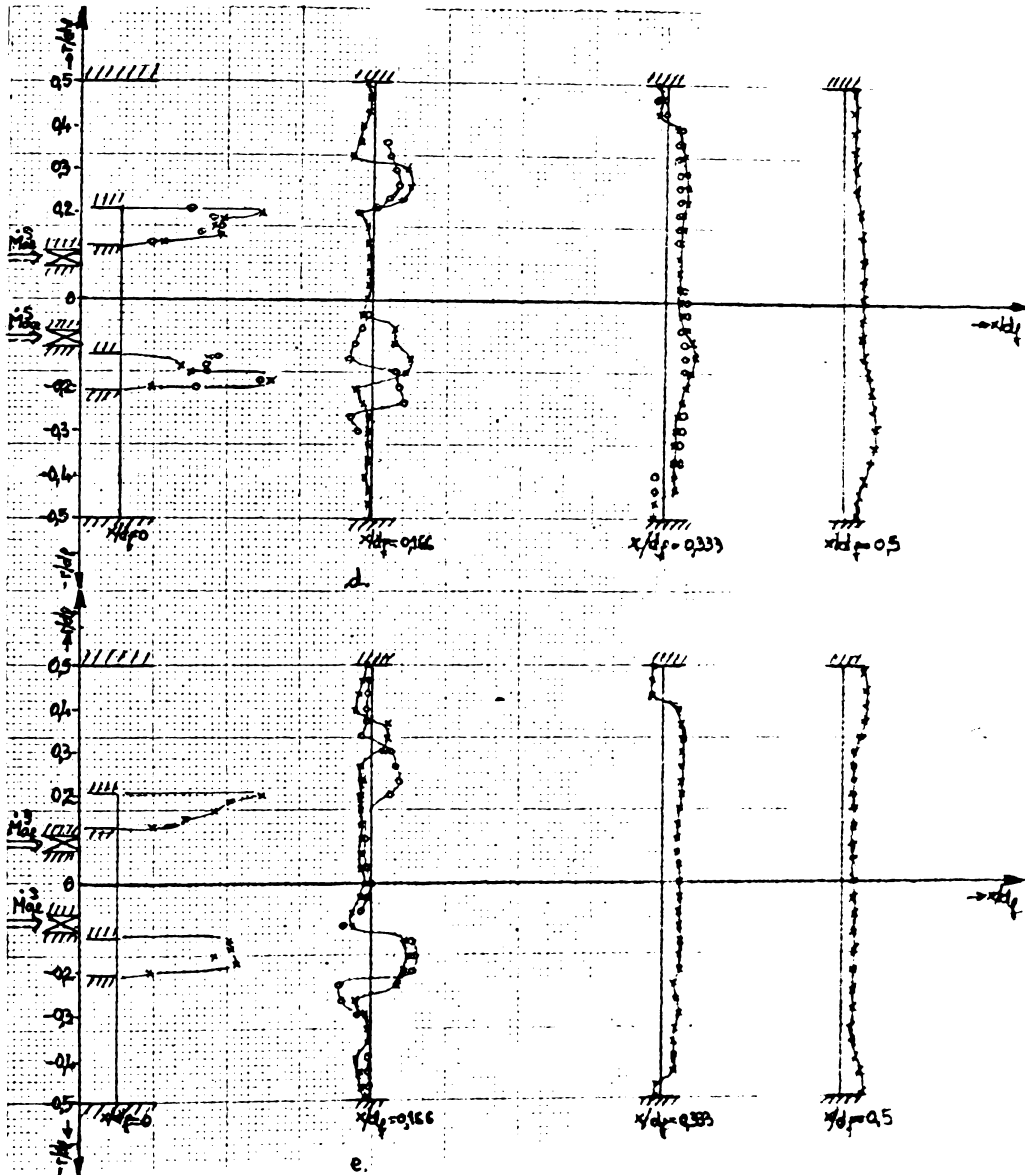


Fig.7.2.-4. Distribuția radială a vitezei axiale pentru jeturi expandând din GTIPR .

a. -  $\hat{\theta} = 0^\circ$ ; b. -  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; c. -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; d. -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; e. -  $\hat{\theta} = 60^\circ$

x - GTIPR cu  $\hat{p} = \text{ct.}$  ; o - GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$

(experimentările 1I62;1I50;1I54;1I58 )

2I62;2I50;2I54;2I58

3I62;3I50;3I54;3I58

4I62;4I50;4I54;4I58

(experimentările 1I78;1I82;1I86;1I90;1I94)

2I78;2I82;2I86;2I90;2I94

3I78;3I82;3I86;3I90;3I94

4I78;4I82;4I86;4I90;4I94

Se observă instalarea pe axa longitudinală a jeturilor expandând din GTIP cu unghiul de înclinare a paletelor  $\hat{\theta} > 30^\circ$  a unei ZCR. Maximele vitezei axiale se îndepărtează de axa de simetrie odată cu creșterea lui  $\hat{\theta}$ .

Jeturile care provin din GTIP cu  $\hat{\theta} = 0^\circ$  și  $\hat{\theta} = 15^\circ$  nu prezintă ZCR, dar au în schimb KPR foarte dezvoltate.

Dimensiunile geometrice ale ZCR variază astfel: -diametrul maxim, odată ZR bine stabilizată, nu mai este influențat de o creștere ulterioară a lui  $\hat{\theta}$ . În condițiile experimentului ei este controlat în primul rând de diametrul focarului.

- lungimea maximă nu este influențată semnificativ de gradul de turbionare.

Viteza axială de recirculație maximă crește odată cu mărirea unghiului de înclinare a paletelor, deci în consecință se mărește debitul masic de recirculație maxim.

Mărirea gradului de turbionare, prin creșterea unghiului de înclinare a paletelor, are ca efect accelerarea descompunerii jetului. O măsură a descompunerii jetului este dată de distanța normalizată pînă la punctul de impact al acestuia cu pereții focarului.

Scăderea vitezei axiale de-a lungul axei longitudinale a jeturilor expandând din GTIPD și GTIPR este prezentată în fig. 7.2.-5., respectiv fig.7.2.-6.

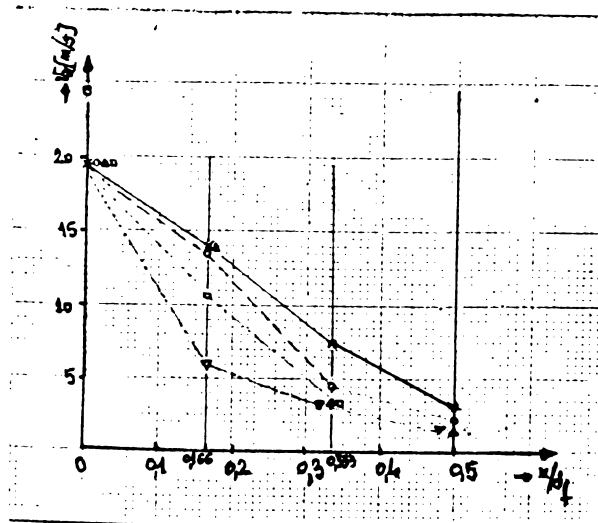


Fig.7.2.-5. Scăderea vitezei axiale pe lungimea jetului, pentru GTIPD.

x -  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta$  -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  -  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;  
 $\nabla$  -  $\hat{\theta} = 75^\circ$

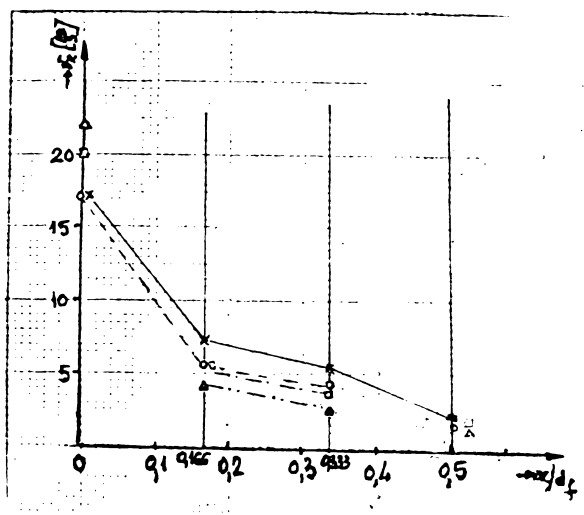


Fig.7.2.-6.Scăderea vitezei axiale pe lungimea jetului pentru GTIPR.

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  
 □ —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ .

Pentru GTIP cu unghiul de înclinare a paletelor de  $15^\circ$  scăderea vitezei axiale este lentă pînă la punctul de impact cu peretele, după care ea devine constantă.

Pentru unghiurile de înclinare a paletelor de  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  și  $60^\circ$  se remarcă o scădere mai rapidă pînă la aceeași distanță, după care se înregistrează un gradient de scădere mai mic.

### 7.2.3.2. Distribuția radială a vitezei tangențiale .

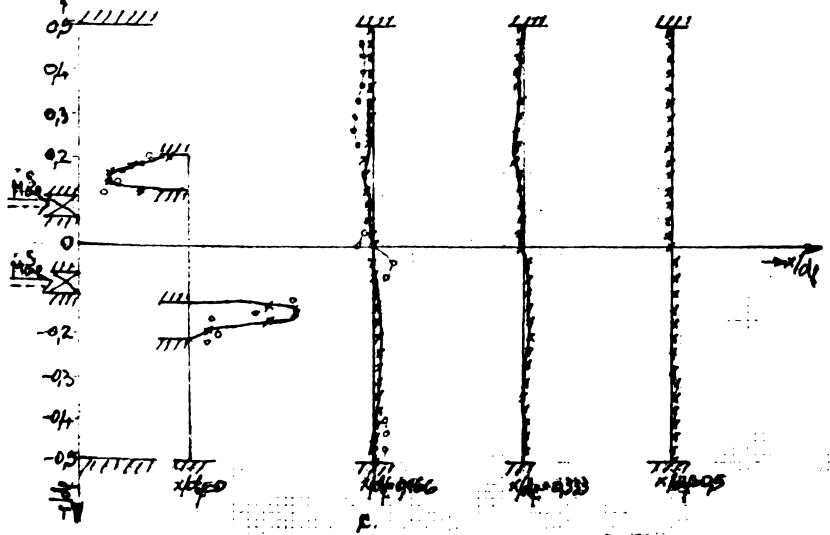
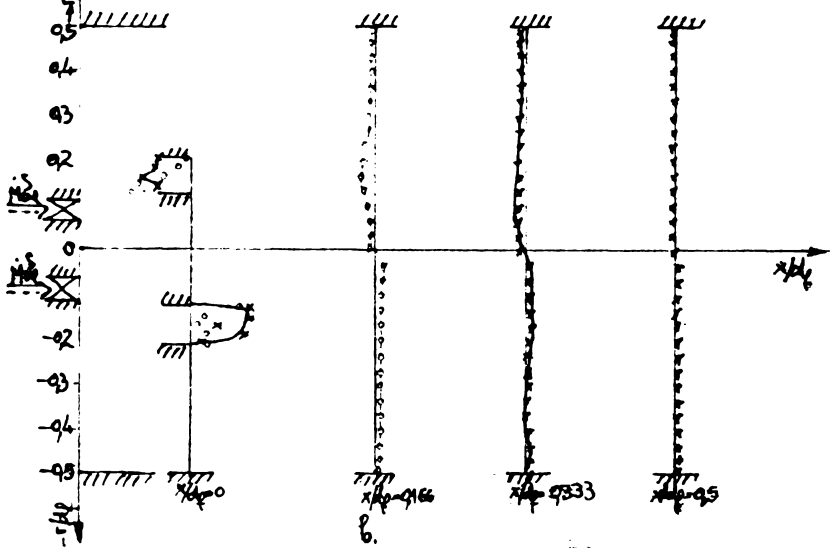
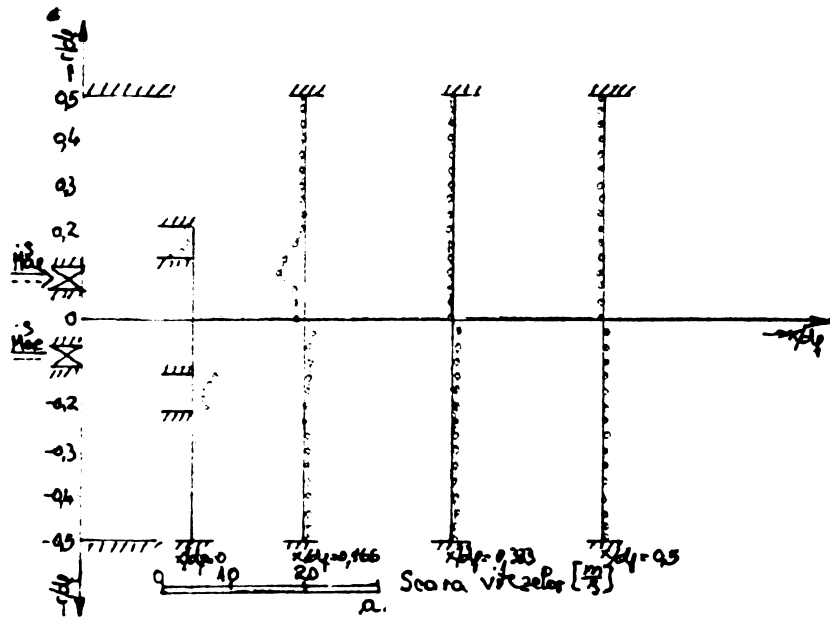
În fig.7.2.-7 și fig.7.2.-8 s-au trasat distribuțiile vitezei tangențiale în jeturi turbionare expandînd din GTIPD, respectiv GTIPR în condițiile prezentate în paragraful anterior.

Pentru jeturile care nu impactează încă pereții, profilele vitezei tangențiale prezintă în centru un turbion forțat, iar în regiunea periferică un turbion liber.

După impactarea peretelui, vitezele maxime se găsesc lîngă perete, deci modelul de curgere este acela al turbionului fix.

Se observă că pentru unghiurile de înclinare a paletelor mai mari de  $30^\circ$  poziția maximelor vitezei tangențiale tinde să se deplaseze spre perete.

În general în ZCR valorile vitezelor tangențiale sînt reduse.



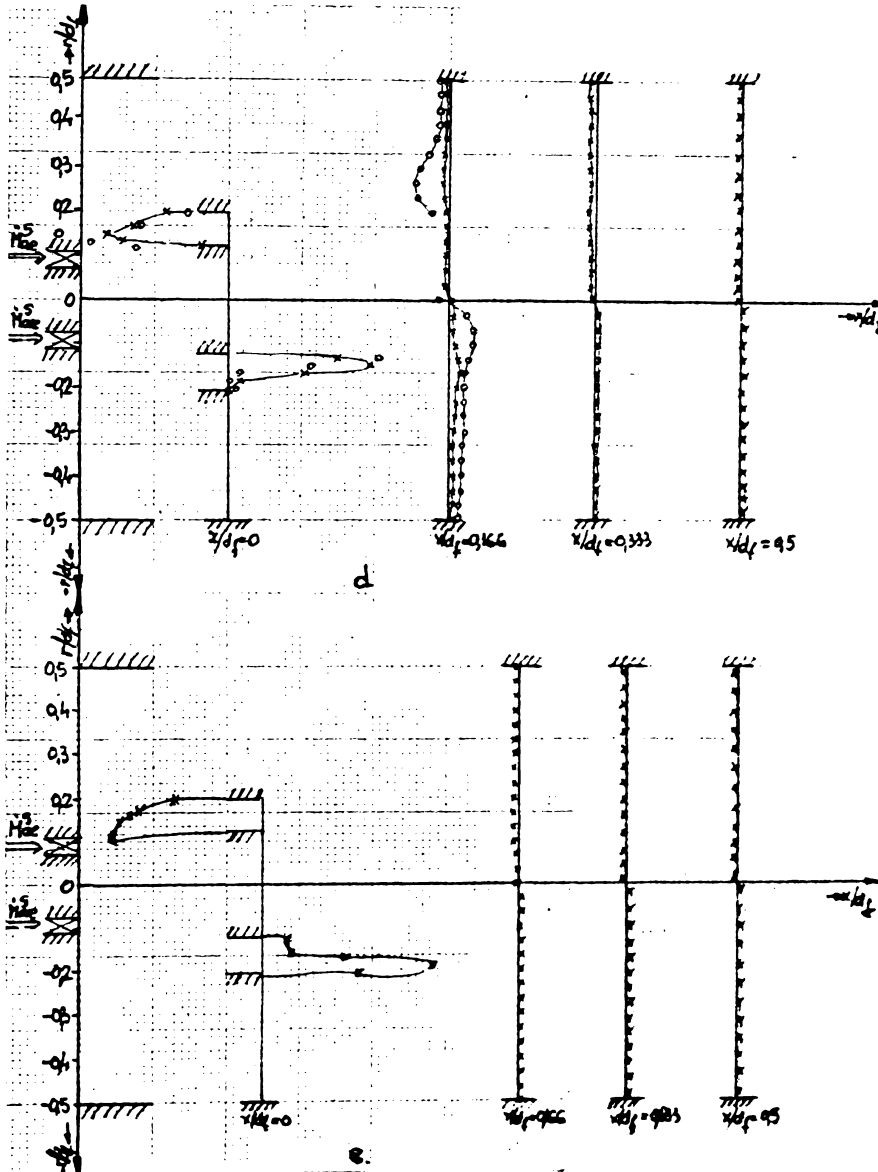
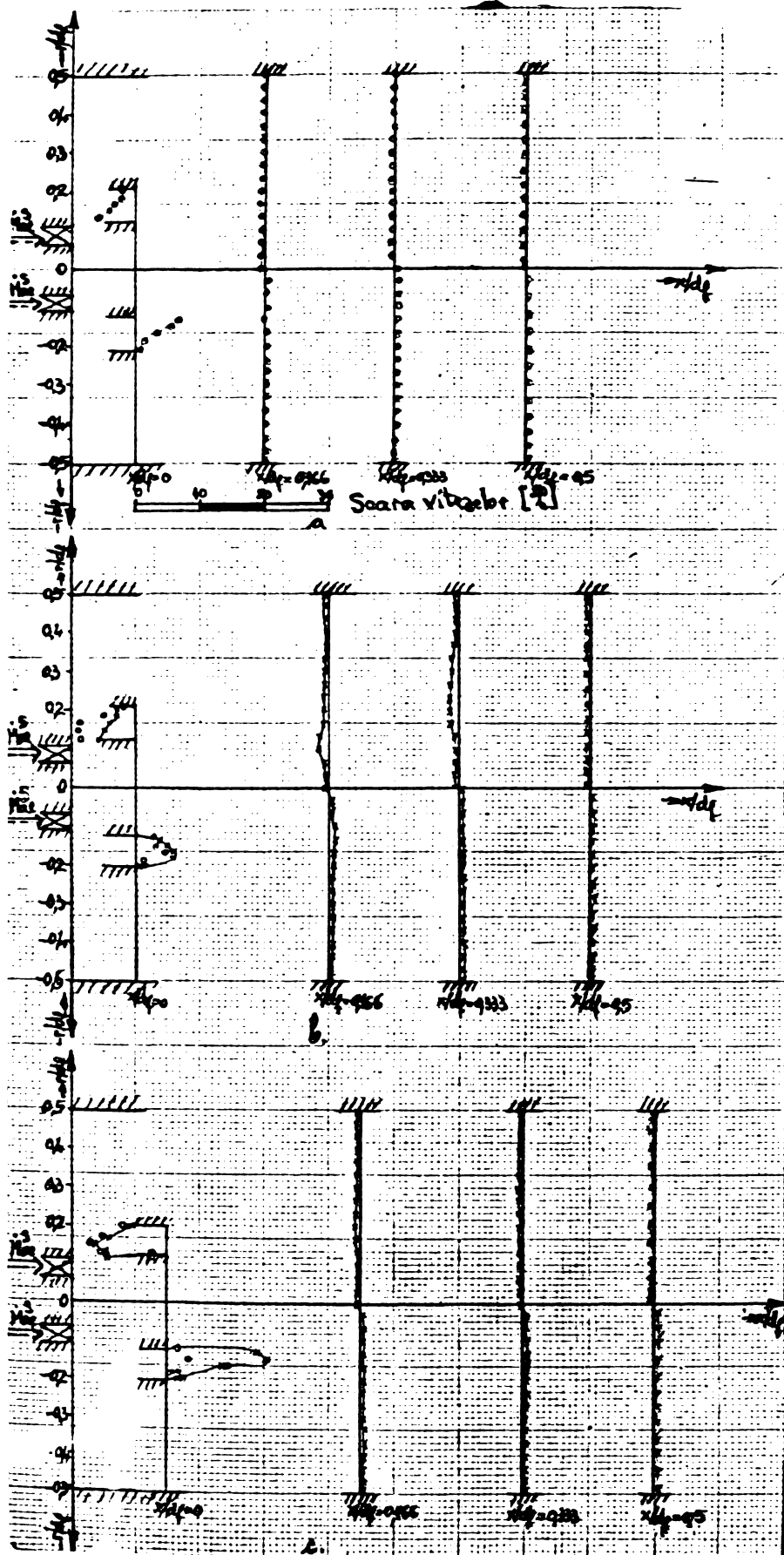


Fig.7.2.-7. Distribuția radială a vitezei tangențiale pentru jeturi expandind din GTIPD .  
 a.-  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; b.-  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; c.-  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; d.-  $\hat{\theta} = 60^\circ$   
 e.-  $\hat{\theta} = 75^\circ$   
 x - GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$      $\times$  - GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$



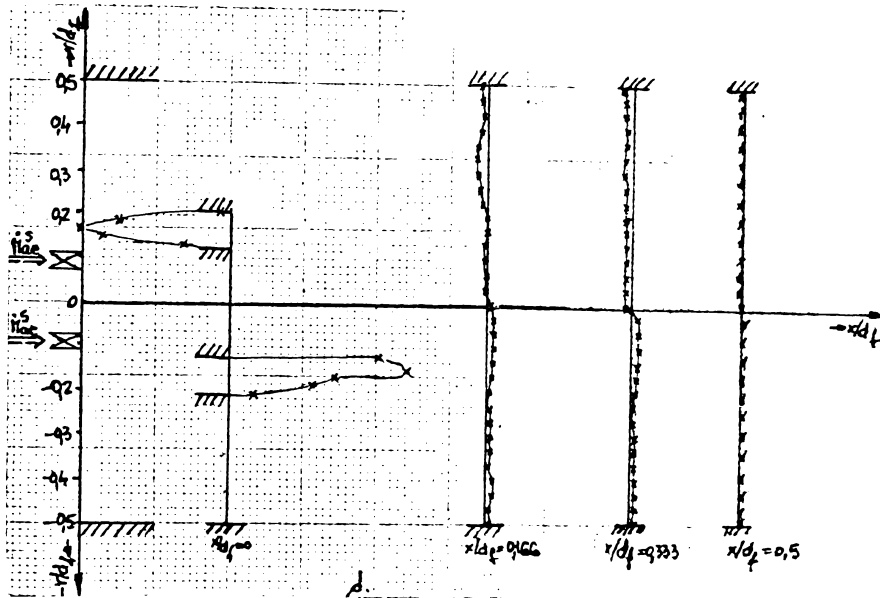


Fig.7.2.-8. Distribuția radială a vitezei tangențiale pentru jeturi expandînd din GTIPR .  
 a.-  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; b.-  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; c.-  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; d.-  $\hat{\theta} = 60^\circ$   
 x -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  ; o -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

Variația maximului vitezei tangențiale pe direcția axială este prezentată în fig.7.2.-9 și fig.7.2.-10.

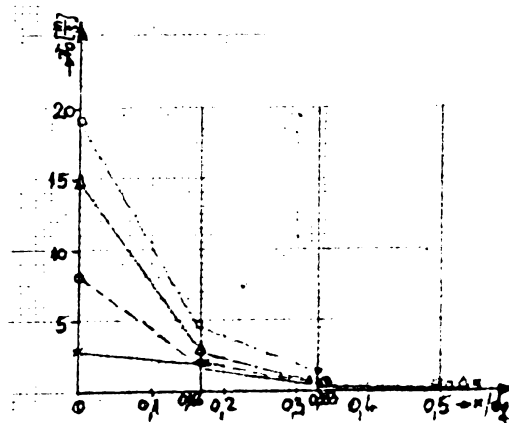


Fig.7.2.-9. Variația vitezei tangențiale  $v_p^M$  pe direcția axială a GTIPD.  
 x -  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta$  -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  -  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;  $\nabla$  -  $\hat{\theta} = 75^\circ$



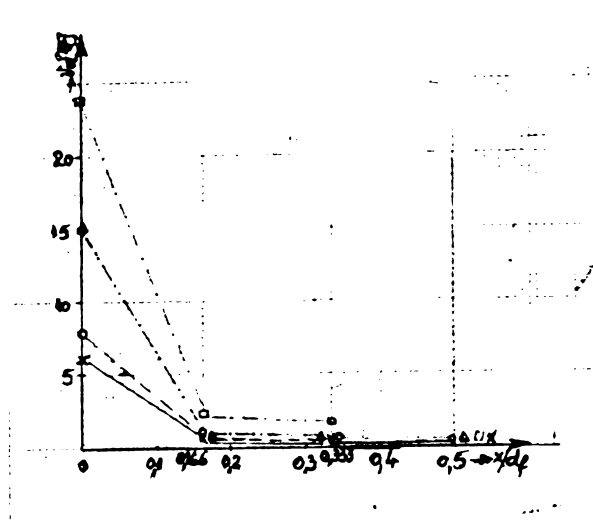


Fig.7.2.-10. Variația vitezei tangențiale  $v_{\theta}^M$  pe direcția axială pentru GTIPR.  
 $x - \hat{\theta} = 15^{\circ}$ ;  $o - \hat{\theta} = 30^{\circ}$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 45^{\circ}$ ;  $\square - \hat{\theta} = 75^{\circ}$

Se observă că pentru unghiul de înclinare a paletelor de  $15^{\circ}$  se înregistrează o scădere pînă la un anumit palier, după care viteza tangențială maximă rămîne aproape constantă.

Pentru unghiurile de înclinare a paletelor de  $30^{\circ}$ ,  $45^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$  și  $75^{\circ}$  se remarcă o scădere inițială mai rapidă, după care se stabilizează pe palier.

#### 7.2.4. Pierderea de presiune reală a GTIPD.

Studiul aerodinamic al GTIP a fost completat cu datele obținute pe ștandul experimental de încercare a GTIP, care permite măsurarea directă a momentului cinetic și determinarea diferenței între presiunea statică în amonte de GTIP (mediată în patru puncte) și presiunea atmosferică. Se poate astfel stabili o caracteristică aerodinamică importantă a GTIP, coeficientul de pierdere de presiune real exprimat cu relația :

$$\Delta P_T^{re} = k_2 \operatorname{tg}^2 \theta = \frac{P_s - P_{re}}{0,5 \rho \cdot v_{x0}^2} \quad (7.2.-9.)$$

care permite determinarea "eficienței aerodinamice" cu relația (7.2.-8.).

