MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMÎNTULUI
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMIȘOARA
FACULTATEA DE MECANICĂ

ing. Virgil COANDĂ

CONTRIBUȚII TEORETICE ȘI EXPERIMENTALE LA STUDIUL DISTRIBUȚIEI FLUXULUI DE CĂLDURĂ ÎN FOCARELE GENERATOARELOR DE ABUR

Teză de doctorat

CONDUCĂTOR ȘTIINȚIFIC
Profesor dr.ing. Cornel UNGUREANU

1981

CUPRINS

SIMBOLURI ȘI NOTAȚII UTILIZATE

A Suprafață, m^2

$A_{(E,W,N,S)}$ Coeficienți ai termenilor de convecție în ecuația diferențială generală.

A_r Coeficient în modelul schimbului de căldură prin radiație

A_f Constantă a vitezei de reacție a particulei de carbon

a Constantă a funcției patratice

a_φ Coeficient în ecuația generală de bilanț pentru variabila φ

B_r Coeficient în modelul schimbului de căldură prin radiație

b Constantă a funcției patratice

b_φ Coeficient în ecuația generală de bilanț pentru variabila φ

$C_o = 10^8 . \sigma$

$C_{(E,W,N,S)}$ Coeficienți în formula generală de substituție

C_D, C_1, C_2, C_3 Constante ale modelului k-W al turbulenței

c_p Căldura specifică la presiune constantă, kJ/kg^oK

c_φ Coeficienți în ecuația generală de bilanț pentru variabila φ

D Tensorul deformațiilor, m/m

D Diametrul camerei de ardere, m

D Coeficient în formula generală de substituție

$\dot{D}$ Tensorul vitezelor de deformare, m/s

D_j^T Constanta de termodifuzie a componentei j, $kg_j/m.s.ln^oK$

$D_{j,l}$ Coeficient de difuzie (binar) pentru un amestec de componente j și l , m^2/s

$D_{j,t}$ Coeficient turbulent de difuzie a componentei j , m^2/s

d_o Diametrul duzei, m

d_φ Termen de sursă a variabilei φ în ecuația generală de bilanț

E Tensor unitate (unitar)

E_r Energia de activare a reacției chimice, kJ/kmol

E Putere emisivă, kW/m^3

$\bar{e}$ Vector unitate (versor)

F_r Variabilă definită prin ec. 3.5-37 pentru fluxul de căldură prin radiaţie pe direcţie radială, kW/m^2

f Fracţia amestecului, kg_p/kg

f Funcţie

H Entalpie, kJ

h Entalpie specifică, kJ/kg

h_g Entalpie totală specifică, kJ/kg

h_j Negativul entalpiei formării componentei j (putere calorifică inferioară), kJ/kg

I Impuls total, kg.m/s

I Intensitatea radiaţiei pe un semispaţiu pozitiv raportat la o direcţie a axei de coordonate, $kW/m^2 str.$

i Intensitatea după o direcţie a radiaţiei, $kW/m^2 str.$

i_N Intensitatea radiaţiei corpului negru, $kW/m^2 str.$

i_λ Intensitatea spectrală a radiaţiei, $kW/m^2 str.$

J Intensitatea radiaţiei pe un semispaţiu negativ raportat la o direcţie a axei de coordonate, $kW/m^2 str.$

$\vec{J}$ Densitate de flux (vector)

$\vec{J}_j$ Densitatea fluxului de difuzie a componentei j, $kg_j/m^2 s$

$\vec{J}_q$ Densitatea fluxului de căldură, kW/m^2

$J_{\vec{v}}$ Tensorul densităţii fluxului de difuzie al impulsului specific, $(m/s)/m^2.s$

$\vec{J}^*_\varphi$ Densitatea fluxului proprietăţii φ (convecţie + difuzie)

$\vec{J}_{n,j}$ Densitatea fluxului de difuzie molar al componentei j, $kmol/m^2.s$

$\vec{K}$ Forţă masică, N

$K...K_a$ Coeficient de atenuare al radiaţiei, 1/m

K_R Coeficient de difuzie (emisie) al radiaţiei, 1/m

k Energia cinetică specifică pulsatorie, m^2/s^2

$\vec{k}$ Forţă specifică, N/kg

$k_{d,i,f}$ Constanta de echilibru a reacţiei (pentru concentraţii molare), $\prod_{j=1}^{m} (kmol/m^3)^{\nu_j^*}$

$k_{1,2}$ Constante în modelul turbulenţei

k_D Coeficient de difuzie al O_2 prin stratul limită din jurul particulei, $kg_C/m^2 s, bar_{O_2}$

k_S Coeficientul vitezei de reacţie la suprafaţa particulei, $kg_C/m^2.s.bar_{O_2}$

L Lungime, grosimea stratului, m

l, l_m Scara turbulenţei (Lungimea de amestec a lui PRANDTL), m

l Numărul componentelor din membrul stîng al unei reacţii chimice

M Masă totală, kg

$\dot{M}$ Flux masic (debut masic), kg/s

M_j Masa totală a speciei chimice j, kg_j

m Exponent al energiei specifice cinetice pulsatorii la un model al turbulenţei cu 2 ecuaţii

m Numărul componentelor active ale unei reacţii chimice

$\dot{m}$ Densitatea fluxului masic, $kg/m^2.s$

m_j Concentraţia masică a componentei speciei chimice j, kg_j/kg

n Numărul reacţiilor chimice

$\vec{n}$ Numărul de iteraţii

n Vector normal la o curbă sau suprafaţă

n Exponent al lungimii de amestec la un model al turbulenţei cu 2 ecuaţii

P Punct în spaţiu

p Presiunea statică, N/m^2 sau bar

p Numărul componentelor materiale cuprinse în ecuaţia de bilanţ

p_j Presiunea parţială a componentei gazoase j, N/m^2

$\dot{Q}$ Fluxul net de căldură, kW

$\vec{q}$ Vector al densităţii fluxului de căldură, kW/m^2

$\dot{q}_P = -\dot{q}_{n,P}$ Densitatea netă a fluxului de căldură la perete, kW/m^2