Pe acest ștand s-au efectuat măsurători, notate cu M, pentru cele patru regimuri ale debitului de aer secundar (tabelul 7.2.-1.), ele conducînd toate la aceleași concluzii de ordin

calitativ, motiv pentru care s-au prezentat numai rezultatele corespunzătoare regimului II.

Coroborînd rezultatele obținute în investigațiile, notate cu II și măsurătorile notate M, pentru regimul corespunzător debitului de aer  $\dot{M}_{ae}^S = 0,7 \cdot \dot{M}_{ae}^T = 0,11924$  kg/s (regimul II) s-a întocmit tabelul sintetic 7.2.-5.

În tabelul 7.2.-2 se indică valorile momentului cinetic  $G_\phi$ , determinat pentru cazul măsurat, respectiv calculat, precum și impulsul  $G_x$ . Concordanța între momentul cinetic măsurat și calculat variază în ecartul 3 - 12%, ceea ce se poate considera ca satisfăcător.

Impulsul rămîne invariant cu creșterea unghiului de înclinare a paletelor.

Eficiența aerodinamică a GTIPD este mai mare ca a GTIPR atît pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cît și pentru  $\Delta = \text{ct.}$  Cea mai bună eficiență aerodinamică pentru GTIPD este cu  $\Delta = \text{ct.}$

Modelele de curgere generate de GTIPD și GTIPR sînt similare, totuși se poate aprecia că :

- numărul de turbionare al GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  este mai mare decît al GTIPD cu  $\Delta = \text{ct.}$  pentru  $\hat{\delta} \leq 45^\circ$  ( $\dot{M}_{ae}^S = \text{ct.}$ );

- numărul de turbionare al GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  este de asemenea mai mare decît al GTIPR cu  $\Delta = \text{ct.}$  pentru  $\hat{\delta} = \text{ct.}$  ( $\dot{M}_{ae}^S = \text{ct.}$ );

- numărul de turbionare al GTIPD este mai mic decît cel al GTIPR atît pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cît și  $\Delta = \text{ct.}$   
Se observă că intensitatea de turbionare cea mai mare se obține pentru GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$

#### 7.2.5. Caracterizarea gradului de turbionare pentru GTIT.

Intensitatea de turbionare s-a caracterizat prin utilizarea criteriului adimensional al numărului de turbionare S definit cu formula 3.4.-1.

TABELUL 7.2.-2

GTIP	UM	GTIPD - -12	GTIPD - -22	GTIPD - -32	GTIPD - -42	GTIPD - -52	GTIPR - -15	GTIPR - -25	GTIPR - -35	GTIPR - -45	GTIPR - -55	GTIPD - -70	GTIPD - -20	GTIPR - -30	GTIPR - -13	GTIPR - -23	GTIPR - -33
Mărimea																	
Debitul de aer secundar $M_{Ca}$	kg/s	0,11924										0,11924					
Viteza medie de intrare $v_{x0}$	m/s	17,2										17,2					
Momentul cinetic teoretic $G_{\Phi}$	Nm	0	0,03211	0,0692	0,11986	0,2076	0	0,03211	0,0692	0,11986	0,2076	0,0692	0,11986	0,2076	0,0692	0,11986	0,2076
Momentul cinetic măsurat $G_{\Phi}$	Nm	0	0,00576	0,0122	0,0366	0,05436	0	0,01786	0,02511	0,0393	0,06375	0,02604	0,03720	0,0506	0,02984	0,0386	0,0734
Momentul cinetic calculat $G_{Ca}$	Nm	0	0,0062	0,0135	0,0386	0,0604	0	0,0186	0,0270	0,04065	0,06565	0,0296	0,03923	0,0569	0,03033	0,0416	0,0757
Impuls teoretic $G_x$	N	2,258										2,258					
Impuls calculat $G_{Ca}$	N	1,6416	1,5394	1,5406	1,5214	1,5310	1,5086	1,4957	1,5113	1,4993	1,5446	1,5573	1,5320	1,5136	1,5046	1,5384	1,538
Nr. de turbionare teoretic $S_{GTIP}$	-	0	0,228	0,4914	0,85114	1,4742	0	0,228	0,4914	0,85114	1,4742	0,4914	0,85114	1,4742	0,4914	0,85114	1,4742
Nr. de turbionare calculat $S_{GTIP}$	-	0	0,0635	0,1409	0,403	0,6263	0	0,1907	0,277	0,4304	0,6768	0,3019	0,4065	0,5967	0,320	0,4292	0,7808
Coef. de pierdere pres. teor. $tg^2\phi$	-	0	0,07179	0,333	1	2,999	0	0,07179	0,333	1	2,999	0,333	1	2,999	0,333	1	2,999
Coef. de pierdere pres. real. $k_2 tg^2\phi$	-	1,676	1,878	2,456	4,624	8,093	2,023	2,601	4,914	7,053	15,6	2,45	4,913	8,816	2,8905	4,046	9,249
Eficiență aerodinamică $\frac{1}{k_2}$	-	0,596	0,532	0,407	0,216	0,1235	0,4942	0,3843	0,2085	0,141	0,06406	0,407	0,203	0,1134	0,3459	0,2471	0,108

Elementele componente ale relației, impulsul total și momentul cinetic s-au stabilit de asemenea prin integrarea distribuțiilor radiale ale vitezei axiale, tangențiale în diverse secțiuni ale jetului și au fost prezentate în fig.7.2.-11., fig. 7.2.-12, respectiv 7.2.-13 și fig.7.2.-14.

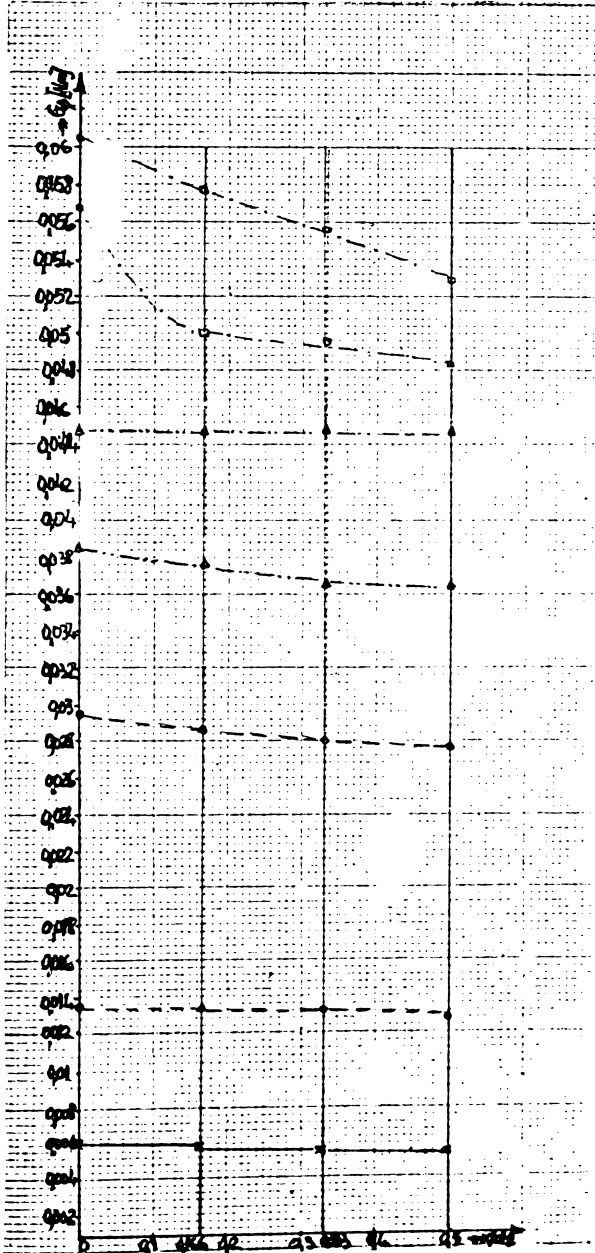


Fig.7.2.-11. Dependența  $G_{\phi} = f(x/d_f)$  pentru jeturi expandind din GTIPD.

$\times - \hat{\theta} = 15^{\circ}$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^{\circ}$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 45^{\circ}$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^{\circ}$

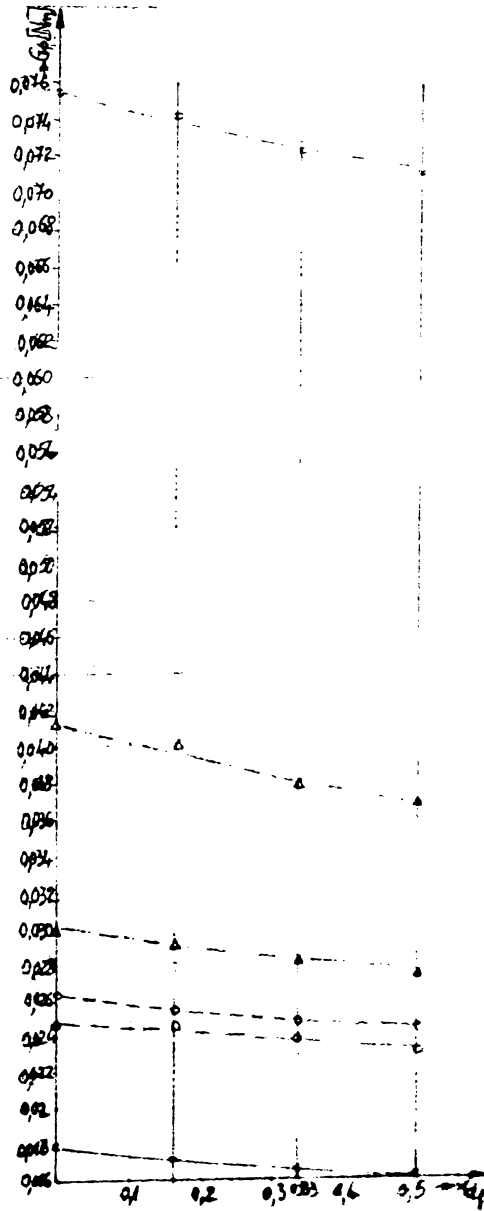


Fig.7.2.-12. Dependența  $G_{\phi} = f(x/d_f)$  pentru jeturi expandind din GTIPR.

$\times - \hat{\theta} = 15^{\circ}$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^{\circ}$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 45^{\circ}$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^{\circ}$

Se observă că momentul cinetic  $G_{\phi}$  crește odată cu mărirea unghiului de înclinare a paletelor și scade ușor pe lungimea focarului .

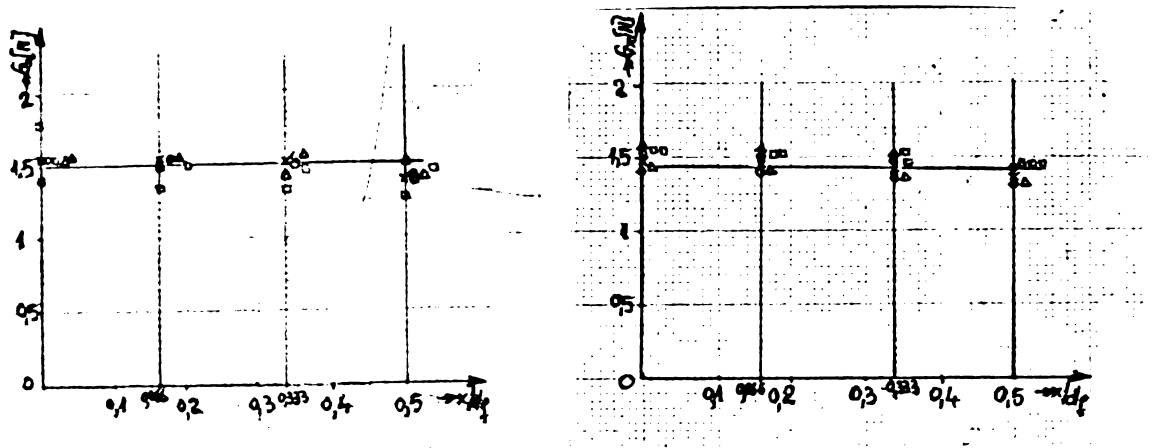


Fig.7.2.-13. Dependența  $G_x = f(x/d_f)$  pentru jeturi expandînd din GTIPD.

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$

Fig. 7.2.-14. Dependența  $G_x = f(x/d_f)$  pentru jeturi expandînd din GTIPR.

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$

Impulsul total  $G_x$  nu se modifică funcție de variația unghiului de înclinare a paletelor  $\hat{\theta}$ , el conservîndu-se pe lungimea jetului. Scăderi momentane ale vitezei, deci micșorări ale termenului dinamic al impulsului sînt echilibrate de creșteri corespunzătoare ale presiunii statice.

#### 7.2.6. Concluzii privind investigarea GTIP.

Studiul experimental realizat asupra jeturilor turbionare expandînd din GTIPD și GTIPR a condus la o serie de concluzii apte să stea la baza proiectării acestui tip de GT :

a) Jeturile turbionare generate de GTIPD și GTIPR se pot caracteriza prin gradul de turbionare  $S_{GTIP}$  calculat prin metoda descrisă în paragraful 3.3.:

b) Mărirea gradului de turbionare prin creșterea unghiului de înclinare a paletelor  $\hat{\theta}$  conduce la instalarea pe axa de simetrie a unei ZCR ;

c) Momentul cinetic al jetului turbionar se mărește odată cu creșterea gradului de turbionare. Impulsul se conservă pe lungimea jetului și este independent de mărirea gradului de turbionare ;

d) Modelele de curgere generate de GTIPD și GTIPR sînt destul de apropiate, totuși se remarcă că :

- numărul de turbionare al GTIP cu unghiul de acoperire a paletelor constant ( $\hat{\beta} = \text{ct.}$ ) este mai mare ca a celor cu lățimea inelelor de susținere constantă ( $\Delta = \text{ct.}$ ) ceea ce se explică prin direcționarea mai completă a întregului jet de aer ;
- numărul de turbionare al GTIPD este mai mic decît cel al GTIPR atît pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cît și  $\Delta = \text{ct.}$  ;
- eficiența aerodinamică a GTIPD este mai mare ca a GTIPR, atît pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cît și pentru  $\Delta = \text{ct.}$ , valorile cele mai mici fiind înregistrate pentru GTIPD cu  $\Delta = \text{ct.}$

**Capitolul 8 .** STUDIUL EXPERIMENTAL AL CURGERILOR  
TURBIONARE IN CONDITIILE SISTEMULUI  
ARZATOR+AMBRAZURA-FOCAR.

Investigarea experimentală a sistemului complet arzător+ambrazură-focar s-a realizat atât în condiții izoterme cât și neizoterme, de "ardere", permițând studiarea modelelor de curgere stabilite pentru diverse grade de turbionare, fundamentarea experimentală a numărului de turbionare  $S^{**}$ , compararea rezultatelor modelului matematic al curgerii cu recirculație în incintă axial-simetrică cu rezultatele experimentale.

Stabilizarea în condiții de "ardere" a unui model de curgere cu ZCR în ambrazură conduce la existența a două posibilități:

- jetul de combustibil lichid să penetreze complet ZCR, lăsând o regiune inelară relativ îngustă între el și jetul de aer. O parte din norul de picături se recirculă împreună cu gazele de ardere fierbinți și amestecându-se cu aerul din ambrazură formează o primă zonă de ardere.

Restul norului de picături, care se preîncălzește la trecerea prin ZCR, se amestecă apoi cu aerul rămas și arde. Preîncălzirea avînd loc într-o zonă săracă în  $O_2$  apare un fenomen de cracare care conduce la creșterea luminozității flăcării.

- jetul de combustibil lichid să nu poată penetra ZCR, producîndu-se o descompunere radială a acestuia în interiorul ambrazurii cu amorșarea frontului de flacără în "gura" arzătorului, astfel că procesul de ardere are loc în mare parte în interiorul ambrazurii.

Trebuie luată în considerație apariția fenomenului de cocsare, care poate deveni deosebit de intens, dacă nu se asigură o agreere corespunzătoare între geometria ambrazurii și a jetului de combustibil lichid pulverizat.

Chaturvedi [91] a publicat un studiu experimental și semiteoretic asupra desprinderii în curgere izotermă internă de revoluție efectuat în condițiile unor lărgiri de conducte prin semiunghiuri variabile. Profilul inițial al vitezei era practic uniform (strat limită cvasinul) și intensitatea tur-

bulenței cvasinulă în secțiunea de desprindere. În aceste condiții de intrare fixate s-a constatat că curgerea depinde de trei parametri : semiunghiul de divergență ; raportul razelor aval și amonte și numărul  $Re$ . Doi parametri au fost fixați (raportul razelor egal cu 2;  $Re = 10^5$ ), iar semiunghiul a variat în domeniul  $15^\circ - 90^\circ$ , obținându-se o serie de caracteristici ale curgerii.

Ha Minh Hieu [9] în condițiile unei lărgiri bruște a unei conducte cilindrice a urmărit influența altor parametri ai curgerii : numărul  $Re$ , raportul razelor aval și amonte ( de lărgire), grosimea stratului limită inițial.

Domeniul de curgere extins ambrazură-focar prezentat schematic în fig.5.2.-4 a fost investigat având în vedere următorii parametri care influențează modelul curgerii :  $\hat{\gamma}$  semiunghiul de evazare al ambrazurii; raportul razelor aval și amonte, numărul  $Re$  și numărul de turbionare. Doi parametri au fost fixați: raportul razelor  $\frac{r_{in}}{r_f} = 0,15$ , respectiv numărul  $Re = 1,51 \cdot 10^5$ , iar semiunghiul de evazare a avut două valori, de  $20^\circ$  și de  $35^\circ$ . În această situație condițiile de intrare au fost modificate prin varierea gradului de turbionare, utilizându-se 16 tipuri de combinații pentru dotarea arzătorului notate :

{[(GTIT21+ACD20) + GTIPR15+ACD] + AM10(20)} ; {[(GTIT21+ACD20) + GTIPR25+ACD] + AM10(20)} ; {[(GTIT20+ACD20) + GTIPR13(35) +ACD] + AM10(20)} ; {[(GTIT20+ACD20) + GTIPR23(45) +ACD] + AM10(20)} ; {[(GTIT20+ACD20) + GTIPR33(55) +ACD] + AM10(20)}.

Studiul modelelor de curgere în condiții izoterme și de "ardere" a necesitat împărțirea regimurilor caracteristice în patru categorii.

Regimul I de curgere a fost definit acela în care maximum vitezei axiale este situat pe axa de simetrie a sistemului arzător+ambrazură-focar. Acest tip de curgere este caracteristic pentru cazul curgerii neturbionate (axiale  $S=0$ ) și a curgerilor turbionate foarte slab.

Regimul II de curgere nu se deosebește prea mult de regimul anterior, cu observația că în acest caz distribuția radială a componentei axiale a vitezei în secțiunea ajutajului de ieșire a arzătorului prezintă două maxime în apropierea peretelui, dar fără existența pe axă a unei ZCR.



Regimul III de curgere se caracterizează printr-o distribuție radială a componentei axiale a vitezei, care prezintă o ZCR redusă.

Regimul IV de curgere este definit printr-o distribuție radială a componentei axiale a vitezei, care prezintă pe axă o ZCR bine stabilită.

În acest caz s-a considerat în mod arbitrar valoarea minimă a raportului  $M_{ae}^{rec} / M_{ae}^T = 0,330$  pentru a delimita acest regim de curgere, care s-a obținut prin utilizarea GTIP cu unghiul paletelor de  $45^\circ$  și  $60^\circ$  atât în condiții izoterme cât și de "ardere".

Trecerea de la un regim de curgere la altul, atât în condiții izoterme, cât și de "ardere" se dovedește a fi corelată de numărul de turbionare  $S^{**}$  definit de ecuația (3.3.-12.)

Experimentările au arătat că aceste valori critice ale lui  $S^{**}$  la care se produce trecerea între regimurile de curgere enunțate sînt :  $S_{I-II}^{**} = 0,38$  ;  $S_{II-III}^{**} = 0,41$  și  $S_{III-IV}^{**} = 0,59$ .

### 8.1. Definirea parametrilor în condiții de "ardere" .

#### 8.1.1. Caracteristicile combustibilului utilizat .

Testarea pe focarul experimental a arzătorului ACLU-500 s-a făcut cu combustibil lichid ușor tip 3 (STAS 54-80), al cărui buletin de analiză (eliberat de laboratorul 4.5. - ICSITTE) cuprinde următoarele elemente :

- viscozitatea :  $\nu_{26^\circ C} = 3,65^{\circ E}$  ;  $\nu_{54^\circ C} = 2,99^{\circ E}$  (fig. 8.1.-1.) ;
- conținutul de apă: 0,2% ;
- densitatea relativă:  $\rho_{25^\circ C} = 0,904$  ;
- analiza elementară:  $C^i = 86,77\%$  ;  $H^i = 11,75\%$  ;  $S^i = 0,45\%$  ;  
 $O^i = 0,3\%$  ; alți compuși 0,57 % .
- cifra de cocs: 3,12% ;
- punct de inflamabilitate:  $96^\circ C$  ;
- puterea calorifică : superioară  $44.057 \text{ kJ/kg}_c$  ;  
inferioară  $41.403 \text{ kJ/kg}_c$  .

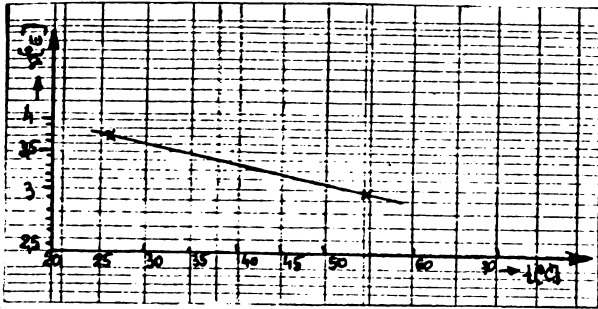


Fig.8.1.-1. Dependența viscozitate funcție de temperatură.

Calculul arderii pentru acest combustibil s-a efectuat prin exploatarea programului "Calculul arderii teoretice" (atașat în anexa B), pe un calculator IBM 370/40, un extras din rezultate fiind prezentat în tabelul 8.1.-1.

Tabelul 8.1.-1.

Mărimea calculată	U.M.	Coeficientul excesului de aer			
		1,0	1,05	1,2	1,4
Cantitatea teoretică de aer $L_{min}$	$m^3N/kg_c$	10,93	-	-	-
Cantitatea reală de aer umed $L_{um}$	$m^3N/kg_c$	11,11	11,71	13,33	15,55
Cantitatea teoretică totală a gazelor de ardere $V_{GT}$	$m^3N/kg_c$	11,69	-	-	-
Cantitatea reală totală a gazelor de ardere $V_{GT}$	$m^3N/kg_c$	11,69	12,25	13,92	16,14

De asemenea s-au determinat elementele necesare trasării diagramei Ostwald în fig.8.1.-2.

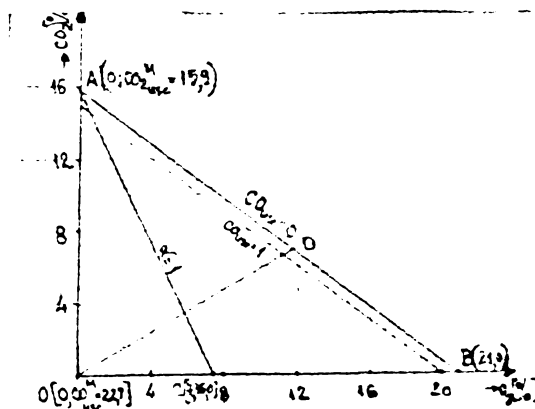


Fig.8.1.-2. Diagrama Ostwald pentru combustibilul utilizat.

8.1.2. Performanțele de ardere .

Măsurătorile efectuate în condiții de "ardere" au avut ca scop determinarea cîmpurilor de viteze, de temperaturi și de concentrații ale componentelor produselor de ardere. Distribuțiile radiale ale vitezelor, temperaturilor și concentrațiilor s-au realizat în secțiuni perpendiculare pe axa focarului dispuse la aceleași distanțe  $x/d_f$  față de "gura" arzătorului ca în situația regimului izoterm.

Măsurătorile de performanță ale arzătorului ACLU-500 au fost executate pentru combinația  $\{(GTIT20+ACD20)+GTIPR45+ACD\}+AM10$  aceea cu care s-a făcut omologarea.

S-au investigat patru regimuri de funcționare (nominal, două intermediare și minim) atât pentru aer rece, cît și pentru aer preîncălzit, fiecare măsurătoare reprezentînd media aritmetică a trei determinări. Rezultatele au fost prezentate sintetic în tabelul 8.1.-2 (aer rece) și 8.1.-3 (aer preîncălzit).

Tabelul 8.1.-2.

Nr. ord.	Puterea termică $\dot{Q}$	Debit combustibil $\dot{M}_c$	Presiune combustibil		Temp. comb. $t_c$	Debit aer $\dot{M}_{ae}$	Temp. aer $t_{ae}$	Rezist. aerodinamică $\Delta P_{ae}$	Compoz. medie a GA la fine flacără (focar)				Exces aer $\alpha$	Presiune fine focar $\Delta P_f$	Nivel zgomot	Lung. flacării	Observații
			amonte $P_{cc}$	aval $P_{cv}$					CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub>					
-	kW	kg/s	daNm <sup>2</sup>	daNm <sup>2</sup>	°C	kg/s	°C	daNm <sup>2</sup>	%vol	%vol	%vol	-	daNm <sup>2</sup>	dB	m	-	
1	475	0,0114	2430	1750	29	0,718	32	475	15	1,2	0	0	1,05	-3	95/83	1,1	Regim nominal
2	370	0,0089	2432	1160	29	0,1370	32	310	14,4	2	0	0	1,1	-2	-	0,9	Regim intermed.
3	213	0,0055	2435	690	29	0,0703	32	150	13,6	2,8	0	1	1,15	-2	-	0,7	Regim intermed.
4	56	0,0038	2437	480	29	0,0498	32	100	13,2	3,6	0	1	1,2	-1	-	0,6	Regim minim

Tabelul 8.1.-3

Nr. ord.	Puterea termică $\dot{Q}$	Debit combustibil $\dot{M}_c$	Presiune combustibil		Temp. comb. $t_c$	Debit aer $\dot{M}_{ae}$	Temp. aer $t_{ae}$	Rezist. aerodinamică $\Delta P_{ae}$	Compoz. medie a GA la fine flacără (focar)				Exces aer $\alpha$	Presiune fine focar $\Delta P_f$	Nivel zgomot	Lung. flacării	Observații
			amonte $P_{cc}$	aval $P_{cv}$					CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	H <sub>2</sub>					
-	kW	kg/s	daNm <sup>2</sup>	daNm <sup>2</sup>	°C	kg/s	°C	daNm <sup>2</sup>	%vol	%vol	%vol	-	daNm <sup>2</sup>	dB	m	-	
1	475	0,0114	2430	1750	30	-	249	695	15,2	1,0	0	0	1,05	-4	-	1,0	Regim nominal
2	352	0,0084	2433	1100	30	-	250	430	14,6	1,6	0	0	1,08	-3	-	0,8	Regim intermed.
3	213	0,0050	2436	605	30	-	252	135	14,0	2,6	0	0	1,14	-3	-	0,6	Regim intermed.
4	54,4	0,0034	2438	458	30	-	251	125	12,2	3,4	0	0	1,19	-2	-	0,5	Regim minim

Aceste tabele permit trasarea dependenței între rezistența aerodinamică a aerului, respectiv hidraulică a combustibilului funcție de puterea termică (fig.8.1.-3 și 8.1.-4.).

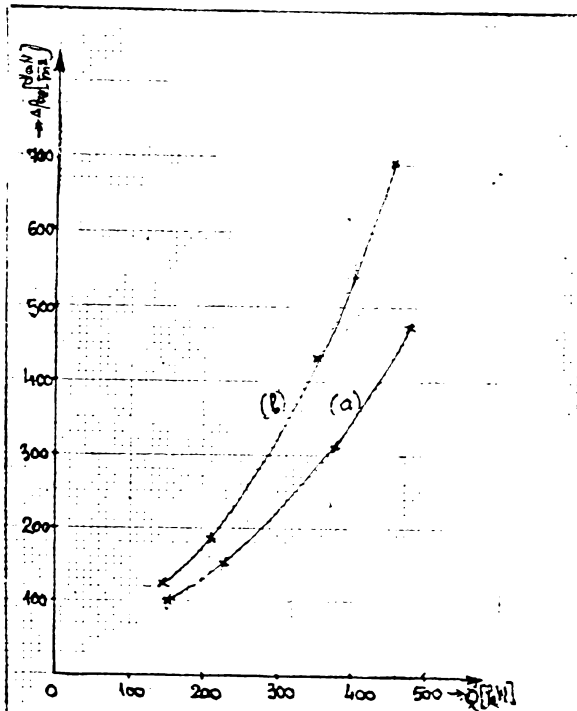


Fig.8.1.3. Dependenta rezistenței aerodinamice a aerului funcție de puterea termică.

- a.- aer rece  $t_{ae} = 30^\circ C$ ;  
 b.- aer preîncălzit  $t_{ae} = 250^\circ C$ .

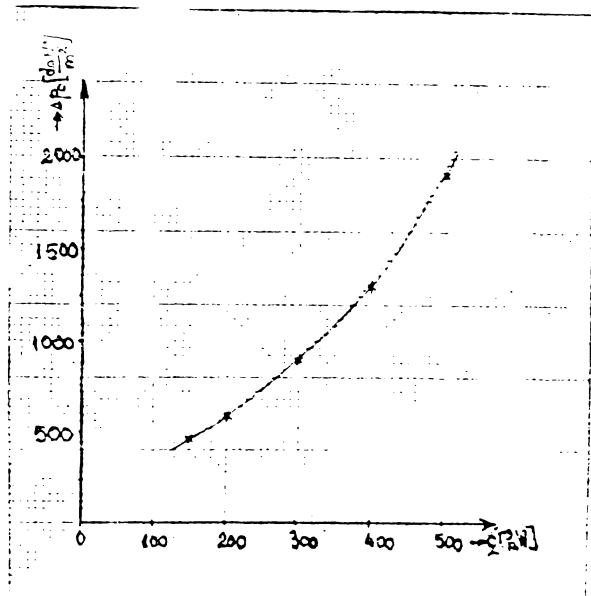


Fig.8.1.-4. Dependenta rezistenței hidraulice a combustibilului funcție de puterea termică.

Tabelele 8.1.-3 și 8.1.-4, figurile 8.1.-3 și 8.1.-4. permit un scurt comentariu asupra performanțelor de ardere ale arzătorului ACLU-500.

În intervalul de puteri termice 475-158(144)kW parametrii arzătorului variază astfel :

- debitul de combustibil între 0,0114-0,0038(0,0034)kg/s, adică un domeniu de reglaj de 1/3, la funcționarea cu aer rece, respectiv 1/3,35 la funcționarea cu aer preîncălzit .

- rezistența aerodinamică în conformitate cu dependența  $\Delta P_{ae} = f(Q)$  , între 475-100 daN/m<sup>2</sup> (aer rece), respectiv 695-125 daN/m<sup>2</sup> (aer preîncălzit) ;

- presiunea combustibilului ,175-480(458) daN/m<sup>2</sup> ;
- coeficientul excesului de aer la valori cuprinse în intervalul 1,06(1,05) - 1,2(1,19) ;
- lungimea flăcării : 1,1(1,0) - 0,6(0,5) m ;
- presiunea la fine focar: -3(-4) + -1(-2) daN/m<sup>2</sup>;

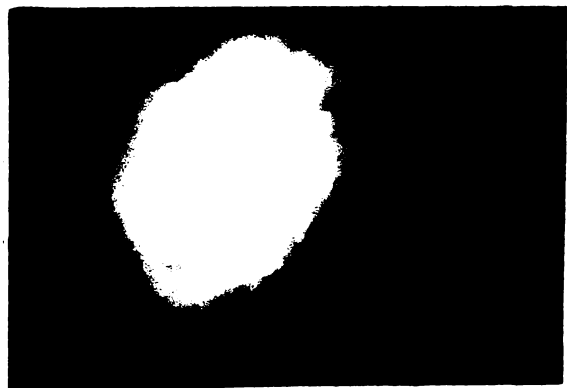
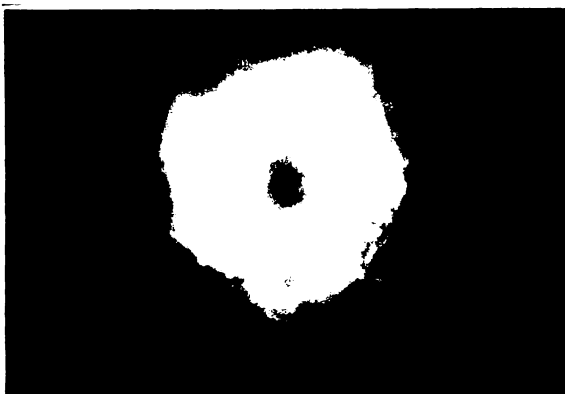
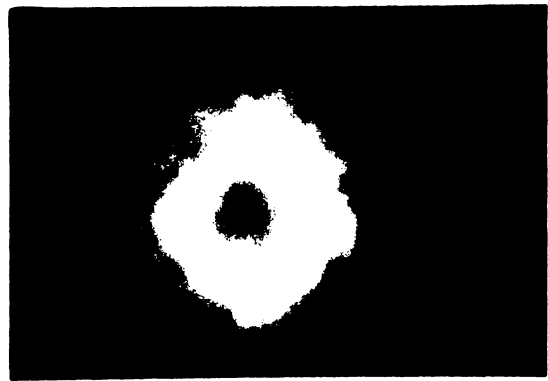
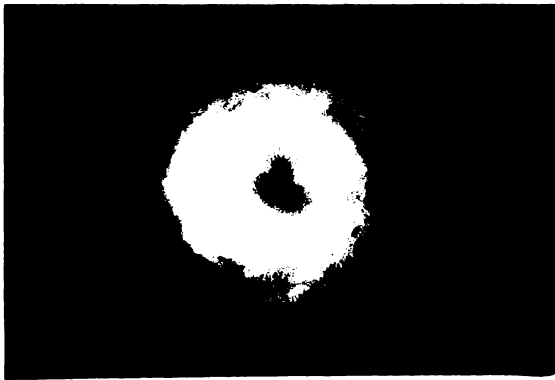
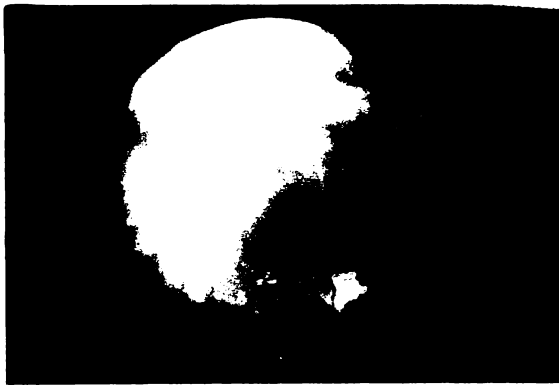
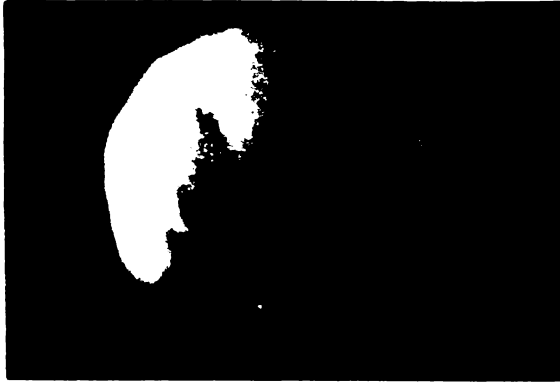
S-a determinat de asemenea nivelul de zgomot produs de arzător funcționând la puterea termică nominală. S-au făcut măsurători la distanță de 1 m de pereții focarului și la înălțimea de 1 m față de sol în cinci puncte. În tabelul 8.1.-3 s-a prezentat rezultatul măsurătorii în fața arzătorului pentru nivelul de zgomot pe scara L (zgomot de fond) și scara A. Valoarea 83 dB (scara A) se încadrează în normele internaționale pentru nivelul de zgomot generat de instalațiile de ardere.

Din păcate analiza speciilor chimice poluante din produsele de ardere s-a rezumat numai la CO, căci lipsa unei aparaturi adecvate nu ne-a permis determinarea NO<sub>x</sub> (NO și NO<sub>2</sub>). Valoarea maximă admisă în normele românești pentru CO este 0,1 % vol.

Considerăm că conceptul actual de "caracterizare a flăcării industriale" trebuie să aibă în vedere nu numai gradul de perfecțiune al arderii ci și aspectele legate de poluarea mediului ambiant, motiv pentru care s-au făcut teste din punct de vedere al poluării chimice (conținutul de CO din gazele de ardere) și al poluării sonore (nivelul de zgomot).

Pentru a avea o imagine cât mai fidelă a tipurilor de flacără obținute cu combinațiile studiate s-a considerat utilă prezentarea fotografiilor (vedere frontală și laterală) realizate prin fanta de pe peretele posterior, respectiv lateral al focarului cu ajutorul unui teleobiectiv (135/2,8) echipat cu un filtru de culoare galbenă, utilizându-se un film negativ color cu sensibilitate de 19 DIN (fig.8.1.-5.).

Figura 8.1.-5a și 5b arată cu claritate apariția unui fenomen de "suflare" a flăcării, al cărui front se stabilizează la distanță mare de "gura" arzătorului. Funcționarea sigură a unui arzător este determinată în mare măsură de asigurarea stabilității flăcării. De asemenea domeniul de reglaj al puterii



INSTITUT TEKNOLOGI  
TIMUR LARA  
BOGOR

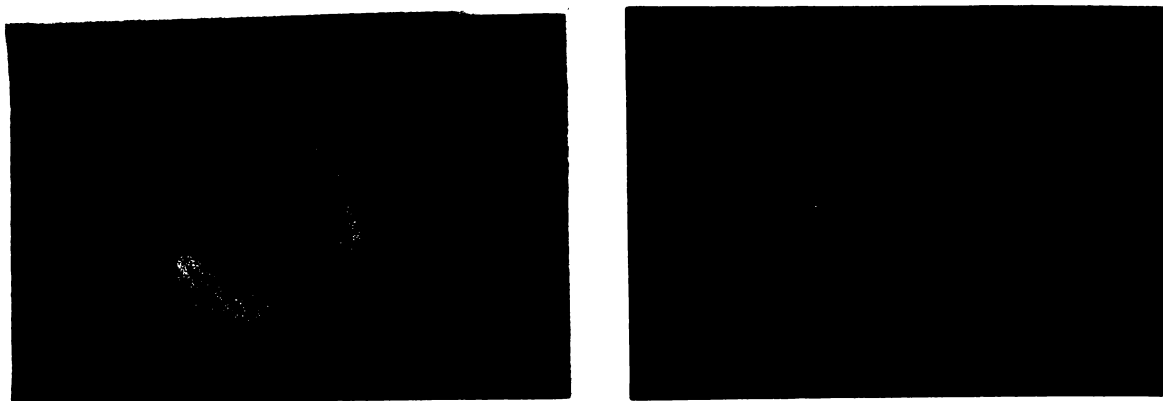


Fig.8.1.-5. Vedere frontală (laterală) a flăcărilor pentru combinațiile :

- a.  $\{[(GTIT21+ACD20) +GTIPR15+ACD] +AM10\}$
- b.  $\{[(GTIT21+ACD20) +GTIPR25+ACD] +AM10\}$
- c.  $\{[(GTIT20+ACD20)+GTIPR13(35)+ACD] +AM10\}$
- d.  $\{[(GTIT20+ACD20)+GTIPR23(45)+ACD] +AM10\}$
- e.  $\{[(GTIT20+ACD20)+GTIPR33(55)+ACD] +AM10\}$

sale termice este stabilit nu numai în funcție de calitatea arderii ci și de limitele în care flacăra are o ardere stabilă.

S-au dezvoltat o serie de procedee care au ca scop obținerea unei arderi stabile :

- utilizarea unei surse exterioare stabile de aprindere (scînteie electrică produsă între doi electrozi de aprindere; arzător pilot "flacăra de veghe" gaz-electric, lichid-electric, etc.) ;

- crearea fenomenului de recirculație a gazelor de ardere la baza flăcării (autostabilizarea) prin utilizarea de: corpuri cu geometrie neaerodinamică ("stabilizatoare" de flacăra) generatoare de turbionare, ambrazuri, jeturi în contracurent, etc.)

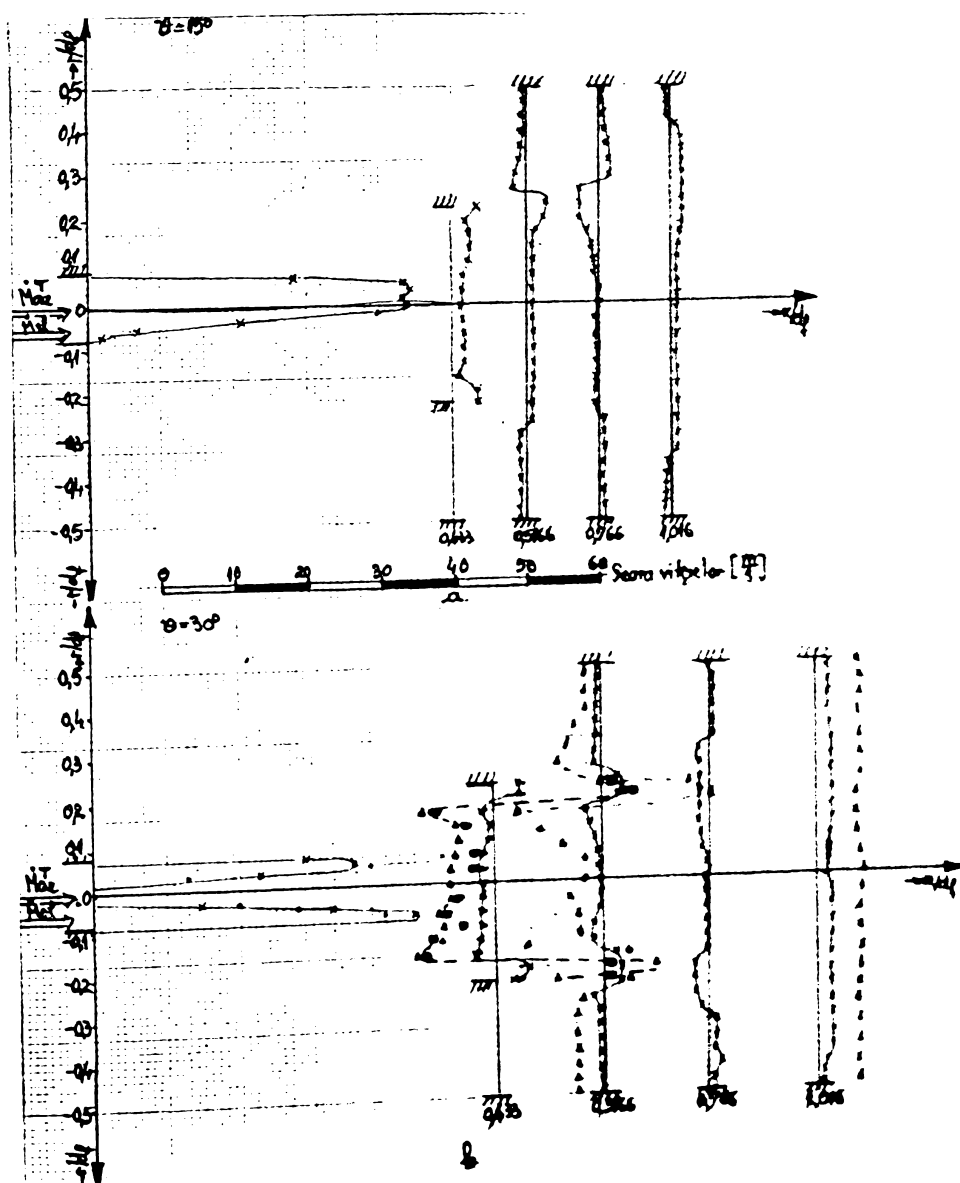
Fig.8.1.-5c,d,e înfățișează flăcări stabile, acroșate în "gura" arzătorului, care se dezvoltă pe o lungime relativ mare chiar în ambrazură.

Flăcările din fig.8.1.-5d și în special din fig.8.1.-5e prezintă o zonă centrală întunecată care marchează turbionul puternic format pe axă, datorat gradului de turbionare ridicat.

## 8.2. Investigarea curgerii pe lungimea jetului în condiții izoterme și de "ardere".

### 8.2.1. Distribuțiile radiale ale vitezei axiale .

Așa cum este de așteptat efectul general al condițiilor de "ardere" față de cele izoterme este de creștere a vitezei axiale (fig.8.2.-1.;fig.8.2.-2.).





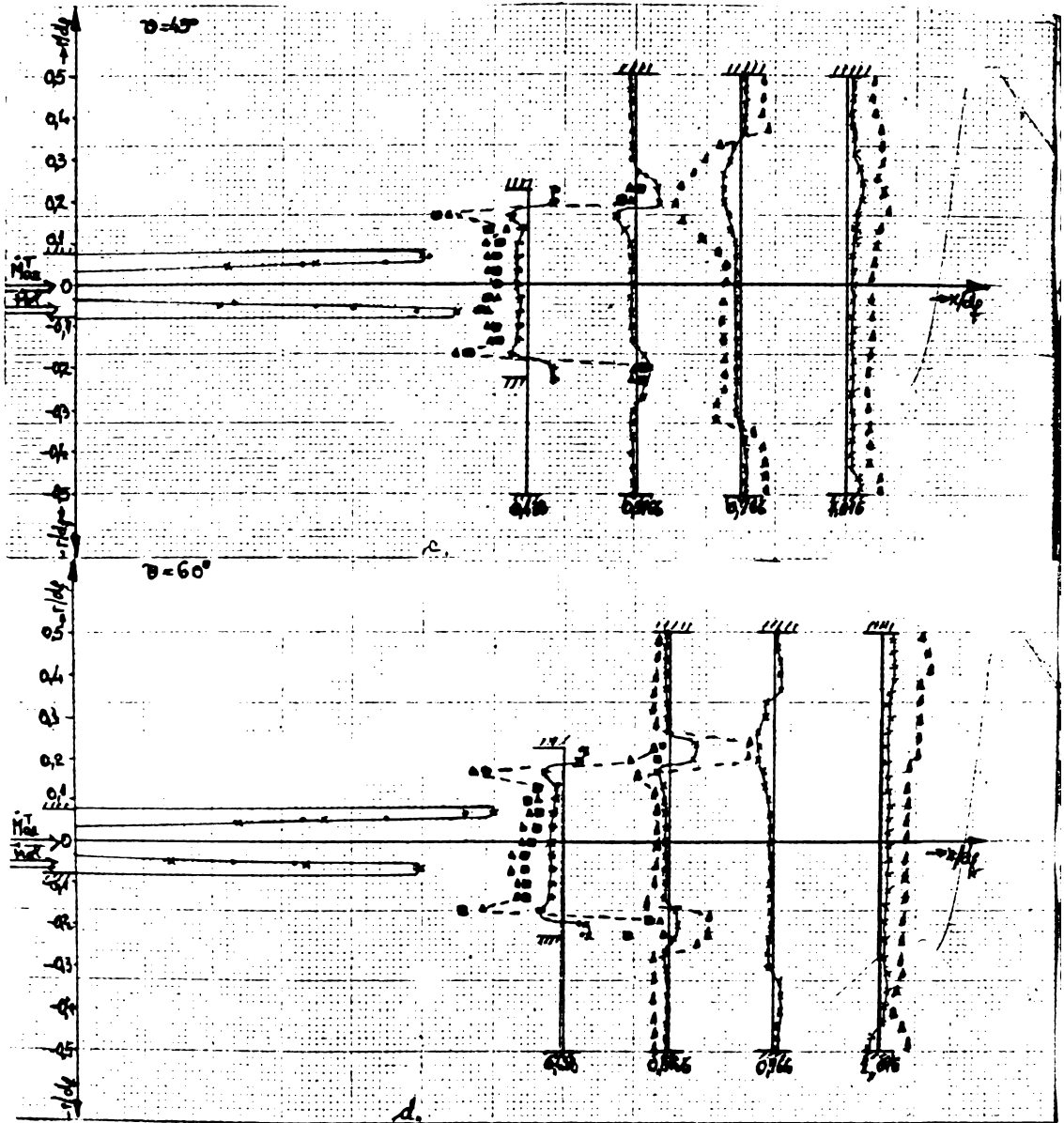


Fig.8.2.-1. Distribuțiile radiale ale vitezei axiale pentru cazul  $\frac{a_{am}}{a_{GT}} = 2$ .

a.-  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; b.-  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; c.-  $\hat{\theta} = 45^\circ$  ;  
d.-  $\hat{\theta} = 60^\circ$

— izoterm : x -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{const.}$

• -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

— de ardere:  $\Delta$  -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{const.}$

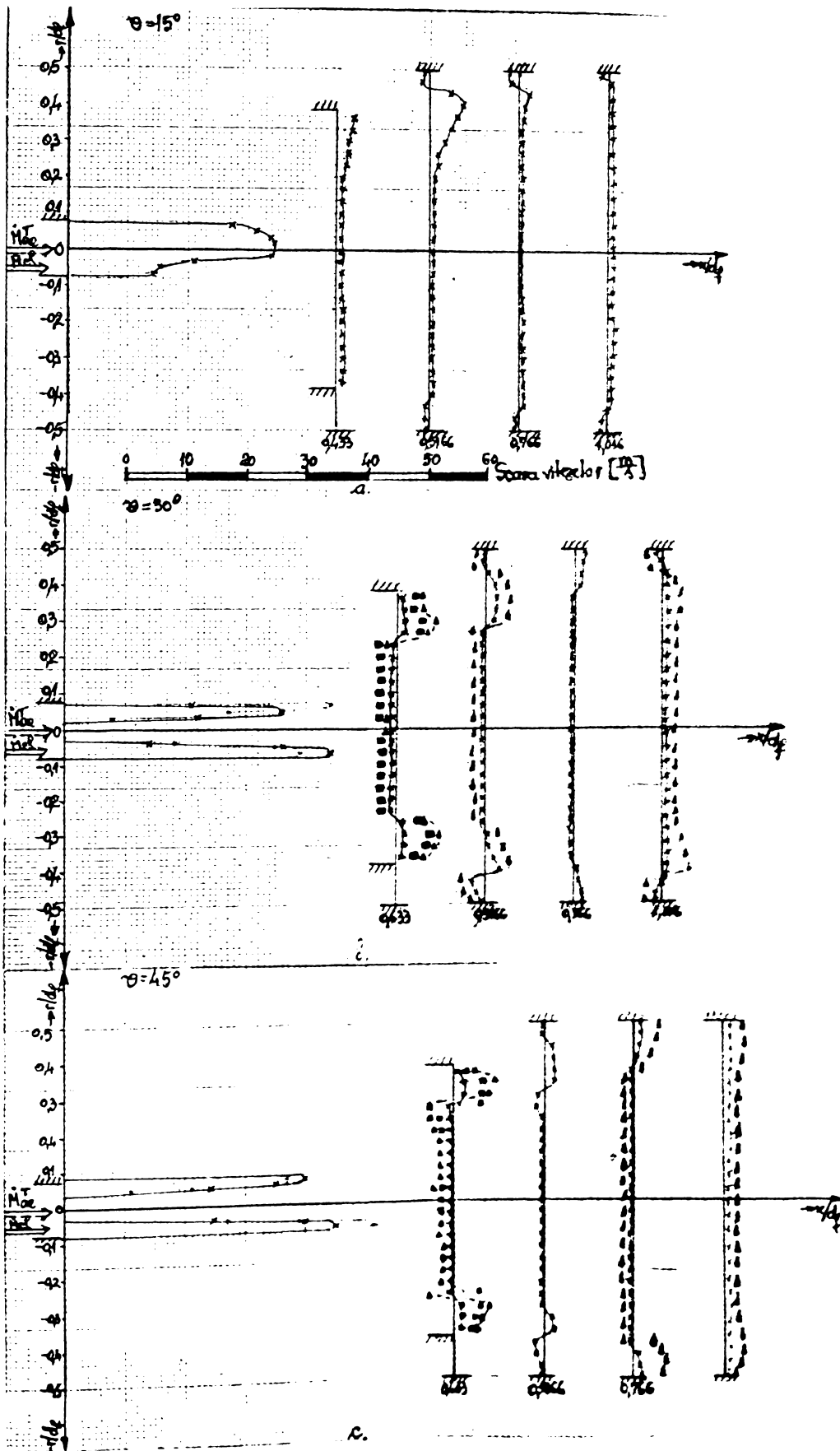
$\square$  -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

(experimentările : TR9-TR16;TR25-TR32;

TR41-TR48;TR49-TR56,

respectiv TR25-TR32; TC33-TC40;TC41-TC48;

TC-49-TC56).



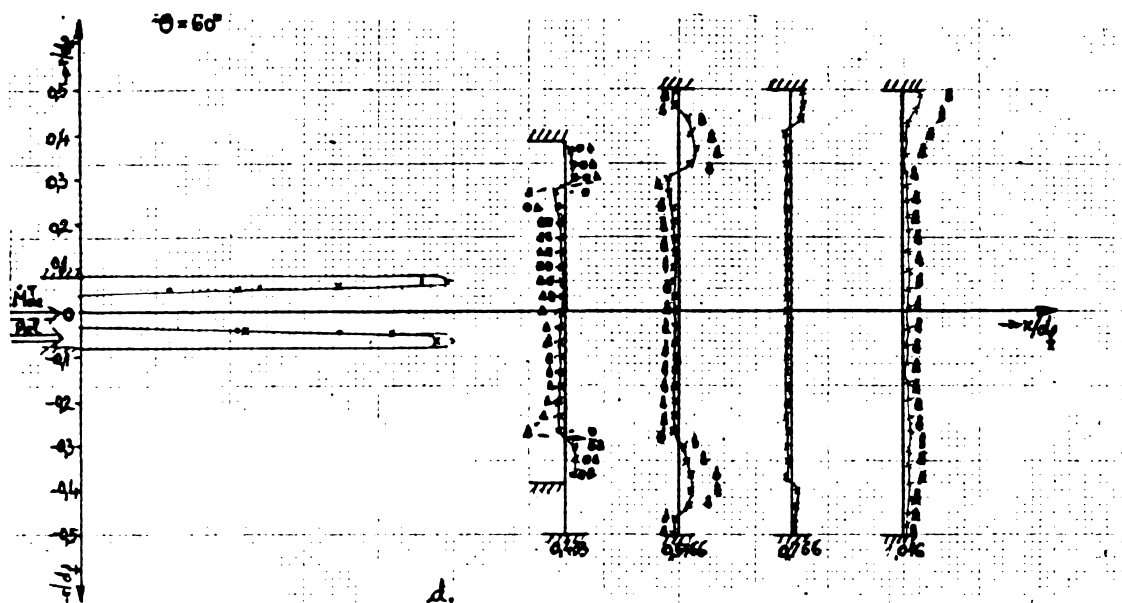


Fig.8.2.-2. Distribuțiile radiale ale vitezei axiale pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ .

a.-  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; b.-  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; c.-  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; d.-  $\hat{\theta} = 60^\circ$

———— izoterm : x -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ ;

o -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

———— "ardere":  $\Delta$  -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$

□ -GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

(experimentările TR9A-TR16A;TR25A-TR32A;TR33A-TR40A; TR41A-TR48A;TR49A-TR56A, respectiv TC25A-TC32A; TC33A-TC40A;TC41A-TC48A;TC49A-TC56A).

Mărirea gradului de turbionare, prin utilizarea unor GTIP cu unghiuri ale paletelor mai mari, conduce la accelerarea procesului de descompunere a jetului. O măsură a descompunerii jetului o constituie distanța de la originea jetului pînă la punctul de impact al jetului cu pereții focarului, sau standului izoterm.

La valori mari ale numărului de turbionare se stabilește pe axă o ZCR ale cărei caracteristici geometrice sînt diametrul maxim relativ, lungimea maximă relativă (tabelul 8.2.-1.).

Analizîndu-se regimul de curgere IV se observă următoarele :

- diametrul maxim relativ al ZCR  $d_{ZCR}^M$  nu este influențat de creșterea în continuare a numărului de turbionare, după

REGIMUL	SISTEMUL ARZATOR + AMBRAZURA - FOCAR	Caracteristicile ZCR					Caracteristicile ZCR											
		$\frac{d_{am}}{d_{GT}}$	$S^{**}$	Tipul curentii	$\frac{f_p}{x}$	$\frac{\ell_{ZCR}}{d_{am}} \left(\frac{\ell_{ZCR}}{d_f}\right)$	$\frac{d_{ZCR}^{dam}}{d_{am}} \left(\frac{d_{ZCR}^{dam}}{d_f}\right)$	$\frac{v_x^M}{V}$	$\frac{\dot{M}_{rec}}{M_0}$	$\frac{d_{am}}{d_{GT}}$	$S^{**}$	Tipul curentii	$\frac{f_p}{x}$	$\frac{\ell_{ZCR}}{d_{am}} \left(\frac{\ell_{ZCR}}{d_f}\right)$	$\frac{d_{ZCR}^{dam}}{d_{am}} \left(\frac{d_{ZCR}^{dam}}{d_f}\right)$	$\frac{v_x^M}{V}$	$\frac{\dot{M}_{rec}}{M_0}$	
IZOTERM (la "rece")	[[GTIT-21+ACD20)+GTIPR15+ACD]+AM	2	0	I	$\ll$ asim.	—	—	—	—	3,5	0	I	—	—	—	—	—	
		—	0,3931	II	$> 1,016$	—	—	—	—	—	0,03614	II	$> 1,016$	—	—	—	—	
		—	0,4133	III	$> 1,016$	1,55 (0,699)	0,814 (0,366)	0,1208	0,398	—	0,414	III	$> 1,016$	0,903 (0,683)	0,7268 (0,550)	0,040	0,403	
		—	0,5323	III	$> 1,016$	1,59 (0,715)	0,851 (0,383)	0,1208	0,402	—	0,560	III	$> 1,016$	0,945 (0,715)	0,748 (0,560)	0,038	0,421	
		—	0,6406	IV	$\sim 1,15$	1,851 (0,833)	0,850 (0,3825)	0,116	0,4873	—	0,6346	IV	$\sim 1,15$	1,100 (0,832)	0,748 (0,560)	0,046	0,474	
		—	0,7209	IV	$\sim 1,15$	1,925 (0,866)	0,885 (0,400)	0,150	0,4809	—	0,7507	IV	$\sim 1,15$	1,144 (0,865)	0,770 (0,583)	0,046	0,476	
		—	0,9226	IV	1,016	2,037 (0,916)	0,887 (0,400)	0,158	0,532	—	0,9667	IV	1,016	1,211 (0,916)	0,748 (0,560)	0,054	0,532	
		—	0,9498	IV	1,016	2,11 (0,949)	0,925 (0,416)	0,1375	0,540	—	0,9996	IV	1,016	1,254 (0,948)	0,770 (0,583)	0,050	0,533	
		—	0,379	III	—	—	—	0,587	0,380	3,5	0,4024	III	—	—	—	0,154	0,358	
		—	0,5445	III	—	—	—	0,496	0,400	—	0,534	III	—	—	—	0,146	0,382	
		AZOTERM (de ordine)	[[GTIT-20+ACD20)+GTIPR33+ACD]+AM	—	0,6272	IV	—	—	0,525	0,465	—	0,6028	IV	—	—	—	0,196	0,435
			[[GTIT-20+ACD20)+GTIPR23+ACD]+AM	—	0,675	IV	—	—	0,6375	0,459	—	0,7475	IV	—	—	—	0,208	0,427
[[GTIT-20+ACD20)+GTIPR45+ACD]+AM	—		0,8968	IV	—	—	0,650	0,527	—	0,9147	IV	—	—	—	0,208	0,505		
[[GTIT-20+ACD20)+GTIPR55+ACD]+AM	—	0,8872	IV	—	—	0,5916	0,511	—	1,0398	IV	—	—	—	0,196	0,478			

stabilirea pe axă a unei ZCR bine stabilizată, valoarea sa fiind în primul rând determinată de semiunghiul de evazare al ambrazurii, deci de diametrul hidraulic de ieșire ( $d_{am}$ ).

De asemenea este puțin influențat de modificarea raportului  $\frac{d_{am}}{d_{GT}}$ , iar arderea are un efect redus asupra  $d_{ZCR}^M$  în cazul ambrazurilor mari.

- lungimea maximă relativă a ZCR nu este afectată semnificativ de mărirea gradului de turbionare, reducându-se puțin odată cu scăderea raportului  $\frac{d_{am}}{d_{GT}}$  în timp ce condițiile de ardere produc o scurtare sensibilă.

Raportul  $\frac{v_{xrec}^M}{v_x^M}$  este independent de modificarea raportului  $\frac{d_{am}}{d_{GT}}$ .  $v_{xrec}^M$  crește ușor cu mărirea gradului de turbionare dar apreciabil în condiții de "ardere" față de cele izoterme.

Creșterea gradului de turbionare conduce la mărirea debitului masic recirculat. Mărirea raportului  $d_{am}/d_{GT}$  are ca urmare sporirea debitului masic recirculat ( $\dot{M}_{rec}/\dot{M}_0$ ).

Distribuția longitudinală a vitezei axiale maxime, pentru cazul a două ambrazuri de dimensiuni diferite prezentată în fig. 3.2.-3 și 3.2.-4 arată că :

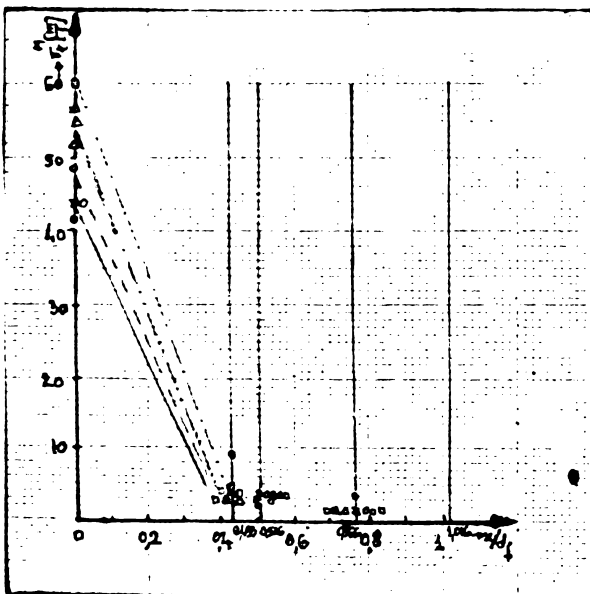


Fig. 8.2.-3. Variația vitezei axiale maxime  $v_x^M$  pe direcție longitudinală pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ .  
 $\times - \hat{\theta} = 15^\circ$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\bullet - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^\circ$ ;  
 $\cdot - \hat{\theta} = 0^\circ$ .

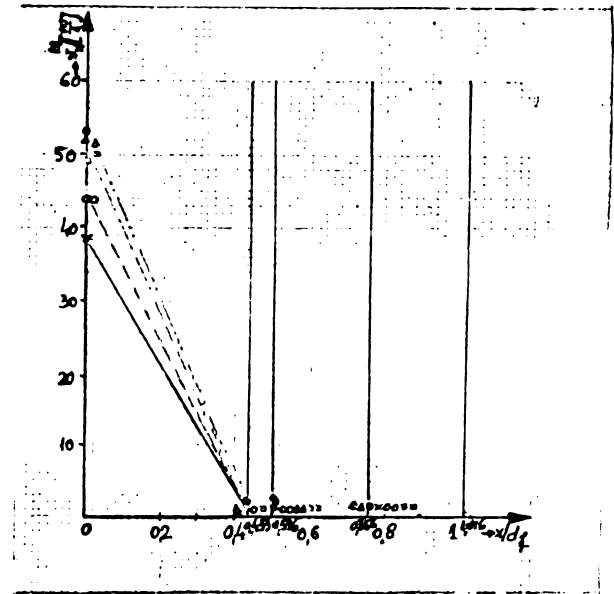


Fig. 8.2.-4. Variația vitezei axiale maxime  $v_x^M$  pe direcție longitudinală pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ .  
 $\times - \hat{\theta} = 15^\circ$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\Delta - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^\circ$ ;  
 $\cdot - \hat{\theta} = 0^\circ$ .

• pentru curgerile de tip I scăderea este mai lentă pînă la punctul de impact cu peretele ( $u_x = 0$ ), după care scăderea devine constantă ;

• tipurile de curgere II și III indică o scădere mult mai rapidă pînă la aceeași distanță, după care urmează o scădere mai mică. Zona unde scăderea inițială încetează se deplasează spre valori  $x/d_f$  mari, odată cu creșterea gradului de turbionare ;

• regimul de curgere IV arată că scăderea vitezei axiale în condiții izoterme este similară cu tipurile II și III, dar este mai rapidă, uniformă și se termină la o distanță axială  $0,5 d_f$ .

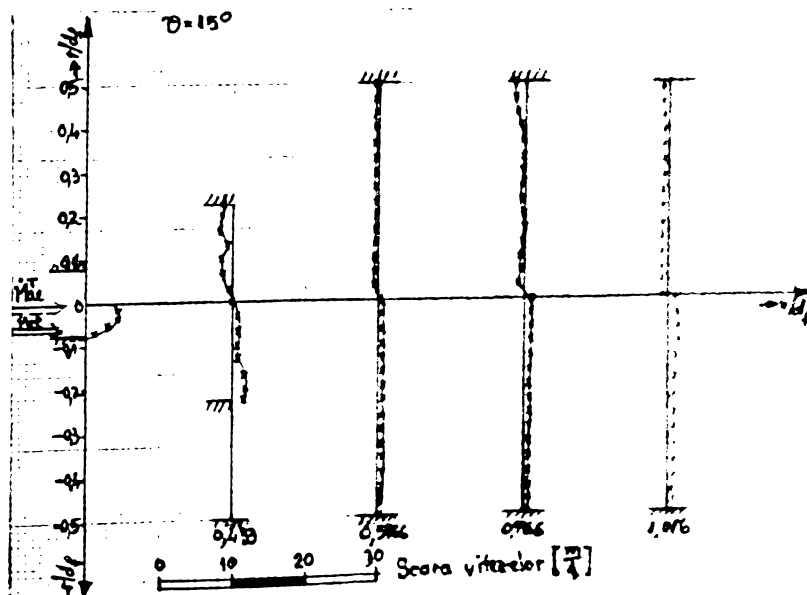
### 8.2.2. Distribuțiile radiale ale vitezei tangențiale .

Efectul general al condițiilor de "ardere" față de cele izoterme asupra vitezei tangențiale este de creștere ușoară.

În fig. 8.2.-5 și 8.2.-6. se prezintă distribuțiile radiale ale vitezei tangențiale.

Pentru curgerile de tip III și IV, care prezintă pe axă o ZCR, poziția vitezei tangențiale maxime se deplasează rapid spre pereții focarului.

Se observă că vitezele tangențiale în ZCR și ZPR au valori reduse. Pentru curgerile de tip I și II viteza tangențială se descompune mai puțin rapid, în afara maximumului ce are loc lângă perete.



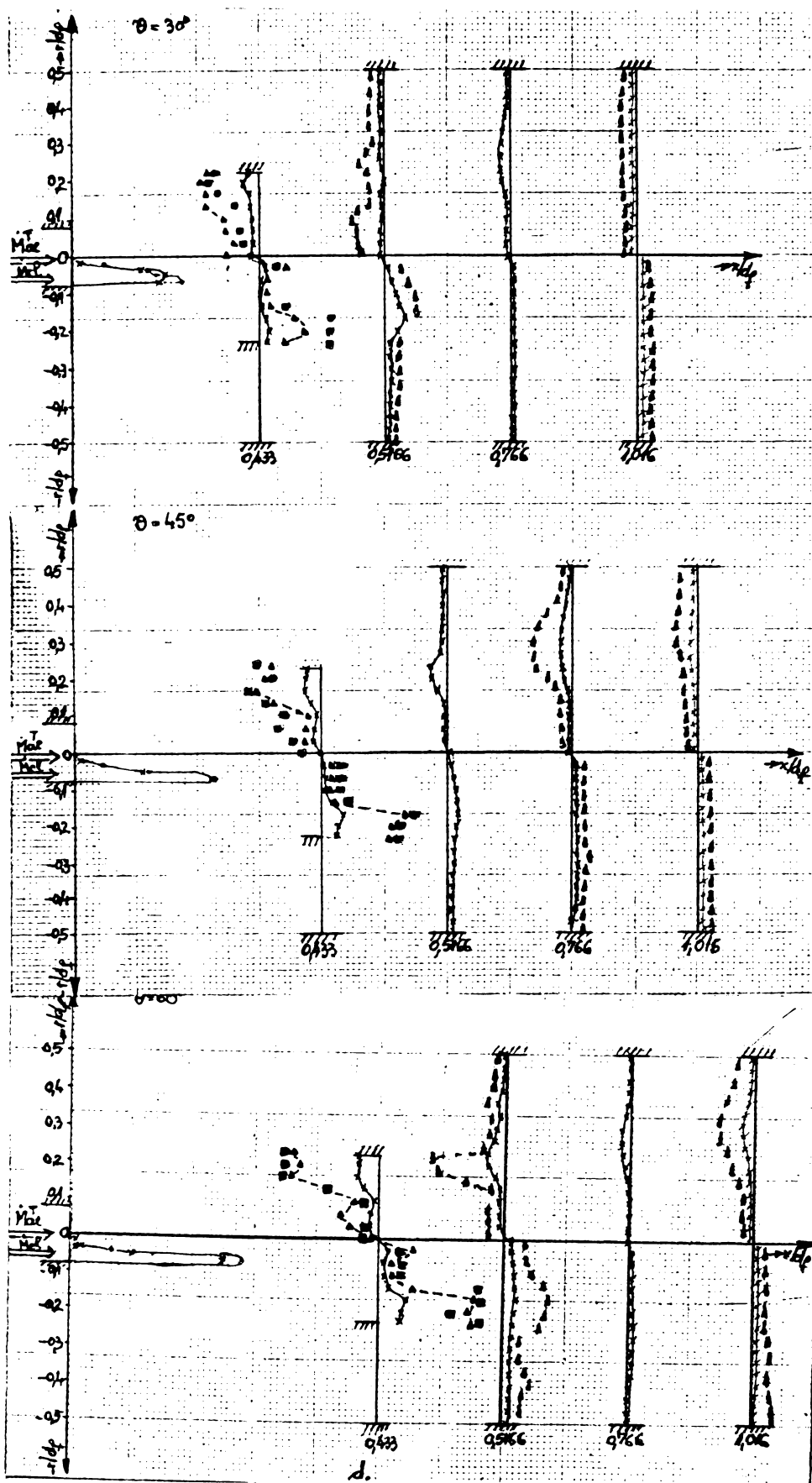
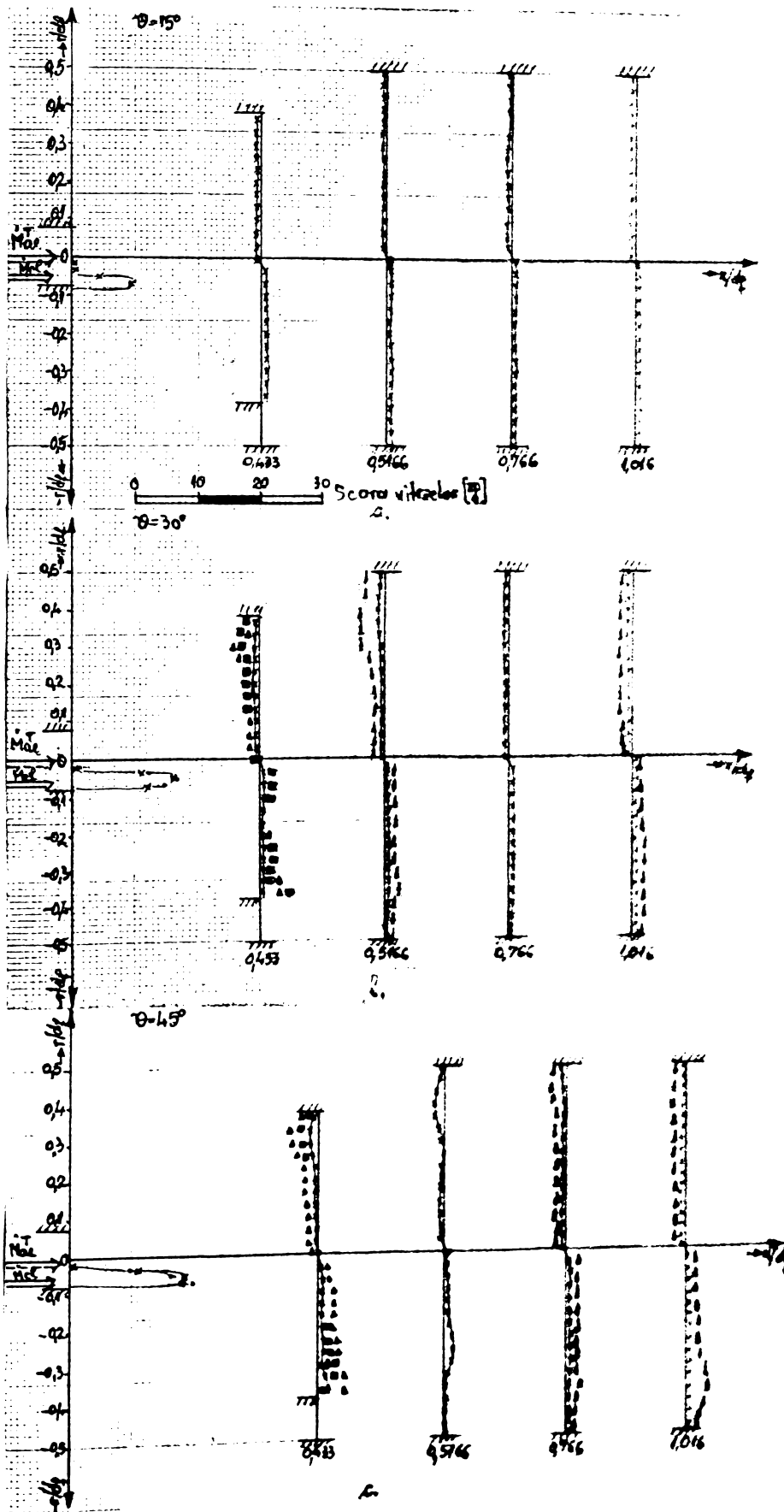


Fig.8.2.-5. Distribuțiile radiale ale vitezei tangențiale pentru cazul  $\frac{d_{\text{dam}}}{d_{\text{GT}}} = 2$ .  
 a. -  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; b. -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; c. -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; d. -  $\hat{\theta} = 60^\circ$

— izoterm: x-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{act.}$ ; o-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$   
 - - - "ardere": Δ-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{act.}$ ; □-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$





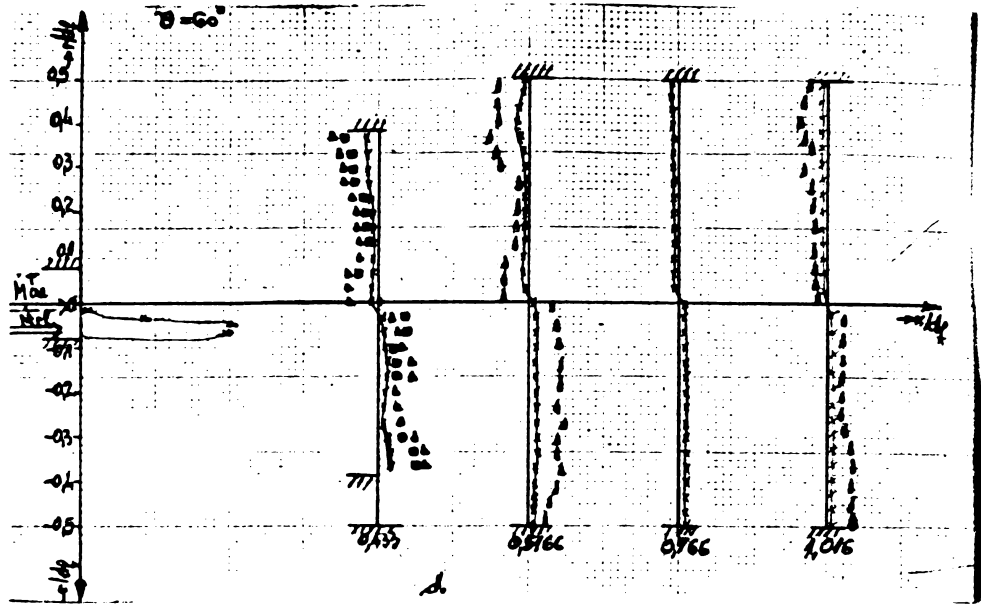


Fig.8.2.6. Distribuțiile radiale ale vitezei tangențiale pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ .

a.  $\hat{\theta} = 15^\circ$  ; b.  $\hat{\theta} = 30^\circ$  ; c.  $\hat{\theta} = 45^\circ$  ; d.  $\hat{\theta} = 60^\circ$

— izoterm: x-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{ct.}$ ; o-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$   
 - - - "ardere";  $\Delta$ -GTIPR cu  $\hat{p} = \text{ct.}$ ;  $\square$  - GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$

In fig.8.2.-7 și 8.2.-8 se arată variația vitezei tangențiale maxime pe direcția axială pentru două ambrazuri de dimensiuni diferite.

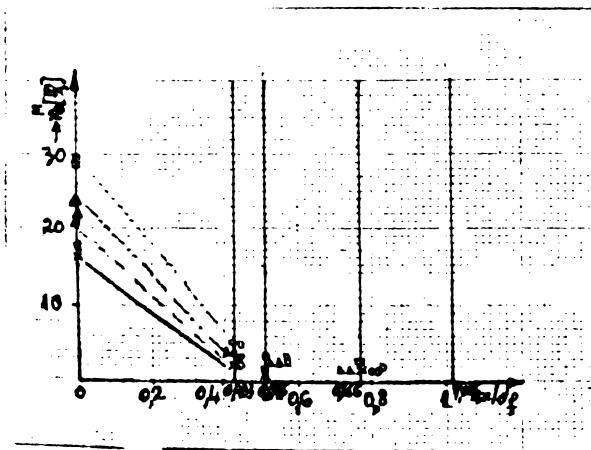


Fig.8.2.-7. Variația vitezei tangențiale  $v_\theta^M$  pe direcția axială pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ .

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

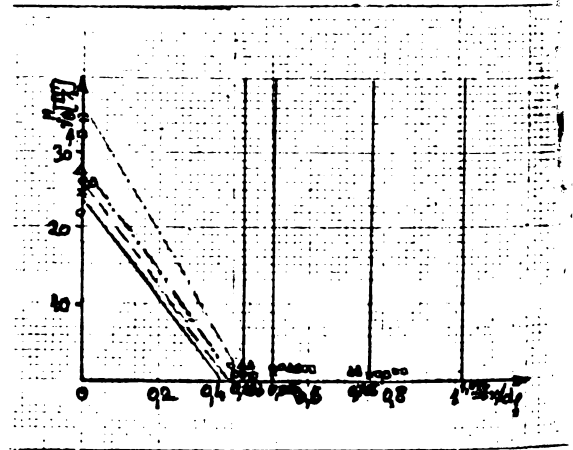


Fig.8.2.-8. Variația vitezei tangențiale  $v_\theta^M$  pe direcția axială pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ .

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

Curgerile de tip I și II înregistrează o scădere pînă la o anumită valoare, care se menține apoi constantă.

Curgerile de tip III urmează același model, prezentînd mai înfi o scădere inițială mai rapidă, urmată de o scădere ușoară pînă la o valoare ce se menține constantă pînă la fine focar.

### 8.3. Distribuțiile radiale ale temperaturii .

Se analizează distribuțiile radiale ale temperaturii, dar și variația maximului temperaturii pe lungimea focarului.

Fig.8.3.-1. și fig.8.3.-2 în care s-au trasat distribuțiile radiale ale temperaturii arată că în cazul unei intensități de turbionare care asigură formarea unei ZCR pe axă, temperaturile în secțiunea  $x/d_f = 0,433$  sînt mai scăzute, atingîndu-se valori maxime mai departe în profunzimea focarului.

Vîrfurile temperaturilor, în cazul instalării ZCR ( $d_{am}/d_{GT} = 2$ ) este plasat în interiorul acesteia, ceea ce este în opoziție cu situația flăcărilor turbionare libere la care vîrfurile de temperatură sînt plasate în exteriorul ZCR.

Acest fenomen se poate explica prin faptul că flăcările libere antrenază aerul ambient în ZCR, ceea ce are ca efect scăderea temperaturii, în timp ce flăcările turbionare limitate antrenază gaze de ardere fierbinți din ZPR.

În cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$  distribuția radială a temperaturii pare să fie, în zona inițială a focarului, o situație intermediară între cele două situații.

Se observă că odată cu creșterea gradului de turbionare se atinge o distribuție radială uniformă a temperaturii la distanțe axiale relative mai mici.

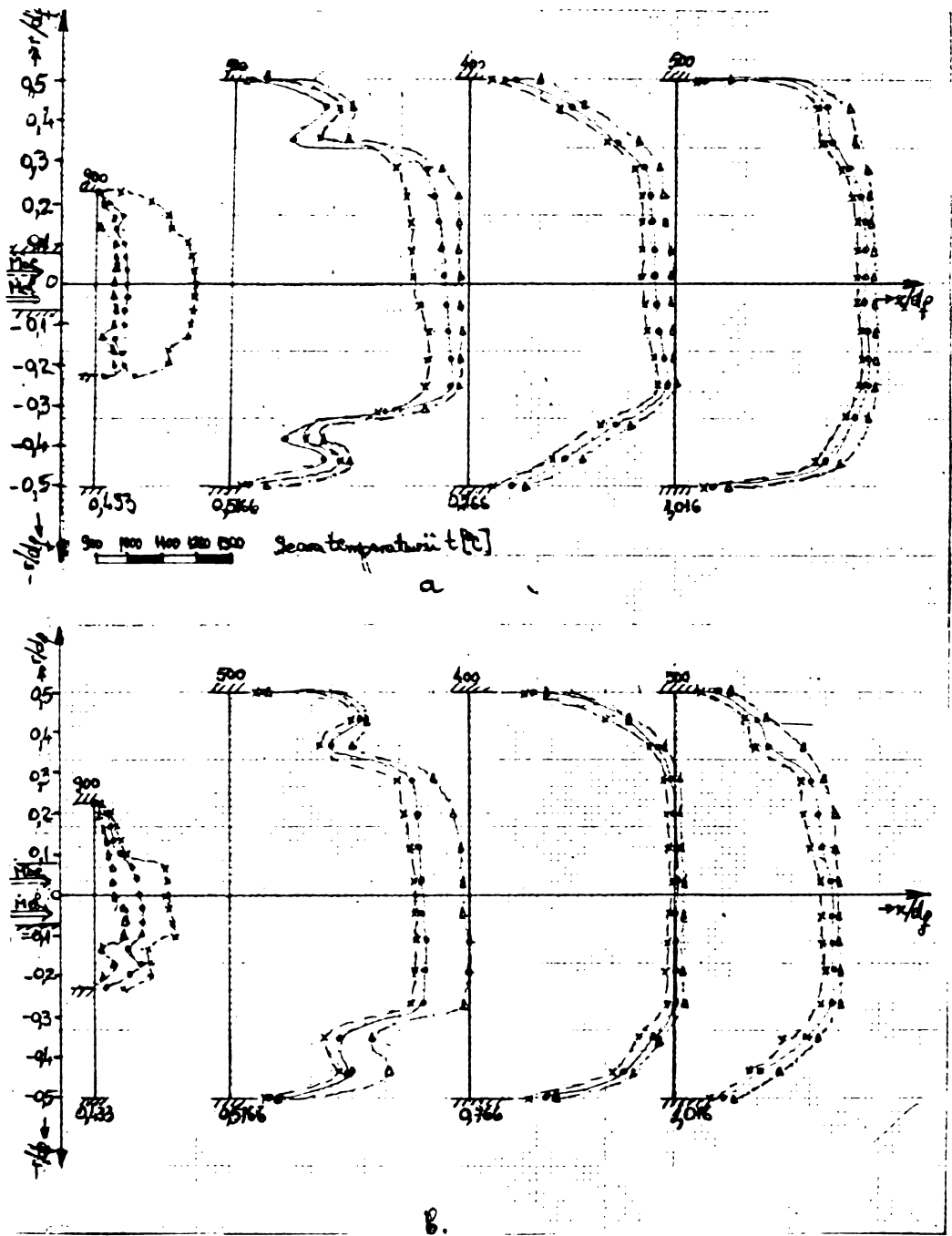


Fig.8.3.-1. Distribuția radială a temperaturii  
(cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ ).

a.- GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ ; b.- GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$   
 $x - \hat{\theta} = 30^{\circ}$ ;  $o - \hat{\theta} = 45^{\circ}$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 60^{\circ}$

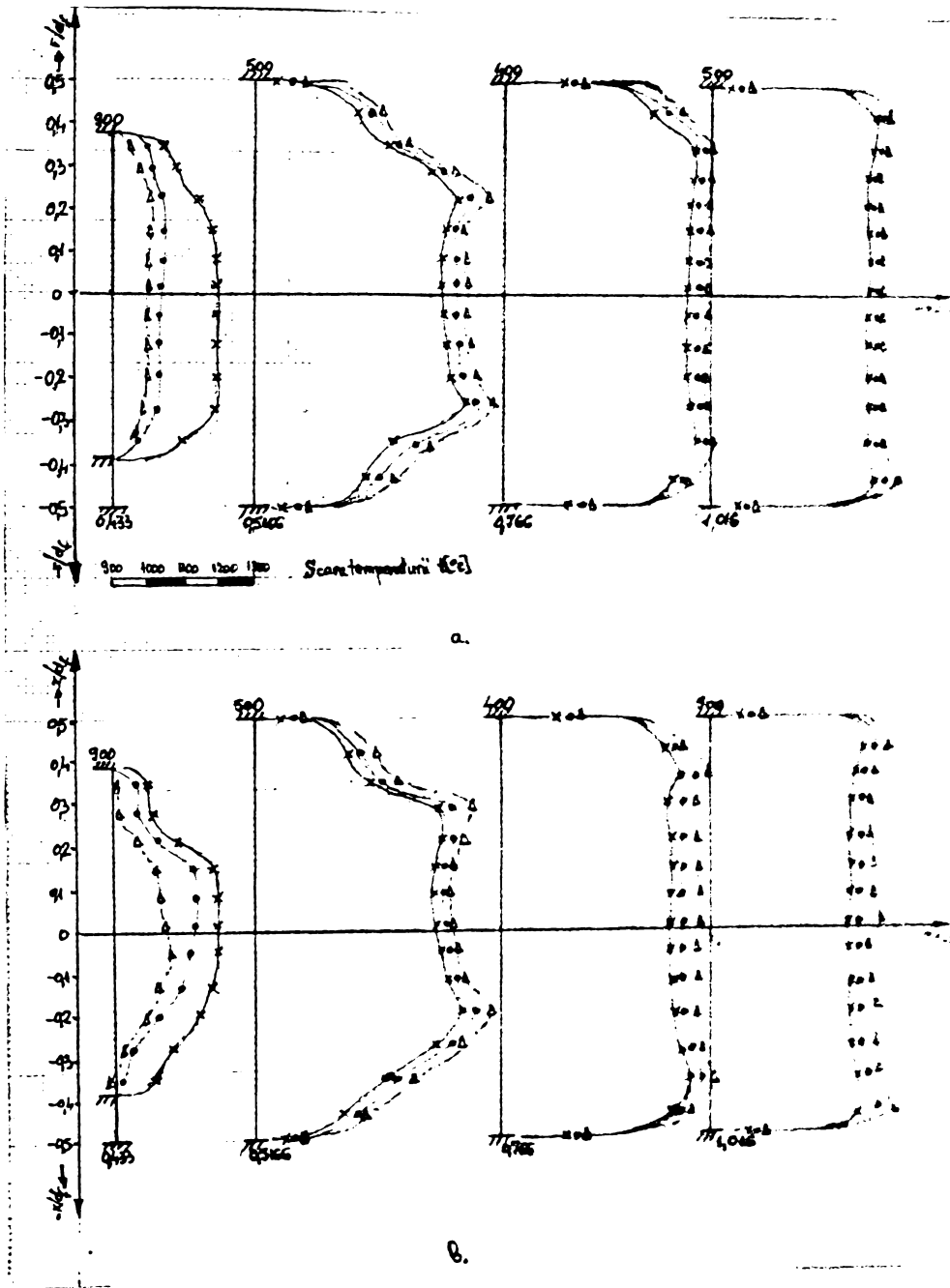


Fig.8.3.-2. Distribuția radială a temperaturii ,  
 (cazul  $\frac{q_{am}}{q_{G1}} = 3,5$  ).  
 a.-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{ct.}$ ; b.-GTIPR cu  $\hat{p} = \text{var.}$   
 $x - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $o - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 60^\circ$

Variația maximului temperaturii pe lungimea focarului, trasată în fig.8.3.-3 și fig.8.3.-4, arată că odată cu mărirea intensității de turbionare maximul temperaturii se deplasează în profunzimea focarului .

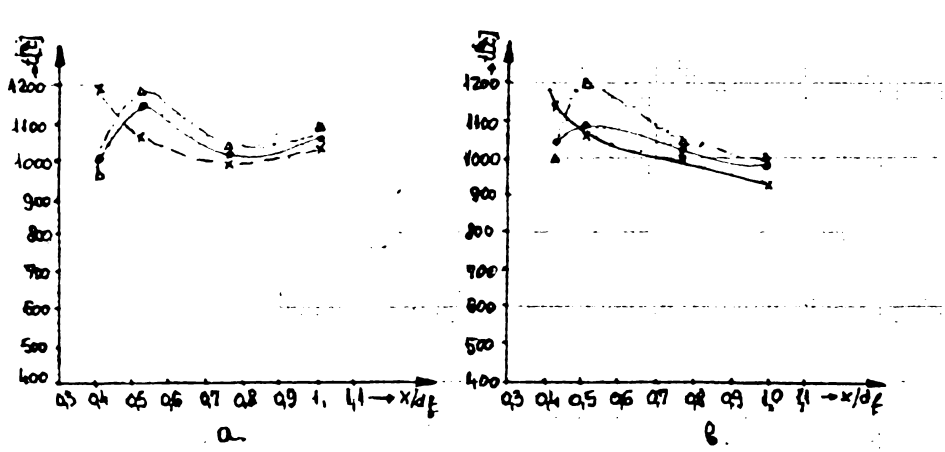


Fig.8.3.-3. Distribuția axială a temperaturii maxime (cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2.$ )  
 a.-GTIPR cu  $\hat{\beta} = ct.$ ; b.-GTIPR cu  $\hat{\beta} = var.$   
 $x - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $o - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 60^\circ$

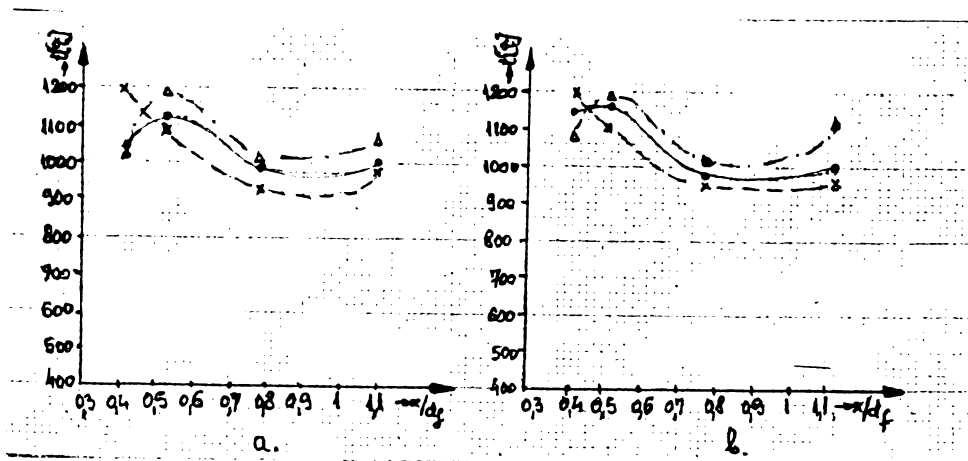


Fig.8.3.-4 Distribuția axială a temperaturii maxime (cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$  ).  
 a.-GTIPR cu  $\hat{\beta} = ct.$ ; b.-GTIPR cu  $\hat{\beta} = var.$   
 $x - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $o - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 60^\circ$

#### 8.4. Distribuțiile radiale ale concentrației CO<sub>2</sub>.

Investigarea distribuției radiale a concentrației CO<sub>2</sub> este prezentată în fig.8.4.-1. și fig.8.4.-2.

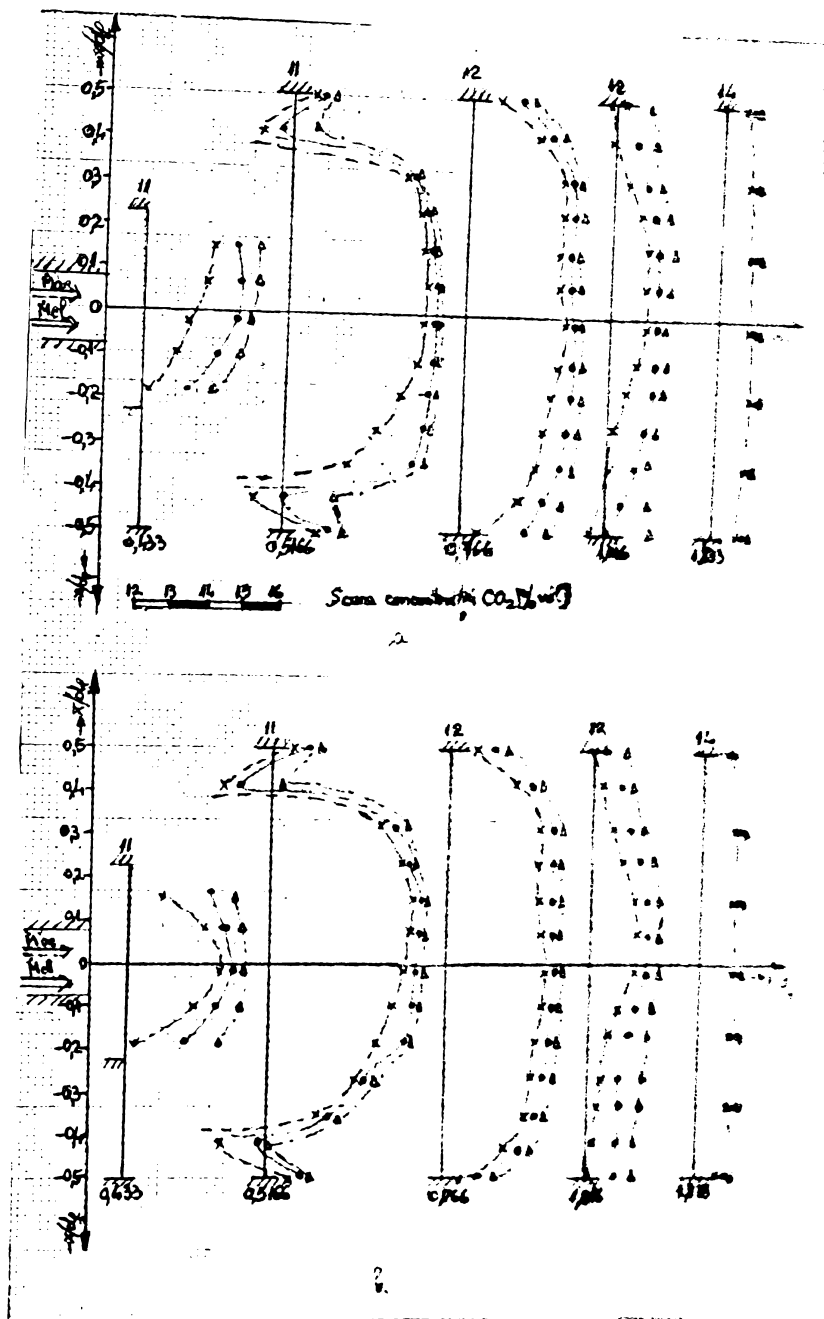


Fig.8.4.-1. Distribuția radială a concentrației de CO<sub>2</sub>

(cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ ).

a.-GIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  ; b.-GIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$

x -  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; o -  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\Delta$  -  $\hat{\theta} = 60^\circ$

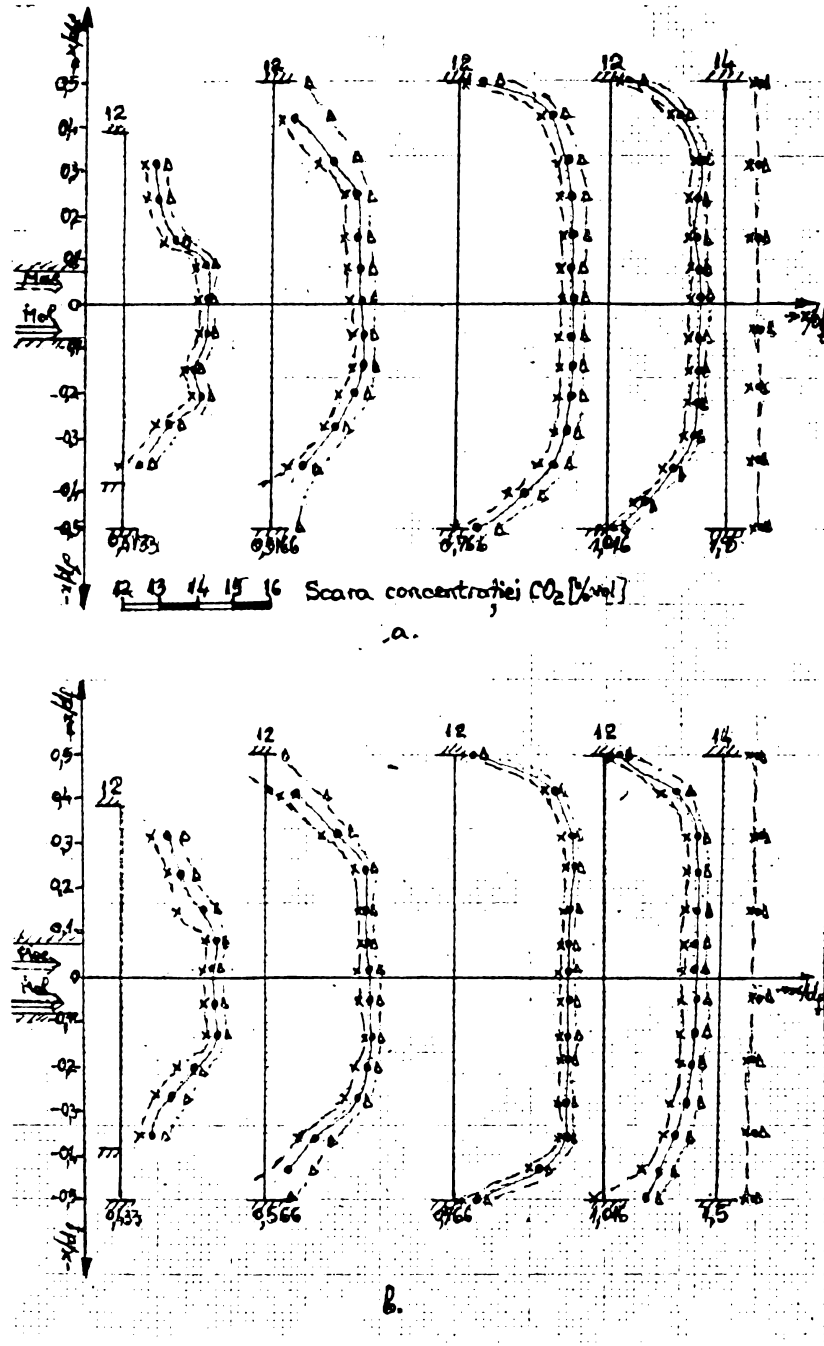


Fig.8.4.-2. Distribuția radială a concentrației de  $CO_2$  (cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$  ).  
 a.-GTIPR cu  $\hat{p} = ct.$ ; b.-GTIPR cu  $\hat{p} = var.$   
 $x - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $o - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 60^\circ$

Valoarea maximă a  $CO_2$  uscat pentru combustibilul lichid utilizat este conform diagramei Ostwald (fig.8.1.-2) de 15,9% vol. Se observă o legătură biunivocă între distribuția radială a concentrației speciei chimice și a temperaturii care verifică locurile de reacție indicate de distribuția temperaturii.

Curgerea turbionară, pe măsura creșterii gradului de turbionare, asigură o ardere care se apropie relativ mult de stoechiometric chiar în secțiunea de ieșire a ambrazurii ( $x/d_f = 0,433$ ) ceea ce înseamnă că procesul de ardere se desfășoară în mare parte chiar în ambrazură.

Se remarcă că o distribuție uniformă a concentrației speciei chimice este realizată în profunzimea focarului ( $x/d_f = 1,016$ ).

De altfel din tabelul 8.1.-2 rezultă că la fine focar ( $x/d_f = 2,16$ ) se atinge valoarea  $CO_2 = 15\%$  vol.

### 8.5. Efecte asupra dezintegrării jetului .

#### 8.5.-1. Efectul gradului de turbionare .

Dezintegrarea jetului este definită de izoliniile de viteză axială zero. Creșterea gradului de turbionare, prin mărirea unghiului de înclinare a paletelor de turbionare, conduce la mărirea vitezei de dezintegrare a jetului (fig.8.5.-1.).

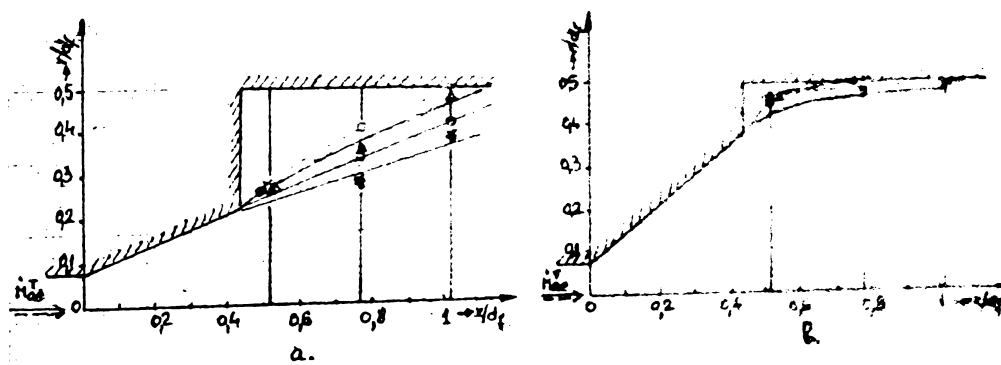


Fig.8.5.-1. Dezintegrarea jetului .

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; □ —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;  
 • —  $\hat{\theta} = 0^\circ$ .

a. cazul  $d_{am}/d_{GT} = 2$  ; cazul  $d_{am}/d_{GT} = 3,5$  .

#### 8.5.2. Efectul de limitare a peretilor .

Efectul de limitare exercitat de pereții incintei în care se dezvoltă jetul conduce la creșterea rapidă a vitezei de dezintegrare a acestuia în condiții izoterme [12] .



Jeturile turbionate libere în condiții de "ardere" expandează mult mai rapid decât jeturile turbionare în condiții izoterme, deși acest efect de limitare este greu decelabil în condiții de "ardere".

### 8.5.3. Efectul de ardere.

În mod obișnuit comparațiile se pot face când nu se produc modificări ale condițiilor de curgere datorate arderii.

În cazul curgerilor de tip III și IV apare o modificare nesemnificativă în procesul de dezintegrare a jetului în condițiile de "ardere".

### 8.5.4. Suprapunerea efectelor .

În cazul modelelor de curgere unde se stabilesc ZCR, descompunerea jetului limitat, determinată longitudinal de raportul  $\frac{x}{d_f}$ , este funcție de unghiul de înclinare a paletelor pentru valorile diametrului adimensional  $d_{am} / d_{GTIP}$  ( $d_f = \text{ct.}$ ) în intervalul 2 - 3,5.

Totuși trebuie observat faptul că condițiile de "ardere" pot influența numărul de turbionare  $S^{**}$  micșorându-l ușor, pentru un același unghi de înclinare a paletelor.

### 8.5.5. Asimetria jeturilor .

În condiții izoterme, pentru jeturile cu grade scăzute de turbionare se remarcă asimetrii pronunțate, care se datoresc unor cauze ca: imperfecțiuni constructive; efect Coandă, etc.

Se poate concluziona că curgerile turbionare aplicate flăcărilor de combustibili lichizi produc modificări semnificative ale modelelor de curgere în condiții de "ardere". La grade înalte de turbionare se stabilește pe axă o ZCR, condițiile de curgere în care aceasta apare, în situația utilizării a două tipuri de ambrazuri, atât în condițiile izoterme cât și de "ardere" fiind corelată cu numărul de turbionare  $S^{**}$ . Valoarea critică pentru stabilirea unei ZCR este de 0,41.

În cazul curgerilor în care se stabilesc ZCR bine stabilizate, diametrul lor maxim este funcție de diametrul ambrazu-

rii și este modificat puțin de creșterea gradului de turbionare și de condițiile de "ardere".

Lungimea ZCR este proporțională cu diametrul ambrazurii, dar în anumite situații este micșorată de condițiile de "ardere".

De asemenea descompunerea jetului pînă la punctul de impact cu pereții focarului este funcție de unghiul de înclinare a paletelor, dar nu poate fi corelată cu numărul de turbionare  $S^{**}$ .

### 8.6. Fundamentarea experimentală a numărului de turbionare $S^{**}$ .

Determinarea momentului cinetic s-a făcut prin integrarea distribuției radiale a vitezelor axială și tangențială atît pentru experimentările în condiții izoterme cît și de "ardere".

În fig.8.6.-1. și fig.8.6.-2. sînt prezentate distribuțiile longitudinale ale momentului cinetic în condiții izoterme pentru valoarea raportului  $d_{am}/d_{GTIP} = 2$ , respectiv 3,5.

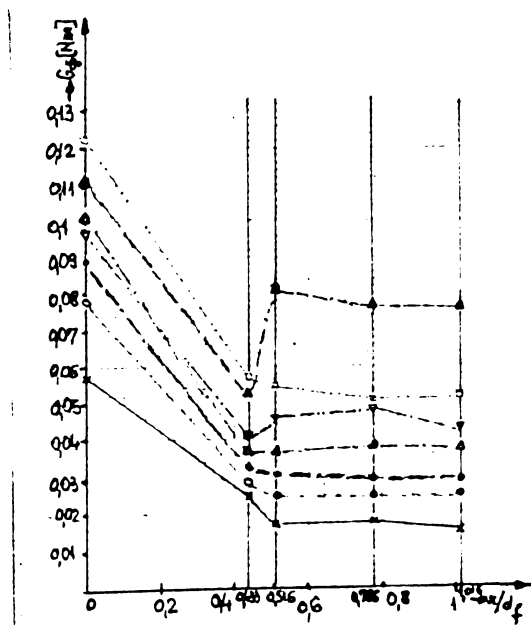


Fig.8.6.-1. Distribuția axială a momentului cinetic în condiții izoterme pentru  $\frac{d_{am}}{d_{GTIP}} = 2$ .  
 $\times - \hat{\theta} = 15^\circ$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\Delta - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )  
 $\bullet - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\blacktriangle - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$ )

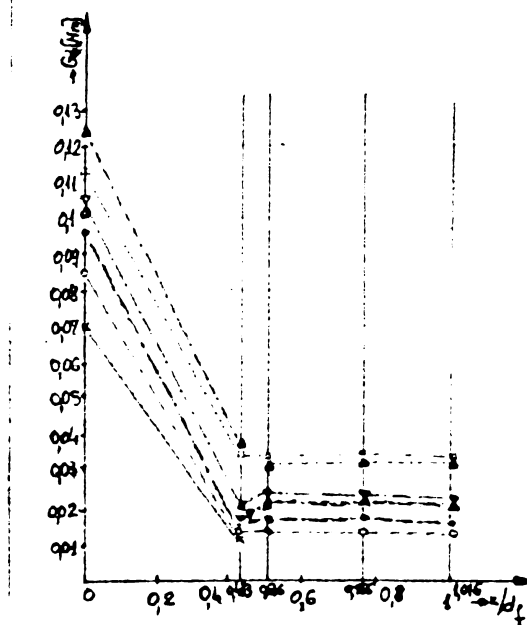


Fig.8.6.-2. Distribuția axială a momentului cinetic în condiții izoterme pentru  $\frac{d_{am}}{d_{GTIP}} = 3,5$ .  
 $\times - \hat{\theta} = 15^\circ$ ;  $\circ - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  
 $\Delta - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )  
 $\bullet - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\blacktriangle - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$ )

În fig. 8.6.-3 și 9.6.-4 sînt trasate distribuțiile axiale ale momentului cinetic în condiții de "ardere" pentru valoarea raportului  $d_{am} / d_{GTIP} = 2$ , respectiv 3,5.

Analizîndu-se dependența  $G_{\phi} = f(x/d_f)$  se observă că deși în prima zonă a modelului de curgere, în special pentru ambrazura cu  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ , vitezele sînt destul de scăzute, deci dificile de măsurat cu precizie, în aval de regiunea unde ZCR atinge diametrul maxim, momentele cinetice devin mai uniforme.

Se vede clar că momentul cinetic crește odată cu mărirea unghiului de înclinare a paletelor de turbionare atît în condiții izoterme cît și de "ardere" pentru GTIPR cu  $\hat{\beta} = ct.$ , respectiv  $\hat{\beta} = var.$

Valorile maxime ale momentului cinetic se înregistrează în secțiunea de ieșire a "gurii" arzătorului și de asemenea ele sînt mai mari în condiții de "ardere" față de cele izoterme.

Impulsul dinamic se determină de asemenea din integrarea distribuției radiale a vitezei axiale.

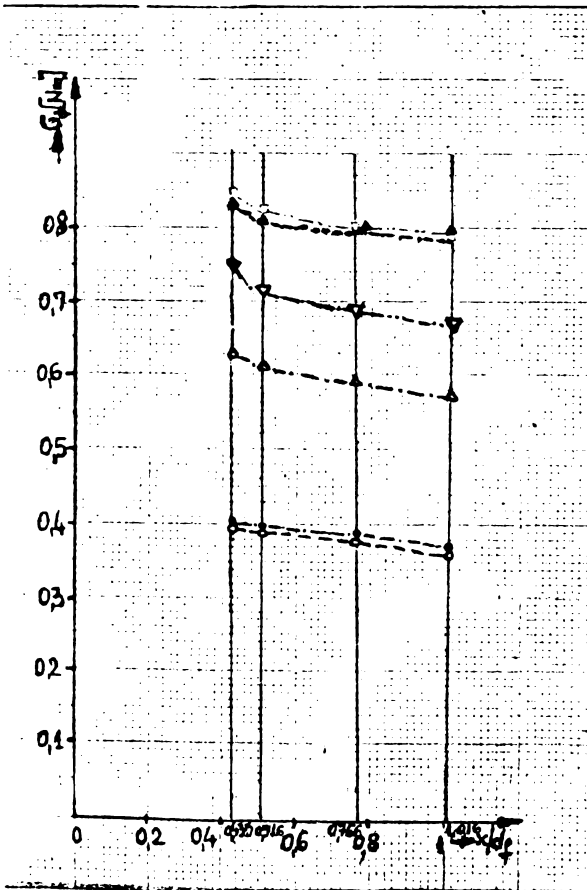


Fig. 8.6.-3. Distribuția axială a momentului cinetic în condiții de "ardere" pentru  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ .  
 ○ —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; △ —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; □ —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = ct.$ )  
 ● —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ; ▽ —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ; ▲ —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = var.$ )

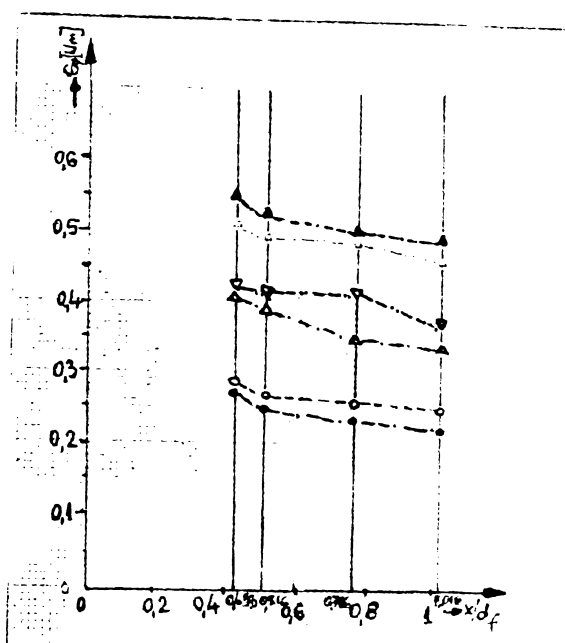


Fig.8.6.-4. Distribuția axială a momentului cinetic în condiții de "ardere" pentru  $d_{am}/d_{GT} = 3,5$ .  
 $\circ - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\Delta - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\rho} = \text{ct.}$ )  
 $\cdot - \hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla - \hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\blacktriangle - \hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\rho} = \text{var.}$ ).

Impulsul dinamic se determină de asemenea din integrarea distribuției radiale a vitezei axiale.

În fig.8.6.-5 și fig.8.6.-6 se prezintă distribuțiile longitudinale ale impulsului dinamic în condiții izoterme pentru valoarea  $d_{am}/d_{GT} = 2$ , respectiv 3,5.

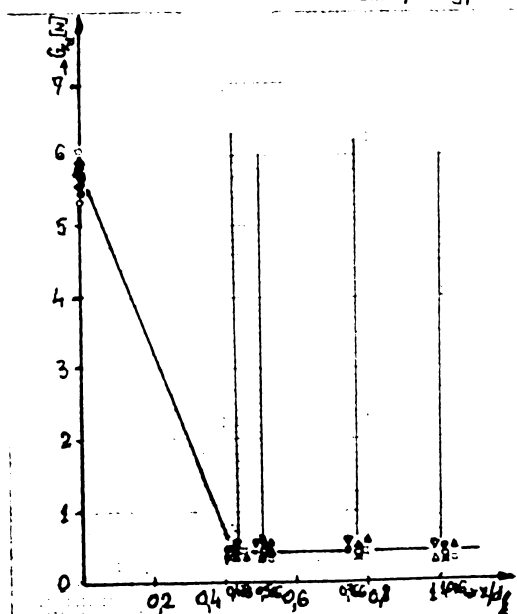


Fig.8.6.-5. Distribuția longitudinală a impulsului dinamic

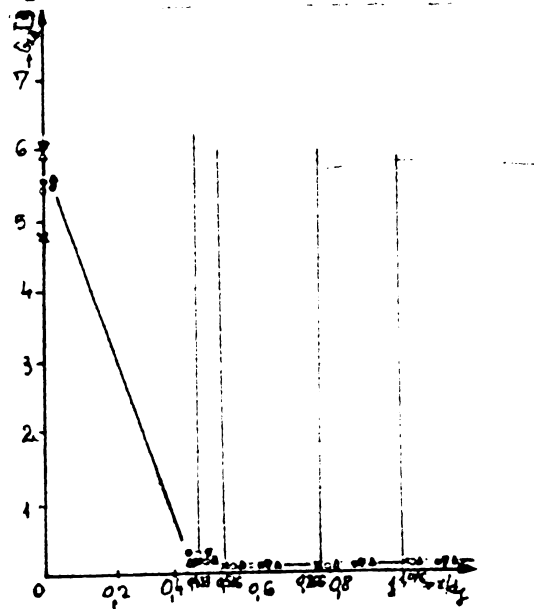


Fig.8.6.-6. Distribuția longitudinală a impulsului dinamic

în condiții izoterme pentru

$$\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2.$$

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;

$\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

(GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )

• —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;

$\blacktriangle$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var}$ )

în condiții izoterme

pentru  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5.$

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;

$\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

(GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )

• —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;

$\blacktriangle$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var}$ )

În fig.8.6.-7 și fig.8.6.-8. sînt înfățișate distribuțiile axiale ale impulsului dinamic în condiții de "ardere" pentru valoarea  $d_{am}/d_{GT} = 2$ , respectiv 3,5.

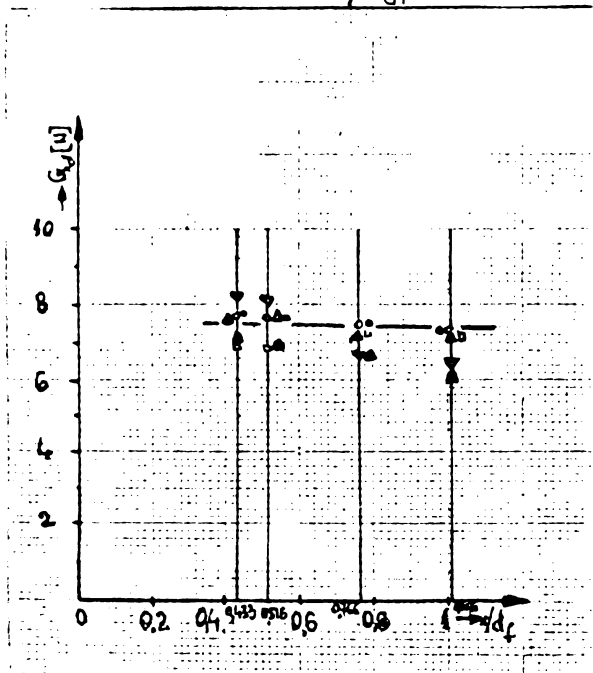


Fig.8.6.-7. Distribuția longitudinală a impulsului dinamic în condiții de "ardere" pentru  $d_{am}/d_{GT} = 2.$

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;

$\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

(GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )

• —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;

$\blacktriangle$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var}$ )

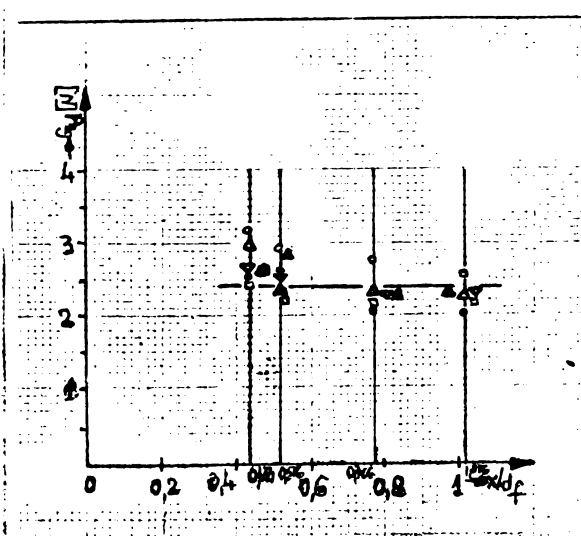


Fig.8.6.-8. Distribuția longitudinală a impulsului dinamic în condiții de "ardere" pentru  $d_{am}/d_{GT} = 3,5.$

x —  $\hat{\theta} = 15^\circ$ ; o —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;

$\Delta$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;  $\square$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$ ;

(GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$ )

• —  $\hat{\theta} = 30^\circ$ ;  $\nabla$  —  $\hat{\theta} = 45^\circ$ ;

$\blacktriangle$  —  $\hat{\theta} = 60^\circ$  (GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{var.}$ )

Analizîndu-se dependența  $G_{x_d} = f(x/d_f)$  se observă că după o primă zonă a modelului de curgere în care se înregistrează fluctuații mari, el devine aproape constant și se conservă.

Acest fenomen se produce la distanțe adimensionale  $\frac{x}{G} \rightarrow 0,4$ .  $G_x$  scade ușor pe măsura creșterii unghiului de înclinare a peletelor și a măririi raportului  $d_{am}/d_{GTIP}$ .

În condiții de "ardere" impulsul dinamic este mai mare ca în condiții izoterme.

Impulsul dinamic este mai mic pentru cazul  $d_{am}/d_{GTIP}$  mai mari, ca urmare a expansiunii mai rapide a jeturilor și deci a unor viteze axiale mai scăzute.

### 8.6.1. Parametrul de corelare a modelelor de curgere

În condițiile sistemului complet arzător+ambrazură-focar s-a dovedit că trecerea de la un model de curgere la altul se face la aceeași valoare a lui  $S^{**}$ , independent de raportul  $d_{am}/d_{GT}$  pentru cazurile izoterm și neizoterm.

- pentru același grad de turbionare în cazul curgerii izoterme, valorile  $S^{**}$  sînt foarte asemănătoare pentru cele două rapoarte  $d_{am}/d_{GT} = 2$ , respectiv  $d_{am}/d_{GT} = 3,5$ . Aceeași situație se înregistrează pentru condițiile de "ardere".

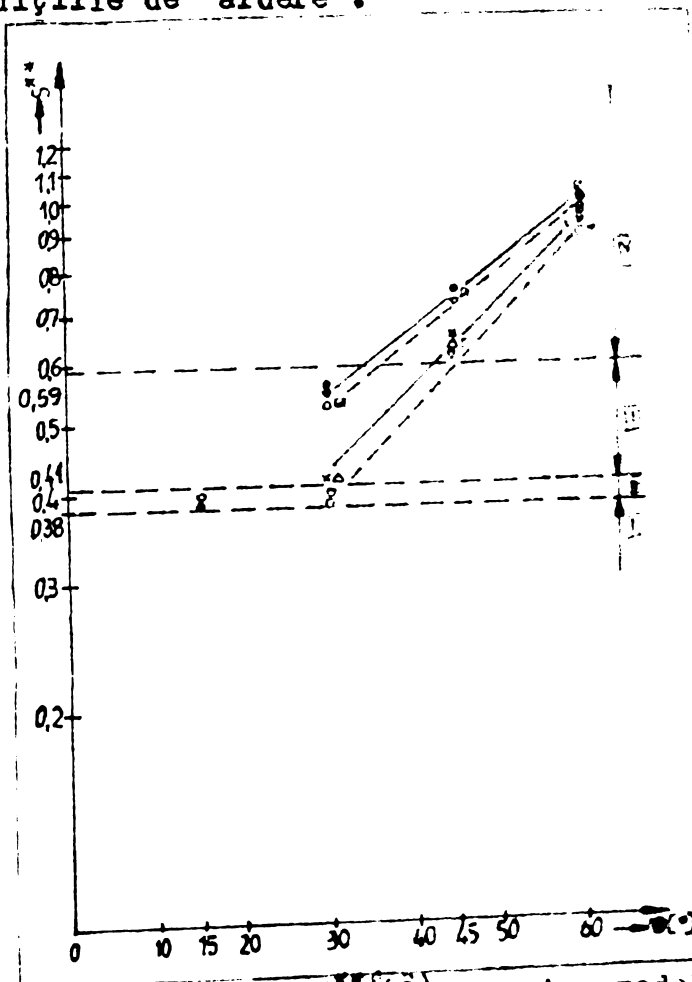


Fig. 8.6.-9. Dependența  $S^{**} = f(\theta)$  pentru modelele de curgere în condiții :

----- izoterme			
x -GTIPR( $\hat{p}$ =ct.)	} $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2;$	$\Delta$ -GTIPR( $\hat{p}$ =ct.)	} $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$
c -GTIPR( $\hat{p}$ =var)		$\bullet$ -GTIPR( $\hat{p}$ =var)	
----- neizoterme			
o -GTIPR( $\hat{p}$ =ct.)	} $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2 ;$	v -GTIPR( $\hat{p}$ =ct.)	} $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$
v -GTIPR( $\hat{p}$ =var)		w -GTIPR( $\hat{p}$ =var)	
$x/d_f = 0,433$			

Tranziția între regimul de curgere I și II are loc pentru  $S_{I-II}^{**} = 0,38$ , între II și III la valoarea  $S_{II-III}^{**} = 0,41$ , iar între III și IV pentru  $S_{III-IV}^{**} = 0,59$  pentru condiții izoterme și de "ardere".

Aceste aprecieri s-au făcut pe baza analizei fig. 8.6-9. în care s-a trasat dependența lui  $S^{**}$  funcție de  $\hat{\theta}$ .

Se observă o modificare a înclinației, atît în condiții izoterme cît și de "ardere" pentru unghiul de înclinare a peletei de  $\hat{\theta} = 30^\circ$ , care marchează instalarea unei ZCR pe axa de simetrie.

Numărul de turbionare  $S^{**}$  poate fi utilizat ca parametru de modelare a condițiilor de curgere și de predicție a tipului de ZCR, care se instalează în interiorul ambrazurii și în focar, deoarece s-a găsit că profilele vitezelor în aval de diametrul maxim al ZCR sînt similare la aceeași valoare a lui  $S^{**}$  și la aceleași distanțe  $x/d_f$ .

### 8.6.2. Modelarea amestecării.

În condițiile în care arzătorul cu pulverizare prin aer de joasă presiune este echipat cu GT a aerului de ardere (pulverizare) se propune ca echivalența între tipul curgerii pentru modelul izoterm și prototipul neizoterm să se facă prin rapoartele respective între debitele masice de recirculație maxime în ZCR și debitul masic turbionat introdus, care ideal ar fi să fie egale.

În fig. 8.6.-10 și fig. 8.6.-11. s-au trasat dependențele  $M_{rec}^M / M_0^T = f(S^{**})$ , respectiv  $M_{rec}^M / M_0^T = f(\hat{\theta})$ , în care se observă că pentru  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ , există o corelație satisfăcătoare a debitelor masice recirculate atît în condiții izoterme cît și de "ardere".

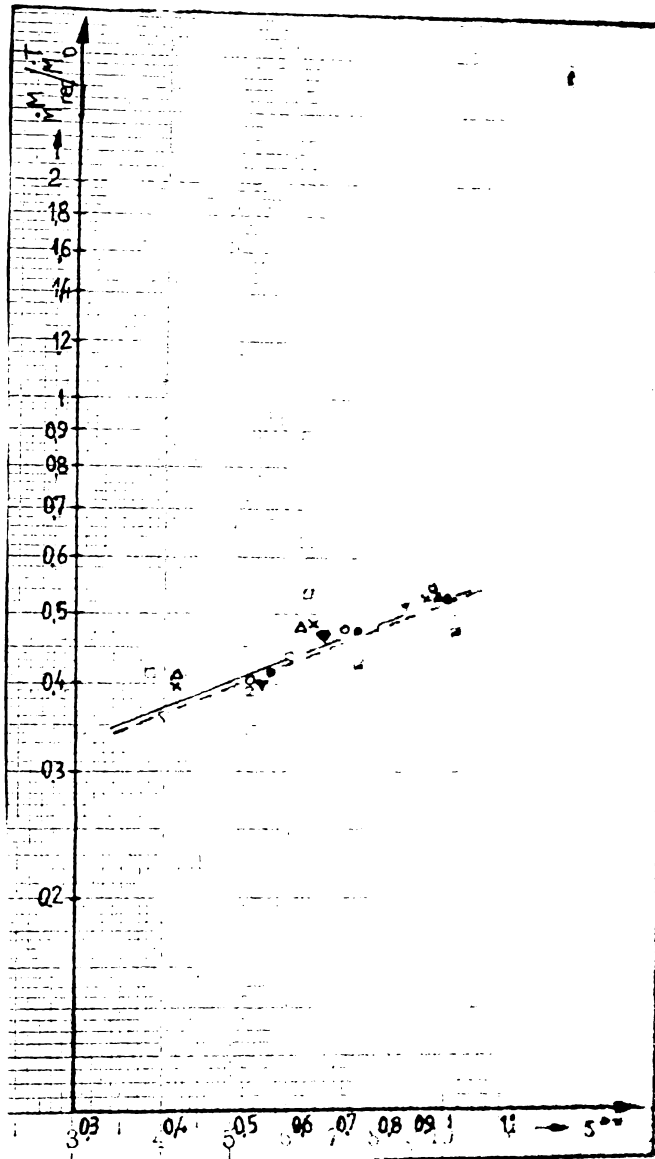


Fig.8.6.-10. Dependența debitului masic recirculat maxim raportat la debitul masic turbionet introdus, funcție de numărul de turbionere S, în condiții :

— izoterme :  
 \* - GTIPR (  $\dot{p} = ct$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$   $\Delta$  - GTIPR (  $\dot{p} = ct$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$   
 o - GTIPR (  $\dot{p} = var$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$  • - GTIPR (  $\dot{p} = var$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$   
 - - - - "de ardere"  
 o - GTIPR (  $\dot{p} = ct$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$  v - GTIPR (  $\dot{p} = ct$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$   
 v - GTIPR (  $\dot{p} = var$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$  ■ - GTIPR (  $\dot{p} = var$  )  $\left. \begin{matrix} \frac{d_m}{d_{GT}} = 2, \\ \frac{d_m}{d_{IT}} = 3,5 \end{matrix} \right\}$



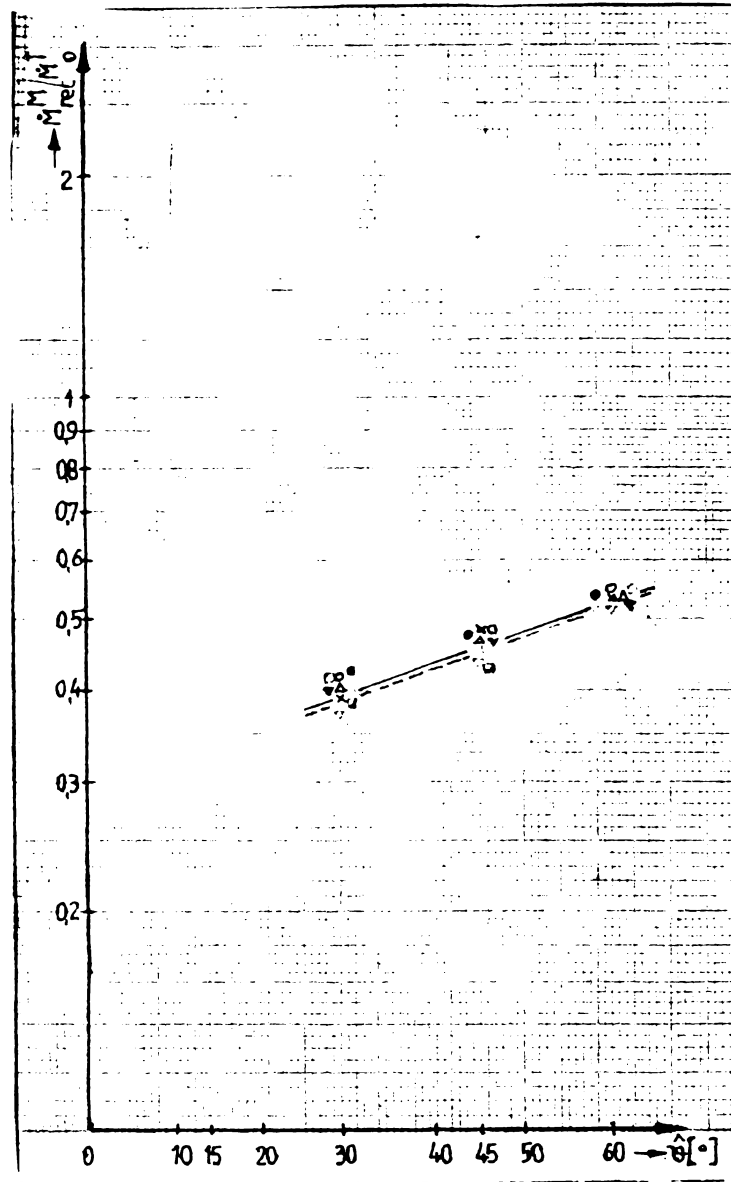


Fig.8.6.-11. Dependența debitului masic recirculat maxim raportat la debitul masic turbionat introdus, funcție de unghiul de înclinare a paletelor GT, în condiții:

\_\_\_\_\_ izoterme :  
 x -GTIPR ( $\dot{\beta} = ct$ ) }  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ ;       $\Delta$  -GTIPR ( $\dot{\beta} = ct$ ) }  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3, 5$ ;  
 o -GTIPR ( $\dot{\beta} = var.$ ) }  
 o -GTIPR ( $\dot{\beta} = var.$ ) }

----- "de ardere":  
 □ -GTIPR ( $\dot{\beta} = ct$ ) }  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ ;       $\nabla$  -GTIPR ( $\dot{\beta} = ct.$ ) }  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3, 5$ ;  
 ▼ -GTIPR ( $\dot{\beta} = var$ ) }  
 ■ -GTIPR ( $\dot{\beta} = var$ ) }

Același lucru se poate afirma și pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ , cu toate că precizia măsurătorii vitezelor axiale în secțiunea transversală este mică ca urmare a vitezei medii scăzute.

Această corelație se poate deci utiliza în domeniul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2 + 3,5$ .

Analiza dependenței  $M_{rec}^N / M_0^T = f(\theta)$  arată că pentru o valoare dată a unghiului de înclinare a paletei  $\beta_1$ , rata debitului masic recirculat în condiții de "ordine" ( $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 3,5$ ) este apropiată de aceea în condiții izoterme pentru cazul  $\frac{d_{am}}{d_{GT}} = 2$ .

În condițiile utilizării unor GT similare cu cele studiate în lucrare cele prezentate referitor la descompunerea jeturilor, profilele vitezelor, a debitelor masice recirculate maxime în ZCR pot constitui baza unor predeterminări satisfăcătoare.

### 8.7. Predeterminarea modelelor de curgere cu programul de calcul .

Programul de calcul "CURGEREA IZOTERMA ÎN REGIM AXIAL - SIMETRIC", al cărui listing este atașat în anexa B a lucrării, permite predeterminarea teoretică a modelelor curgerii turbulente turbionare izoterme în domeniul de curgere extins ambrazură-fecar.

Potențial este posibilă tipărirea a 25 vectori de calcul, dar pentru analiza curgerii se editează tablouri de valori calculate pentru următoarele variabile :

- funcția de curent  $\psi$  ;
- produsul dintre rază și impulsul specific pe direcția  $\theta$  ( $rV_\theta$ ) ;
- raportul dintre componente pe direcția  $\theta$  a vitezei unghiulare a turbionului și rază, ( $\frac{\omega_\theta}{r}$ ) ;
- dublul energiei cinetice specifice paleților,  $e$  ;
- pătratul frecvenței medii a paleților,  $W$  ;
- componentele vectorului viteză, ( $V_r, V_\theta, V_z$ ) ;
- componenta pe direcția tangențială a vitezei unghiulare a turbionului,  $\omega_\theta$  ;
- raportul dimensional al funcției de curent în fiecare punct al domeniului și valoarea acesteia la intrare,  $\psi / \psi_0$  .

Datele de intrare care se introduc în programul principal se referă la :

- punctele caracteristice ce determină geometria domeniului curgerii ;

- definirea rețelei de calcul rectangulară cu "pas neuniform";

- condițiile de graniță pe granița de intrare și pe axa de simetrie a domeniului pentru variabilele  $e$ ,  $W$ ,

$$v_x, v_\theta;$$

- constantele care intervin în sistemul de ecuații;

- punctele speciale de "însămînțare", etc.

Exemplul de aplicare a programului s-a realizat cu datele aferente sistemului complet arzător (ACLU-500) + ambrazură-focar corespunzător variantei  $\{[(GTIT2e+ACD2e)+YIPR55+ACD]+AM10\}$ .

Tipărirea tablourilor pentru variabilele specificate anterior s-a făcut pe coloane, indicându-se începutul fiecăreia prin comentariul "coloană", urmat de numărul care indică variabila așa cum este definită ea pe disc.

Tabloul corespunzător variabilei dependente  $\psi$ , care prezintă valoarea funcției de curent în fiecare nod al rețelei de calcul dă o imagine mai greu de interpretat, motiv pentru care s-a editat și tabloul raportului adimensional  $\psi/\psi_0$ , care poate servi și la trasarea grafică a spectrului liniilor de curent, adică a liniilor de debit masic constant, care unesc punctele cu  $\psi/\psi_0 = \text{ct.}$

Se observă alegerea modalității de exprimare pentru care  $\psi/\psi_0 = 1$  în nodul 1 și  $\psi/\psi_0 = 0$  în nodul 5 pe prima coloană. În vecinătatea axei de simetrie este instalat un turbion central (ZCR), pe care fluidul părăsind ajutajul de ieșire, respectiv ambrazura a fost forțat să-l ocolească ceea ce a condus la o accelerare în suprafața secțiunii transversale restrinse între mediul stagnant înconjurător și muchia turbionului. Numai după o distanță de aproximativ 3,5 diametre ale ajutajului de ieșire, efectele turbionului central se estenuază mult.

Tablourile corespunzătoare componentelor vectorului viteză ( $v_x, v_\theta, v_r$ ) permit o "citire" rapidă a valorilor respective în diverse secțiuni ale domeniului extins. De notat faptul că convenția de semn pentru  $v_\theta$  a fost similară cu aceea utilizată în determinările experimentale. De asemenea datele de intrare pe granițe de intrare pentru  $v_x$  și  $v_\theta$  se regăsesc pe prima coloană a tablourilor respective.

Se poate aprecia că deși programul de calcul prezentat este unul din cele mai puternice dintre cele publicate în literatura de specialitate, stît de complexitate a tipului de curgere studiat, cît și mai ales a domeniului curgerii investigat (ombrază-foear) încă neabordat, el nu poate înlocui complet studiul experimental, ci este un complement al acestuia.

Perfecționarea în viitor a programului va fi îndreptată pe două direcții principale :

- prelucrarea vectorilor de calcul de ieșire astfel ca editarea să se poată face prin intermediul unui "plotter" (trasator de curbe), ceea ce ar ușura interpretarea fizică a rezultatelor ;
- punerea la punct a metodologiei experimentale pentru determinarea dependențelor  $e = e(\dots)$  și  $W(\dots)$  pe granița de intrare și axa de simetrie a domeniului curgerii .

## Capitolul 9 . CONCLUZIILE LUCRĂRII, APLICAREA ÎN INDUSTRIE .

### 9.1. Concluzii generale asupra lucrării .

Lucrarea care a abordat un subiect din domeniul aerodinamicii arderei, ecele și studiului modelelor de curgere în cazul aplicării mișcării turbionare în condiții izoterme și de "ardere" pentru un sistem aerodinamic complet arzător cu pulverizare prin aer de joasă presiune+ambrazură-focar aduce o serie de contribuții originale :

a) Studiul teoretic al curgerilor turbionare în regim turbulent în condiții izoterme, s-a făcut pentru prima dată pe un domeniu de curgere extins, constituit din focarul axial-simetric la care era atașată o ambrazură de tip ajutaj divergent ;

- algoritmul matematic de rezolvare a sistemului de cinci ecuații, cu un puternic caracter eliptic, compus din ecuațiile de continuitate, impuls, transport pentru "e", transport pentru "W" prin tehnica "diferențelor finite" a necesitat stabilirea condițiilor de graniță (liberă și solidă) în situația domeniului de curgere extins și a utilizării unui arzător cu pulverizare prin aer de joasă presiune. Pentru condițiile de graniță liberă de intrare s-au utilizat rezultatele măsurătorilor experimentale, prezentate în paragraful 9.2. ;

- granița solidă a ambrazurii, înclinată cu semiunghiul  $\hat{\alpha}$ , a necesitat o tratare specială prin metoda "aproximării în trepte" a conturului în vederea calculării funcțiilor  $\Phi$  în nodurile respective ;

- termenii de sursă ai ecuațiilor cuprinzând derivate de ordinul unu și doi au impus stabilirea unei metodologii de calcul a derivatelor utilizându-se dubla vecinătate, pentru punctele ordinare din domeniul de integrare și mai ales pentru punctele specifice ale domeniului de curgere extins, prezentată în anexa A.

b) Programul de calcul s-a realizat pe baza unei scheme conceptuale de utilizare a calculatorului și echipamentelor sale periferice total diferită de aceea întâlnită în lucrările de referință [63] , [78] .

Astfel renunțându-se la segmentarea programului s-a apelat la utilizarea unei memorii externe (disc) pentru depozitarea vectorilor de calcul, transferul de pe disc în calculator și invers făcându-se de către programul principal .

Această concepție a permis scrierea unei scheme bloc compacte, pe baza căreia s-a elaborat programul principal și subrutinele de calcul "DERIV 1", "SURSEC", "SURSAP", "TERPOL" și "RAZA" .

Modalitatea de căutare a unui punct în rețea presupune două posibilități: una în care adresarea se face după numărul de ordine al nodului și alta în care utilizându-se linia și coloana se determină poziția nodului în rețea .

- se remarcă utilizarea unei tehnici de "însămînțare" a valorilor funcțiilor  $\phi$  în zone speciale ale tabloului punctelor din domeniu, care servesc ca date inițiale pentru calculele primului ciclu de iterații, cu scopul măririi vitezei de convergență.

c) Studiul experimental efectuat asupra GTIT echipat cu injector și duză propriu arzătoarelor cu pulverizare prin aer de joasă presiune de tip ACLU a evidențiat o serie de concluzii importante pentru proiectarea lor :

- intensitatea de turbionare a jeturilor de aer turbionate generate de acest tip de GT se caracterizează prin numărul de turbionare relativ la geometria acestuia, calculat prin metoda integrării distribuțiilor radiale ale componentelor vectorului viteză ;

- mărirea gradului de turbionare prin creșterea debitului de aer primar admis în GTIT, produce instalarea unei ZCR pe axa de simetrie ;

- adăugarea unui ajutor convergent-divergent la extremitatea de ieșire a GTIT echipat cu injector și duză mărește dimensiunile geometrice ale ZCR, ca rezultat al deflecției vitezelor axiale și tangențiale maxime spre perete.

d) Studiul experimental comparativ realizat pentru prima dată asupra GTIP cu palete drepte (GTIPD) și răsucite (GTIPR) a scos în evidență următoarele aspecte :

- intensitatea de turbionare a jeturilor de aer turbionate produse de GTIP se definește tot pe baza numărului de turbionare relativ la geometria acestuia, calculat prin metoda generală;

- mărirea gradului de turbionare, prin creșterea unghiului de înclinare, conduce la instalarea pe axa de simetrie a unei ZCR ;

- momentul cinetic al jetului turbionar generat de GTIP se mărește odată cu unghiul de înclinare a paletelor, în timp ce impulsul se conservă pe lungimea jetului și este independent de creșterea intensității de turbionare ;

- numărul de turbionare al GTIPD cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  este mai mare decât al GTIPD cu  $\Delta = \text{ct.}$  pentru  $\hat{\theta} \leq 45^\circ$  ( $M_{ae}^S = \text{ct.}$ ) ;

- numărul de turbionare al GTIPR cu  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  este de asemenea mai mare decât al GTIPR cu  $\Delta = \text{ct.}$  pentru  $\hat{\theta} = \text{ct.}$  ( $M_{ae}^S = \text{ct.}$ ) ;

- numărul de turbionare al GTIPD este mai mic decât cel al GTIPR atât pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cât și  $\Delta = \text{ct.}$  ;

- eficiența aerodinamică a GTIPD este mai mare decât a GTIPR pentru cazul  $\hat{\beta} = \text{ct.}$  cât și  $\Delta = \text{ct.}$ , cea mai bună valoare fiind înregistrată pentru GTIPD cu  $\Delta = \text{ct.}$

e) Studiul asupra sistemului complet arzător+ambrazură-focar a prilejuit analiza modelelor de curgere în condițiile aplicării mișcării turbionare a aerului, care a permis autorului introducerea unei noi expresii a numărului de turbionare  $S^{**}$ , în care dimensiunea geometrică caracteristică ține seama de geometria ambrazurii .

Pentru același grad de turbionare în condiții izoterme și de "ardere" valorile lui  $S^{**}$  sînt foarte asemănătoare, deci sînt independente de raportul  $d_{am}/d_{GT}$ . Tranziția între regimul de curgere I și II are loc pentru  $S_{I-II}^{**} = 0,38$ , între II și III pentru  $S_{II-III}^{**} = 0,41$ , iar între III și IV pentru  $S_{III-IV}^{**} = 0,59$ .

Numărul de turbionare  $S^{**}$  poate fi utilizat ca parametru de modelare a condițiilor de curgere și de predicție a tipului de ZCR care se instalează în interiorul ambrazurii și focarului, deoarece profilele radiale ale vitezelor în aval de diametrul maxim al ZCR sînt similare la aceleași valori ale lui  $S^{**}$  și distanța  $.x/d_f$ .

f) În ceea ce privește instalațiile experimentale, tehnicile și aparatura de măsură utilizate se evidențiază :

- îmbunătățirea adusă aparatului de determinare a momentului cinetic al jetului de aer turbionar ;

- punerea la punct a metodicii de prelucrare a datelor experimentale pentru determinarea componentelor vectorului vitează prin utilizarea programelor de calcul "VIT EXP" și "VIT TEOR".

- proiectarea ștandului izoterm multifuncțional .

În această idee trebuie remarcat și aceea că nu în ultimul rând, că întregul dosar de date experimentale a fost prelucrat prin programe de calcul (exemplificate în anexa B), rezultatele fiind prezentate tabelar și grafic.

## 9.2. Aplicarea rezultatelor lucrării în industrie .

Se poate aprecia, fără teamă de a greși, că lucrarea de față a parcurs un ciclu complet, ea emanând din necesitatea echipării cuptoarelor industriale, funcționând pe combustibil lichid, cu instalații de ardere dotate cu arzătoare perfecționate cu pulverizare prin aer de joasă presiune, iar rezultatele sale au fost aplicate din plin în acțiunea de omologare a unei game de arzătoare încheiate în 1982.

Prin contractul 2365/1975, la care autorul a avut o contribuție importantă, încheiat de ICSITEE-București cu CUG-Cluj-Napoca s-a realizat omologarea preliminară a trei tipodimensiuni.

Lucrările de cercetare efectuate pentru realizarea acestui contract au evidențiat autorului necesitatea abordării unor probleme cu pronunțat caracter științific, unele puțin sau deloc prezentate în literatura tehnică de specialitate și care au constituit subiectul lucrării de față.

Multe din concluziile lucrării au fost publicate de autor în calitate de responsabil al contractelor 2812/1978; 2925/1980; 12.122/1981 încheiate de ICSITEE-București cu CUG-Cluj-Napoca pentru omologarea finală a gamei de arzătoare ACIU-500; ACIU-800 și ACLU-1250 terminată în 1982, dată la care acestea au intrat în fabricația de serie.

În Fișa de eficiență economică a cercetării (la încheierea lucrării) semnată de beneficiarul CUG-Cluj-Napoca s-a stipulat ca efect economic al cercetării evitarea importului, cu o valoare de 2.100.000 LV.



Diverse întreprinderi din care cităm: Intreprinderea Mecanică Orăştie, Intreprinderea Mecanică Oradea, Intreprinderea Minieră Orşova, Intreprinderea Republica Reghin, Secţia experimentală ICPMC-Buftoa, unităţi MAI şi-au echipat cuptoarele cu această gamă de arzătoare .

Se impune precizarea că tipodimensiunile menţionate sînt echipate cu aprinzătorul lichid-electric APL-ICPET-25, de tipul cu pulverizare prin aer de joasă presiune, care constituie obiectul brevetului nr. 30.007/1982 aparţinînd unui colectiv din care face parte şi autorul prezentei lucrări.

În încheiere se poate concluziona că lucrarea a contribuit la rezolvarea unei necesităţi a economiei naţionale, aducînd totodată o serie de contribuţii la îmbogăţirea literaturii ştiinţifice de specialitate.

B I B L I O G R A P H I E

1. M.W.Thring and M.P.Newby, Combustion Length of enclosed Turbulent Jet Flames, Fourth Symposium (International) on Combustion, Massachusetts 1952 Williams and Wilkins, Baltimore, 1953, p.789.
2. A.Craya et R.Curtet, Sur l'évolution d'un jet en espace confiné, C.R.A.S., Paris T241, 1955.
3. M.Rivière, Présentation des résultats de la Deuxième Série d'Essais sur le Mécanisme de la Combustion, Deuxième Journée d'Etudes sur les Flames, Paris, Décembre 1955 (I.R.F.Ignaiden).
4. R.Curtet, Confined Jets and Recirculation Phenomena with Cold Air, Combustion and Flame, vol.2, no.4, December 1958, p.383.
5. E.H.Hubbard, Recirculation in Cold Models of Furnaces: A Review of Work carried out at SOGREAH, Journal of the Institute of Fuel, vol.35, nr.255, 1962, p.16e.
6. W.G.Rose, A.Swirling Round Turbulent Jet. I-Mean-Flow Measurements; Transactions of the ASME, Series E, vol.29, no.4, Journal of Applied Mechanics, December, 1962, p.615.
7. F.P.Ricou, D.B.Spalding, Measurement of entrainment by Axisymmetrical Turbulent Jets, Journal of Fluid Mechanics, vol.21, nr.6, 1961.
8. N.A.Chigier, J.M.Beér, Velocity and Static-Pressure Distributions in Swirling Air Jets Issuing From Annular and Divergent Nozzles, Transactions of the ASME, Series D, vol.86, nr.4, Journal of Basic Engineering, December 1966, p.799.
9. N.A.Chigier, J.M.Beér, The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets, Transactions of the ASME, Series D, vol. 86, nr.4, Journal of Basic Engineering, December 1966, p.799.
10. J.M.Beér, On the Stability and Combustion Intensity of Pressure-Jet Oil Flames, Combustion, vol.37, nr.2, August 1965, p.27.
11. A.D.Robertson, Modification on the Thring-Newby Criterion for Problems where Flow Pattern and Mixing are Equally Important, Journal of the Institute of Fuel, vol.39, nr.298, November 1965, p.481.
12. N.M.Kerr, D.Fraser, Swirl, Part. I: Effect on Axisymmetrical Turbulent Jets, Journal of the Institute of Fuel, vol.38, nr.299, December 1965, p.519.

13. N.M.Kerr, D.Fraser, Swirl Part II: Effect on Flame Performance and the Modelling of Swirling Flames, Journal of the Institute of Fuel, vol.38, nr.299, December 1965, p.527.
14. P.F.Drake, E.H.Hubbard, Combustion System Aerodynamics and their Effect on the Burning of Heavy Fuel Oil, Journal of the Institute of Fuel, vol.39, nr.302, March 1965, p.98.
15. A.D.Robertson, Scaling and Modelling Criteria for Burner Design with Swirl Addition, Journal of the Institute of Fuel, vol.39, nr.307, August 1966, p.335.
16. J.Chedaille, W.Leuckel, A.K.Chesters, Aerodynamic Studies Carried Out on Turbulent Jets by the International Flame Research Foundation, Journal of the Institute of Fuel, vol.39, nr.311, December 1966, p.506.
17. M.L.Mathur, N.R.L.Maccallum, Swirling air Jets Issuing from vane swirlers. Part.1: free jets, Journal of the Institute of Fuel, vol.40, nr.316, May 1967, p.214.
18. M.L.Mathur, N.R.L.Maccallum, Swirling air Jets Issuing from vane swirlers. Part 2: enclosed jets, Journal of the Institute of Fuel, vol.40, nr.317, June 1967, p.238.
19. N.A.Chigier, J.L.Gilbert, Recirculation Eddies the Wake of Flameholders, Journal of the Institute of Fuel, vol.41, nr.326, March 1968, p.105.
20. J.Chedaille, W.Leuckel, Flammes de mazout lourd et de charbon pulvérisé avec air de combustion en rotation, Revue Générale de Thermique, nr.84, December 1968, p.1403.
21. W.Leuckel, Aérodynamique des écoulements tourbillons, Revue Général de Thermique, vol.84, December 1968, p.1367.
22. L.J.Saeyns, M.Zumer, J.M.Dealy, Criteria for Recirculation in Confined Jet Flames, Combustion and Flame, nr.17.1971, p.367.
23. S.Hadving, Combustion Instability. System analysis, Journal of the Institute of Fuel, vol. 44 ,nr. 328, October 1971, p.550.
24. J.M.Beér, Paper 1, Recent advances in the technology of furnace flames, Journal of the Institute, of Fuel, vol.45, nr.337, July 1972, p.370.
25. I.K.Smithson, Some pressure characteristics of confined vortex flow, Journal of the Institute of Fuel, vol.45, nr.373, March 1972, p.147.

26. A.Alix, J.Rogier, La stabilisation des flammes de diffusion de gaz naturel de type industriel en écoulement axial, *Revue Générale de Thermique*, nr.126, June 1972, p.557.
27. A.Laligand, B.Lebanc, Transposition à l'industrie des connaissances acquises, grâce aux travaux de la station de Toulouse, par le groupe d'étude des flammes de gaz naturel (G.E.F.G.N.), *Revue Générale de Thermique*, nr.130, Octobre 1972, p.895.
28. M.Barrère, Modèles de combustion turbulente, *Revue Générale de Thermique*, nr.148, Avril 1974, p.295.
29. N.Syred, J.M.Beér, Combustion in Swirling Flows: A Review, *Combustion and Flame*, vol.23, nr.2, October 1974, p.143.
30. R.Droin, E.Perthuis, Etudes des brûleurs adaptés au fonctionnement à faible excès d'air, *Revue Générale de Thermique*, tome XIII, no.150, 151, Juin-Juillet 1974.
31. R.Droin, E.Perthuis, Etudes des brûleurs adaptés au fonctionnement à faible excès d'air (deuxième et dernière partie), *Revue Générale de Thermique*, tome XIII, no.152-153, Août-Septembre 1974.
32. J.C.Gauthier, J.C.Pillard, Résultats d'essais brûleur G.R.C. de hautes performances pour centrales thermiques de 700 MW, *Revue Générale de Thermique*, vol.XIII, no.154, Octobre 1974, p.763.
33. x x x, Aérodynamique des écoulements avec mise en rotation de l'air de combustion, *Revue Générale de Thermique*, nr.162-163, Juin-Juillet 1975, p.501.
34. B.R.Pai, W.Richter, T.M.Lowes, Flow and mixing in confined axial flow, *Journal of the Institute of Fuel*, vol.48 nr.391 December 1975, p.135.
35. H.Della-Cosa, D.Marque, Les travaux de G.E.F.G.N. conduisant à des économies d'énergie, *Revue Générale de Thermique*, no.169, Janvier 1976, p.51.
36. W.Leuckel, N.Fricker, The Characteristics of swirl-stabilized natural gas-flames-Part.I: Different flame types and their relation to flow and mixing patterns, *Journal of the Institute of Fuel*, vol.49, nr.397, June 1976, p.103.
37. H.Wu, N.Fricker, The Characteristics of swirl-stabilized natural gas flames.Part.II: The behaviour of swirling jet flames in a narrow cylindrical furnace, *Journal of the Institute of Fuel*, vol.49, nr.400, September 1976, p.144.

38. N.Fricker, W.Leuckel, The Characteristics of swirl-stabilized natural gaz flames.Part.III; The effect of swirl and burner mouth geometry on flame stability, Journal of the Institute of Fuel, vol.49, nr.400, September 1976, p. 152.
39. S.A.Beltagui, N.R.L.Maccallum, Aerodynamics of vane-swirled flames in furnaces, Journal of the Institute of Fuel, vol.49, nr.401, December 1976, p.183.
40. S.A.Beltagui, N.R.L.Maccallum, The modelling of vane-swirled flames in furnaces, Journal of the Institute of Fuel, vol.49, nr.403, December 1976, p.193.
41. Toshimi Takagi, Hynu-Dong Shin, Akira Ishio, Proprieties of Turbulence in Turbulent Diffusion Flames, Combustion and Flame, nr.40, 1981, p.121.
42. Toshimi Takagi, Totsuyuki Okamoto, Characteristics of Combustion and Pollutant Formation in Swirling Flames, Combustion and Flame, nr.43, 1981, p.69.
43. Y.Delanne, C.Gaulier, Bruits rayonnés par les flammes de combustible liquide à l'air libre, Revue Générale de Thermique, nr.176-177 Août-Septembre 1976, p.673.
44. x x x Discussion on "Swirl" before The Institute, in London.26 th January 1966, Journal of the Institute of Fuel, vol.39, 1966, pg.343.
45. N.A.Chigier, A.Chervinsky, Experimental Investigation of Swirling Vortex Motion in Jets, Journal of Applied Mechanics, 1967, p.443.
46. P.Maier, The Length of Turbulent swirling flames burning in free surroundings, Journal of the Institute of Fuel, no.334, Novembre 1966, p.419.
47. R.B.Akhmedov, F.K.Rashidov, The Hydraulic Characteristics of Air Registers in Vortex Burners with Axial-Tangential Air Intake, Teploenerghetika, nr.4, 1969, 90-91, p.130.
48. R.B.Akhmedov, F.K.Rashidov, The Aerodynamic Characteristics of Vortex Burners with Axial-Tangential Vane Units, Teploenerghetika, nr.8, 1969, 52-55, pg.78.
49. A.Cervinsky and Y.Manheinier-Timnat, A.Study of Axisymmetrical Turbulent Jet Diffusion Flames, Combustion and Flame, vol.13, nr.2, April 1969, p.157.

50. A.K.Runchal and M.Wolfshtein, A finite difference procedure for the integration of the Navier-Stokes equations, Imp. Coll. Mech. Eng. Dept, SF/TN/1, 1966.
51. J.Boussinesq, Théorie de L'écoulement tourbillant, Mémoire présenté au Academie de Sciences, XXIII, 46, Paris 1877 .
52. L.Prandtl, Über die ausgebildete Turbulente, Zamm 5, 1925.
53. A.N.Kolmogorov, Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid, Izv. Akad Nauk, SSSR, Ser. Pys. 6, nr. 1/2 , 1942, p. 56-58.
54. A.Thom, Arithmetical solution of problems in steady viscous flow, A.R.C., RPM 1945.
55. J.O.Hinze, Turbulence-An introduction to its Mechanism and Theory Mc.Graw-Hill Book, New-York, -Toronto-London, 1959.
56. J.Rotta, Statistische Theorie nicht homogener Turbulenz, Zeitschrift für Physik, Bd. 129 und Bd. 131, 1961.
57. J.M.Beér , N.A.Chigier, K.B.Lee, Modelling of Double Concentric Burning Jets, Ninth Symposium (International) on Combustion, Ithaca, 1962.
58. D.B.Spalding, Some recommendations concerning research on separated flow phenomena, Imperial College Mech. Eng. Dept. ON/1, 1966.
59. D.B.Spalding, S.V.Patankar, Heat and Mass Transfer in Boundary Layers, Morgan-Grampian, London, 1967.
60. W.Rodi, The predication of free turbulent boundary layer by use of a two equation model of turbulence, Mech. Eng. Dep. Imp. College, Thesis, 1972.
61. D.B.Spalding, Heat Transfer from Turbulent Separated Flows, Journal of Fluid Mechanics, vol 27, nr. 1. 1967, p. 97-109.
62. S.V.Patankar, D.B.Spalding, Heat and Mass Transfer in Boundary Layers, Intertest Books, London, 1970 ( 2nd edition).
63. A.D.Gosman, W.A.Pun, A.K.Runchal, D.B.Spalding, M.Wolfshtein, Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, Academic Press, London and New-York, 1969.
64. P.Rebuffet, Aérodynamique expérimentale, Dunod, Paris, 1969 .
65. L.Landau, E.Lifchitz, Mécanique des fluides, Ed. Mir. Moscou, 1971.
66. P.Bradshaw, An introduction to Turbulence and its Measurements, Pergamon Press, 1971.

67. D.B. Spalding, A Two-equations Model of Turbulence, V.D.I.-Forsh-Heft, 549, 1972.
68. J. Rotta, Turbulente Strömungen, B.G. Teubner, Stuttgart, 1972.
69. B.E. Launder, D.B. Spalding, Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London and New-York, 1972.
70. J.M. Beér, N.A. Chigier, Combustion Aerodynamics, Applied Science Publishers Ltd, London, 1972.
71. P. Brădeanu, Mecanica fluidelor, E.T. București, 1973.
72. Afgan, J.M. Beér, Heat Transfer in Flames, Scripta Book Company, Washington, 1974.
73. C. Fédiaevski, I. Voitkounski, Y. Fadéev, Mécanique des fluides, Ed. Mir. Moscou, 1974.
74. R. Günther, Verbrennung and Feuerungen, Springer Verlag, Berlin, 1974.
75. V. Kafarov, Fundamentals of Mass Transfer, Mir. Publishers, Moscow, 1975.
76. M. Hug, Mécanique des fluides appliquée, Ed. Eyrolles, 1975.
77. G.N. Abramovici, Turbulentnoe smesenie gazovih strui, Izdatelstvo Nauka, Moskova, 1974.
78. W. Richter, Mathematische Modelle technischer Flammen (Grundlagen und Anwendungen für achssymmetrische Systeme), Diss. Univ. Stuttgart, 1978.
79. L.A. Vulis, L.P. Iarin, Aerodinamica fakela, Energhia, 1978.
80. W. Frost, T. Moulden, Handbook of Turbulence, Mir. Moskva, 1980.
81. E. Carafoli, V.N. Constantinescu, Dinamica fluidelor incompresibile, EA, 1981.
82. St. N. Săvulescu și alții, Cercetări matematice în teoria modernă a stratului limită, EA, 1981.
83. F. Chiriac și alții, Procese de transfer de căldură și de masă în instalațiile industriale, ET, București, 1982.
84. N.M. Kerr, An Aerodynamic Study of Swirling Jets and Flames, Ph.D. Thesis Glosgow University, May 1965.
85. L.M. Mathur, An Aerodynamic Study of Swirling Jets with Application of Burners, Ph.D. Thesis, Glosgow University, May 1966.
86. P. Hebrard, Contribution à l'étude des écoulements turbulents décollés internes, Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 1969.

87. G.G.Bafuwa, Characteristics of swirling flames issuing from vane swirlers, Ph.D. Thesis, Gloucestro University, August 1970.
88. L.W.Roberts, Turbulent Swirling Flow with Recirculation, Thesis University of London, Mech.Eng. Dep. Imperial College, 1972.
89. R.A.Allen, Aerodynamics and interaction of single and multiple jets with rotation, Ph.D. Thesis, Scheffield University, 1974.
90. S.A.Beltagui, Aerodynamics and modelling of vane swirled flames in furnaces, Ph.D. Thesis, Gloucestro University, May 1974.
91. Ha Minh Hieu, Décollement provoqué d'un écoulement turbulent incompressible, Thèse de Doctorat, L'Institut National Polytechnique de Toulouse, Février 1976.
92. C.Ungureanu, Contribuții la studiul pulverizării injectoarelor pneumatice cu aer de joasă presiune, Teză de doctorat, IPT, 1961.
93. V.V.Ghies, Contribuții la studiul arderii cu recirculație aplicată la cuptoare, Teză de doctorat, IPB, 1961.
94. A.Chirilă, Contribuții la studiul pulverizării și unor caracteristici ale arderii combustibililor lichizi în condițiile injectoarelor cu pulverizare prin presiunea aerului, IPB, 1969.
95. C.Neaga, Contribuții la studiul recirculării gazelor de ardere la cazanele de abur funcționând cu cărbune pulverizat, Teză de doctorat, IPB, 1977 .
96. B.Apahidean, Studii privind formarea și arderea combustibililor lichizi și gazeși în sisteme de jeturi multiple, Teză de doctorat, IPCN, 1980.
97. V.Coandă, Contribuții teoretice și experimentale la studiul distribuției fluxului de căldură în focarele generatoarelor de abur, Teză de doctorat, IPT, 1982.
98. L.C.Lee, J.E.Ash, A Three-Dimensional Spherical Pitot Probe, Transactions of the ASME, April 1956, p.603.
99. x x x Fiche technique GEPGN, nr.14, Revue Générale de Thermique, nr.174-175, Juin-Juillet, 1976, p.547.
100. Y.Brand, M.Hein, Équipements, méthodes et Instruments nouveaux mis en service à la Station d'Ijmuiden, en 1966 et 1967, Revue Générale de Thermique, nr.84, Décembre 1968, p.1345.



101. E.B.Jones, *Instruments Technology*, vol. I, Butterworths, 1974.
102. R.Morillon, Z.Perthuis, *Pyromètres à aspiration. Principes Réalisation d'instruments miniaturisés*, *Revue Générale de Thermique*, no.149, Mai 1974.
103. x x x *Fiche technique GEFGN, La mesure des températures à l'aide du pyromètre a aspiration*, *Revue Générale de Thermique*, no.166, Octobre 1975.
104. R.J.Beker, P.H.Hutchinson, E.E.Khalil, J.H.Whitelari, *Measurements of three velocity Components in a Model Furnace with and without Combustion*, *Fifteenth Symposium (International) on a Combustion*, Tokyo, 1974, p.553.
105. V.Ghiea, N.Lemnean, C.Jianu, E.D.Cristea, N.Popovici, *Cercetări privind realizarea arzătoarelor de debit mare pentru cazane "Sesiunea de comunicări tehnico-științifică-ICPET"*, 1973.
106. V.V.Ghiea, C.Jianu, N.Lemnean, E.D.Cristea, *Recherches concernant l'amélioration des brûleurs Venturi*, *Revue roumaine des sciences techniques, Série Electrotechnique et Energetique*, Tom 19, nr.3, 1974.
107. V.Ghiea, E.D.Cristea, *Cercetări privind realizarea arzătoarelor cu pulverizare prin aer de joasă presiune*, *Sesiune de comunicări tehnico-științifică ICPET*, 1973.
108. V.Ghiea, E.D.Cristea, *Imbunătățirea arzătoarelor cu pulverizare prin aer de joasă presiune*, *Studii și cercetări de energetică și electrotehnică*, Tom.4, nr.1, 1974.
109. V.Ghiea, E.D.Cristea, *Determination des courbes caractéristiques des brûleurs dont la pulverisation se produit avec l'air à basse pression*, *Revue roumaine des sciences techniques, Série Electrotechnique et Energetique*, Tom 22, no.2, 1977.
110. N.Lemnean, E.D.Cristea, C.Jianu, *Instalații de ardere cu combustibili lichizi*, ET, București, 1982.
111. V.Ghiea, E.D.Cristea, *Curbele caracteristice ale arzătoarelor pneumatice cu pulverizare prin aer de joasă presiune*, *Sesiunea de comunicări tehnico-științifică ICPET*, 1977.
112. S.K.Godunov, V.S.Reobenki, *Scheme de calcul cu diferențe finite*, ET București, 1977.

113. A.J.Reynolds, Curgeri turbulente în tehnică, RT, București 1982.
114. E.D.Cristea, Asupra curgerilor turbionare produse de generatoare de turbionare cu intrări tangențiale în spațiu limitat, cu aplicație la arzătoarele cu pulverizare prin aer de joasă presiune, Sesiunea de comunicări tehnico-științifică, ICSITAE, 1983.
115. E.D.Cristea, Asupra curgerilor turbionare produse de generatoare de turbionare înelare cu palete în spațiu limitat, cu aplicație la arzătoarele cu pulverizare prin aer de joasă presiune, Sesiunea de comunicări tehnico-științifică, ICSITAE, 1983.
116. E.D.Cristea, M.Petcu, Modelarea matematică a curgerii turbionare izoterme cu desprindere internă, cu aplicație la sistem complet arzător+ambrazură-focar, Sesiunea de comunicări tehnico-științifică, ICSITAE, 1983.

ANEXA A. CALCULE .

I. Calculul derivatei de ordin întâi .

În fig.A I-1 s-a trasat un nod al rețelei înconjurat de dubla vecinătate.

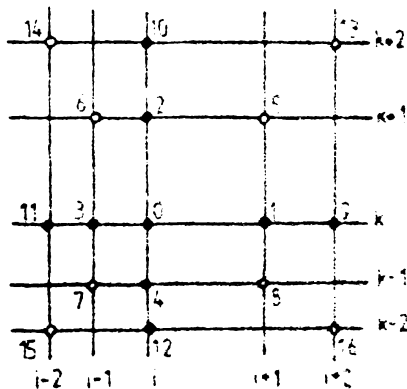


Fig.AI-1. Punct comun din domeniu .

Expresiile derivatei întâi în punctul C a funcției  $\Phi$  pe direcțiile  $x$  și  $r$  sînt date de expresiile :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1^2 - x_3^2)\Phi_0 + x_3^2\Phi_1 - x_1^2\Phi_3}{x_1 x_3 [(1)x_1 + x_3]} \quad \text{--- --- (A I - 1)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_4^2)\Phi_0 + r_4^2\Phi_2 - r_2^2\Phi_4}{r_2 r_4 [(1)r_2 + r_4]} \quad \text{--- --- (A I - 2)}$$

în care distanțele față de punctul C se exprimă cu formulele :

$$\begin{aligned} x_1 &= |x(i+1, k) - x(i, k)| \\ r_2 &= |r(i, k+1) - r(i, k)| \\ x_3 &= |x(i, k) - x(i, k-1)| \\ r_4 &= |r(i, k) - r(i, k-1)| \end{aligned} \quad \text{--- --- (A I - 3)}$$

Aceste relații se aplică pentru orice nod comun aflat în domeniu. Pentru punctele speciale de pe graniță aceste relații se adaptează după cum urmează .

- punct de graniță stînga (fig.A I-2) :

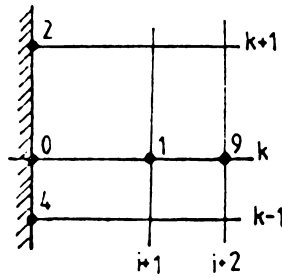


Fig. A I-2. Punct de graniță stînga .

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1^2 - x_0^2)\Phi_0 + x_0^2\Phi_1 - x_1^2\Phi_9}{x_1 x_0 [(-1)x_1 + x_0]} \quad \text{--- (A I - 4)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_4^2)\Phi_0 + r_4^2\Phi_2 - r_2^2\Phi_4}{r_2 r_4 [(1)r_2 + r_4]} \quad \text{--- (A I - 5)}$$

- punct de colț stînga sus (fig.A I - 3) :

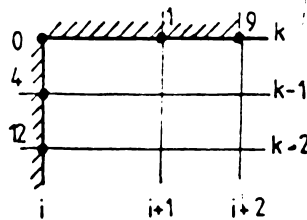


Fig. A I-3. Punct de colț stînga sus.

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1^2 - x_0^2)\Phi_0 + x_0^2\Phi_1 - x_1^2\Phi_9}{x_1 x_0 [(-1)x_1 + x_0]} \quad \text{--- (A I - 6)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_4^2 - r_{12}^2)\Phi_0 + r_{12}^2\Phi_4 - r_4^2\Phi_{12}}{r_4 r_{12} [(-1)r_4 + r_{12}]} \quad \text{--- (A I - 7)}$$

- punct de colț dreapta sus (fig.A I-4) :

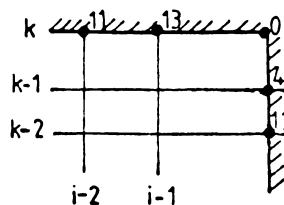


Fig.A I.-4. Punct de colț dreapta sus .

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_0 = \frac{(x_3^2 - x_1^2)\phi_0 + x_1^2\phi_2 - x_3^2\phi_4}{x_3 x_1 [(-1)x_3 + x_1]} \quad \text{--- (A I - 8)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_4^2 - r_2^2)\phi_0 + r_2^2\phi_2 - r_4^2\phi_4}{r_4 r_2 [(-1)r_4 + r_2]} \quad \text{--- (A I - 9)}$$

- punct de graniță dreapta (fig. A I-5) :

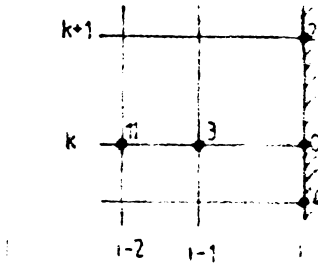


Fig. A I-5. Punct de graniță dreapta .

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_0 = \frac{(x_3^2 - x_1^2)\phi_0 + x_1^2\phi_2 - x_3^2\phi_4}{x_3 x_1 [(-1)x_3 + x_1]} \quad \text{--- (A I - 10)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_4^2)\phi_0 + r_4^2\phi_2 - r_2^2\phi_4}{r_2 r_4 [(1)r_2 + r_4]} \quad \text{--- (A I - 11)}$$

- punct de colț dreapta sau stînga (convex) (Fig. A I-6) :

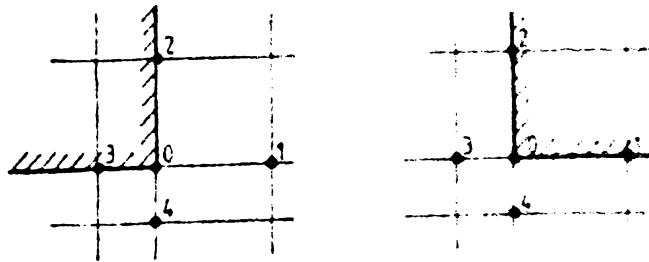


Fig. A I-6. Punct de colț dreapta sau stînga (convex) .

Se observă că acesta este un punct normal, deci se aplică relațiile (A I-1) și (AI-2).

- punct de colț dreapta jos (concev) (fig. A I-7) :

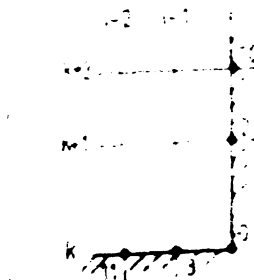


Fig. A I-7. Punct de colț dreapta jos (concev).

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_5^2 - x_{11}^2)\Phi_0 + x_{11}^2\Phi_3 - x_5^2\Phi_{11}}{x_3 x_{11} [(-1)x_3 + x_{11}]} \quad \text{--- (A I -12)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_0^2)\Phi_0 + r_0^2\Phi_2 - r_2^2\Phi_{10}}{r_2 r_0 [(-1)r_2 + r_0]} \quad \text{--- (A I -13)}$$

- punct de colț stînga jos (concav) (fig. A I-8) ♪

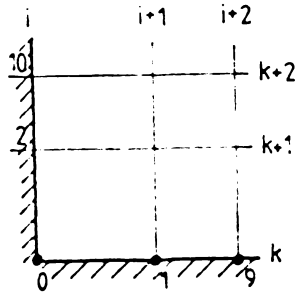


Fig. A I-8. Punct de colț stînga jos (concav) .

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1^2 - x_9^2)\Phi_0 + x_9^2\Phi_1 - x_1^2\Phi_9}{x_1 x_9 [(-1)x_1 + x_9]} \quad \text{--- (A I -14)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_0^2)\Phi_0 + r_0^2\Phi_2 - r_2^2\Phi_{10}}{r_2 r_0 [(-1)r_2 + r_0]} \quad \text{--- (A I -15)}$$

- punct de graniță inferioară (axa de simetrie) ,  
(fig. A I-9) :

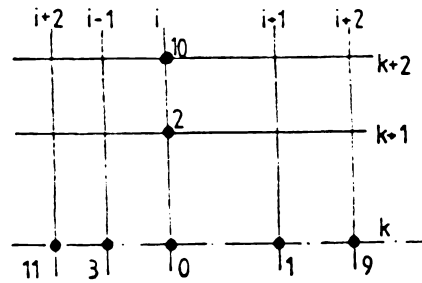


Fig. A I-9. Punct pe granița de jos (axa de simetrie).

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1^2 - x_3^2)\Phi_0 + x_3^2\Phi_1 - x_1^2\Phi_3}{x_1 x_3 [(1)x_1 + x_3]} \quad \text{--- (A I -16)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_2^2 - r_0^2)\Phi_0 + r_0^2\Phi_2 - r_2^2\Phi_{10}}{r_2 r_0 [(-1)r_2 + r_0]} \quad \text{--- (A I -17)}$$

- punct de graniță superioară (fig.A I- 10):

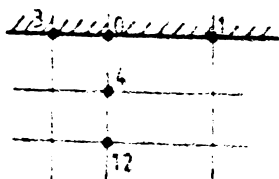


Fig.A I-10. Punct pe granița superioară .

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_0 = \frac{(x_1 - x_0) \Phi_0 + x_0^2 \Phi_1 - x_1^2 \Phi_2}{x_1 x_0 [(x_1 + x_0)]} \quad \text{--- (A I -19)}$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right)_0 = \frac{(r_1^2 - r_0^2) \Phi_0 + r_0^2 \Phi_1 - r_1^2 \Phi_2}{r_1 r_0 [(-1) r_0 + r_1]} \quad \text{--- (A I -19)}$$

## II. Calculul "funcțiilor peretelui".

- Parametrii mișcării medii; variabilele independente  $\bar{e}_0$  și  $\bar{W}_0$  în punctul 0 adiacent la perete nu depind decât de  $\psi_0$ , care se determină din valoarea  $\omega$ . (fig.A II-1).

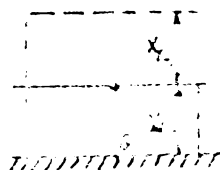


Fig.A II-1. Punct adiacent peretelui.

Evaluarea lui  $\omega$  presupune stabilirea unei valori medii spațiale :

$$\bar{\omega}_0 = \frac{\bar{v}_0}{x_0 + x_{r_1}} \left( \frac{x_0 + x_{r_1}}{x_{r_0}} \right)^b \quad \text{--- (A II- 1)}$$

care constituie termen de sursă pentru  $\omega$  și a unei valori punctuale :

$$\omega_0 = \frac{v_0^b}{x_{r_0}^b} \quad \text{--- (A II- 2)}$$

Neglijarea gradientului după direcția  $x_0$ , față de

cea normală  $X_n$  face ca ecuația de transport pentru  $\omega$  să devină :

$$\frac{\partial^2}{\partial X_n^2}(\eta\omega) = 0 \quad , \quad \omega = (KX_n + \eta\omega_G) \frac{1}{\eta_{ef}} \quad \text{--- (A II- 3)}$$

Constanta  $K$  se determină din :

$$\frac{\partial \psi}{\partial X_n^2} + gr\omega = 0 \quad , \quad \psi - \psi_G = -gr \int_0^{X_n} \int_0^{X_n} (KX_n + \eta\omega) \frac{1}{\eta_{ef}} dx_n dx_n \quad \text{--- (A II- 4)}$$

$$\text{dacă } \eta_{ef} = ct \Rightarrow \left(\frac{\omega}{r}\right)_G = - \left[ \frac{3(\psi_0 - \psi_G)}{\rho \cdot r_G^2 X_n^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{r}\right)_0 \right] \quad \text{--- (A II- 5)}$$

Termenul de convecție, adică cantitatea de variabilă  $\phi$  antrenată în interiorul lui  $\Omega$  de către fluidul în mișcare  $\dot{\Pi}_{cib} = 0$  (fig. A II-2). Viteza de convecție în nodul 0:

$$v'_0 = \frac{1}{2}(\psi_f + \psi_c) - \frac{1}{4}(\psi_0 + \psi_3 + \psi_4 + \psi_7) \quad \text{--- (A II- 6)}$$

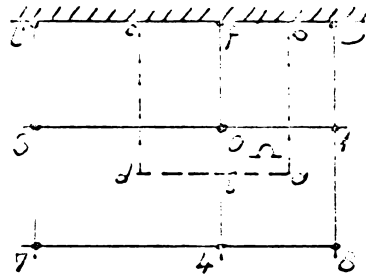


Fig. A II-2. Punct adiacent peretelui.

Termenul de difuzie, adică creșterea lui  $\phi$  care intră sau iese din  $\Omega$  datorită grad  $\phi$ , ceea ce înseamnă calcularea lui  $\frac{\partial \phi}{\partial X_n}$  sau  $\frac{\partial \phi}{\partial X_n}$  în lungul conturului (fig. A II-3).

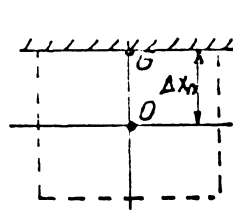


Fig. A II-3. Punct adiacent peretelui.

Făcîndu-se ipoteza că  $\omega$  variază liniar între perete și nodul adiacent se poate scrie :

$$\left(\frac{\partial \omega}{\partial X_n}\right)_G = \frac{\omega_G - \omega_0}{\Delta X_n} \quad , \quad \left(\frac{\partial \psi}{\partial X_n}\right)_G = 0 \quad \text{--- (A II -7)}$$



Pentru curgerea turbulentă se înlocuiește ipoteza că  $\omega$  este uniform, printr-o lege de puteri pentru profilul vitezei la perete.

Deoarece instabilitatea calculului provine din procedura de tratare în vecinătatea frontierelor trebuie procedat cu multă atenție.

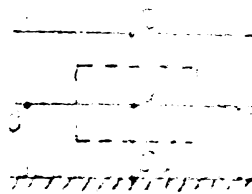


Fig. A II-4. Funct adiacent peretelui .

$$\left(\frac{\omega}{r}\right)_0 = F_1\left(\frac{\omega}{r}\right)_1 + F_2\left(\frac{\omega}{r}\right)_2 + F_3\left(\frac{\omega}{r}\right)_3 + F_4\left(\frac{\omega}{r}\right)_4 + S\omega \quad \text{--- (A II-9)}$$

Se presupune că  $\omega$  variază liniar între peretele G și 4 :

$$\frac{\omega}{r} = \left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\omega}{r}\right)\right]x_n + \left(\frac{\omega}{r}\right)_G \quad \text{--- (A II-9)}$$

Dacă peretele nu este în proximitatea axei de simetrie:

$$v = - \int_0^{x_n} \omega dx_n = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial x_n} \quad \text{--- (A II-10)}$$

$$\int_0^{x_n} \frac{\partial \psi}{\partial x_n} dx_n = -\rho r_G^2 \int_0^{x_n} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\omega}{r}\right)\right]x_n + \left(\frac{\omega}{r}\right)_G \right\} dx_n \quad \text{--- (A II-11)}$$

$$\psi_0 - \psi_G = -\rho r_G^2 \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{r}\right)_G x_n^2 + \left[\left(\frac{\omega}{r}\right)_G - \left(\frac{\omega}{r}\right)_4\right] \frac{x_n^2}{6} \right\} \quad \text{--- (A II-12)}$$

$$\left(\frac{\omega}{r}\right)_G = - \left[ \frac{3(\psi_0 - \psi_G)}{\rho r_G^2 x_n^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{r}\right)_0 \right] \quad \text{--- (A II-13)}$$

$$\left(\frac{\omega}{r}\right)_0 = F_1\left(\frac{\omega}{r}\right)_1 + F_2\left(\frac{\omega}{r}\right)_2 + F_3\left(\frac{\omega}{r}\right)_3 + F_4 \left\{ - \left[ \frac{3(\psi_0 - \psi_G)}{\rho r_G^2 x_n^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{r}\right)_0 \right] \right\} + S\omega \quad \text{(A II-14)}$$

$$\psi_0 = F_1\psi_1 + F_2\psi_2 + F_3\psi_3 + F_4\psi_4 + j_4 \quad \text{--- (A II-15)}$$

$$\left(\frac{\omega}{r}\right)_0 = \frac{F_1\left(\frac{\omega}{r}\right)_1 + F_2\left(\frac{\omega}{r}\right)_2 + F_3\left(\frac{\omega}{r}\right)_3 + F_4[\psi_0 - (\psi_0 - j_4)] \frac{1}{\rho r_G^2 x_n^2} + S\omega}{1 + F_4 \left( 1 + \frac{3r_G}{\rho r_G^2 x_n^2 \sum_{i=1}^3 F_i} \right)} \quad \text{--- (A II-16)}$$

- parametrii turbulenței :

Se introduc mărimile adimensionale :

$$x_{n_*} = \frac{x_n}{x_{nL}}; e_* = \frac{e}{e_L}; v_* = \frac{\bar{v}}{\bar{v}_L}; \eta_* = \frac{\eta_{ef}}{\rho_L \sqrt{e_L} x_{nL}}; l_* = \frac{l}{x_{nL}}; p_* = \frac{\frac{dp}{dx}}{\rho_L \sqrt{e_L} \bar{v}_L} x_{nL} \quad (\text{A II-17})$$

Pentru o curgere incompresibilă ecuațiile (5.2.-54) și (5.2.-55) devin :

$$\frac{d}{dx_{n_*}} \left( x_{n_*} \frac{dv_*}{dx_{n_*}} \right) - p_* = 0 \quad (\text{A II-18})$$

$$\frac{d}{dx_{n_*}} \left( \frac{\eta_*}{\sqrt{e_*}} \frac{de_*}{dx_{n_*}} \right) + 2 \frac{\bar{v}_L^2}{e_L} \eta_* \left( \frac{\partial v_*}{\partial x_{n_*}} \right) - 2 C_{D_0} \frac{\bar{e}_*^{3/2}}{l_*} = 0 \quad (\text{A II-19})$$

Se notează coeficientul de frecare la perete  $\zeta_f = \frac{\tau_G}{\rho_L \bar{v}_L^2}$ , numărul  $Re = \frac{\rho_L \bar{v}_L x_{nL}}{\eta_L}$  și numărul  $Re_{tu} = \frac{\rho_L \sqrt{e_L} x_{nL}}{\eta_G}$  turbulent .

Integrarea ecuației (A II-19) conduce la :

$$p_* x_{n_*} = \eta_* \frac{dv_*}{dx_{n_*}} - \left( \eta_* \frac{dv_*}{dx_{n_*G}} \right) = \eta_* \frac{dv_*}{dx_{n_*}} - \frac{\sqrt{v_G}}{\rho \bar{v}_L^2} \frac{\bar{v}_L}{\sqrt{e_L}} = \eta_* \frac{dv_*}{dx_{n_*}} - C_f \frac{\bar{v}_L}{\sqrt{e_L}}$$

$$\zeta_f = \frac{Re_{tu}}{Re} \cdot \frac{1 - \rho_* \int_0^1 \frac{x_{n_*} dx_{n_*}}{\eta_*}}{1 \int_0^1 \frac{dx_{n_*}}{x_{n_*}}} \quad (\text{A II-20})$$

Calcululele fiind deosebit de laborioase se vor enunța numai etapele de lucru: calculul viscozității efective și energiei cinetice specifice turbulente; determinarea coeficientului de frecare; calculul numărului Re critic turbulent.

Ecuația de curgere de tip Couette, fără termen de sursă, pentru o proprietate conservativă  $\Phi$  se scrie :

$$\dot{\Gamma}_{D_\Phi} = \mu_{D_\Phi} \frac{d\Phi}{dx_n}, \text{ sau } d\Phi = \dot{\Gamma}_{D_\Phi} \frac{1}{\mu_{D_\Phi}} dx_n \quad (\text{A II-21})$$

Integrându-se (A II-21) între punctele G și L se obține :

$$\int_G^L d\Phi = \dot{\Gamma}_{D_\Phi} \int_{x_{nG}}^{x_{nL}} \frac{1}{\mu_{D_\Phi}} dx_n, \quad \Phi_L - \Phi_G = \dot{\Gamma}_{D_\Phi} \int_{x_{nG}}^{x_{nL}} \frac{1}{\mu_{D_\Phi}} dx_n \quad (\text{A II-22})$$

Dacă  $\mu_{D_\Phi} = ct.$ , atunci se poate scrie prin liniarizare :

$$\Phi_L - (\Phi_G) = \dot{\Gamma}_{D_\Phi} \frac{x_{nL} - x_{nG}}{(\mu_{D_\Phi})_L + (\mu_{D_\Phi})_G} \quad (\text{A II-23})$$

Dacă  $\mu_{D\phi}$  nu variază liniar, atunci se propune expresia :

$$\Phi_L - (\Phi_G)_{lin} = \prod_{D\phi} \frac{x_i - x_{i0}}{\frac{(\mu_{D\phi})_L + (\mu_{D\phi})_G}{2}} \quad \text{--- (A II-24)}$$

De unde rezultă valoarea liniarizată :

$$(\Phi_G)_{lin} = \Phi_G - \prod_{D\phi} \frac{x_i - x_{i0}}{\frac{(\mu_{D\phi})_L + (\mu_{D\phi})_G}{2}} + \prod_{D\phi} \int_{x_{i0}}^{x_i} \frac{dx_i}{\mu_{D\phi}} \quad \text{--- (A II-25)}$$

### ANEXA B . LISTING DE PROGRAME DE CALCUL.

Această anexă cuprinde cîte o rulare completă a programelor de calcul utilizate pe parcursul lucrării pentru prelucrarea rezultatelor experimentale, precum și a programului de bază, care se atașează ca un volum separat fiecărui exemplar al lucrării .

Aceste listinguri s-au indexat astfel :

B1 - programul "CUNGERE IZOTERMA IN FOCAR AXIAL-SIMETRIC";

B2 - programul "VIT TEOR"; B3 - programul "VIT EXP";

B4 - programul "CALCULUL ARDERII TEORETICE".