$\vec{R}$; $\vec{r}$ Raze, m

R; r Vectorii razelor, m

R_j Constanta gazului j, $kJ/kg_j.^oK$

R_k Viteza de reacţie pentruak-a reacţie, $kg_{produs}/m^3.s$

Re Numărul RAYNOLDS

S Termen de sursă, .../m^3.s
S Numărul de turbionare
S Tensor
$\vec{S}$ Vector al forţelor de tensiune, N
S_p Suprafaţa exterioară a particulei, m^2
$\dot{S}$ Termenul de sursă în ecuaţia cu diferenţe finite
$\dot{s}_C$;$\dot{s}_D$ Aproximarea termenilor de convecţie şi difuzie în ecuaţia cu diferenţe finite
s Grosimea peretelui, m
$\vec{s}$ Vector al forţelor de tensiune specifice, N/m^2

T Tensorul eforturilor unitare, N/m^2
T Temperatura absolută, °K
T_m Temperatura medie din stratul limită în jurul unei particule, °K
T_o Constantă în ecuaţia 7.2-7, °K
$T_{i,j}$ Componentele tensorului tensiunii, N/m^2
t Timpul, s
t Temperatură, °K

u Energia specifică internă, kJ/kg

V Volum, m^3
$\vec{v}$ Vector viteză, impuls specific, m/s
$\vec{v}_\varphi$ Viteza de transport a proprietăţii φ, m/s

W Pătratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente, $1/s^2$
W Lungimea camerei de ardere, m
$\vec{W}$ Vector

X, X_A Coeficient de dispersie al radiaţiei

y Distanţa la perete, m

z Variabile în modelul turbulenţei cu 2 ecuaţii

α Factor energetic (coeficient) de absorbţie
α Coeficient de transmitere a căldurii prin convecţie, $kW/m^2.°K$
α_{SR} Coeficient de subrelaxare
Γ_φ Coeficient de transfer al proprietăţii φ, kg/m.s
δ Grosimea stratului limită, m

ε Disiparea energiei turbulente, m^2/s^3
ε Energie totală specifică, kJ/kg
ε Factor energetic de emisie
ε_g Factor energetic de emisie al unui gaz real
ε_m Energie mecanică specifică, kJ/kg
ε_p Energie potențială specifică, kJ/kg
η Viscozitate dinamică, kg/m.s
η_t Viscozitate turbulentă, kg/m.s
$\varkappa$ Constanta lui KARMAN
λ Coeficient de conductibilitate termică, kW/m°K
λ Lungimea de undă a radiației electromagnetice, m
$\lambda = \frac{v_s}{v_p}$ Raport de viteze, m
λ^* Drumul liber mijlociu al moleculei de gaz, m
λ_1; λ_2 Masa de convergență absolută și relativă
λ Oxigenul stoechiometric necesar arderii
ν_t Viscozitate cinematică turbulentă, m^2/s
$\nu_{j,k}$ Coeficienți stoechiometrici (ecuația 3.1-29)
$\nu^*_{j,k}$ Coeficientul stoechiometric al speciei chimice j la a k-a reacție
ρ Masa specifică, kg/m^3
$\hat{\rho}_c$ Masa specifică a particulei (carbon), kg_C/m^3
σ Numerele SCHMIDT-PRANDTL
σ Constanta lui STEFAN-BOLTZMANN, $kW/m^2.°K^4$
σ Efort normal, N/m^2
τ Efort de forfecare, N/m^2
φ Proprietate generală a fluidului
φ, Φ^* Unghi polar, rad.
φ Proprietate specifică generală a fluidului
φ_j Variabilă dependentă (ecuația 3.4-7_{a-d})
ψ, Ψ^* Unghi azimutal, rad.
ψ Corecția lui GOUFFÉ (ecuația 6.3-27)
ψ funcția de curent
Ω, Ω^* Unghi solid, str.
$\bar{\omega}$ Viteza unghiulară a vîrtejului (turbionului), 1/s
$\mathcal{M}$ Masa moleculară, kg/kmol
$\mathcal{R}$ Constanta universală a gazelor, kJ/kmol.°K

I N D I C I

a Direcţie axială, direcţie paralelă cu peretele
C Carbon, cărbune
C Convecţie
E,W,N,S Puncte din reţeaua de calcul (est,vest,nord,sud)
j specii chimice
k A k-a reacţie
l Laminar
l l-a fracţie granulometrică de particule
max Valori maxime
min Valori minime
n Direcţie normală
nou Valoare nouă
P Particulă
p Primar
s Secundar
N Negru
ef Efectiv
G Fază gazoasă
g Gaz
g Total
f Reacţie directă
i Direcţie a sistemului de coordonate
x,y,z Coordonate carteziene
z,r,θ Coordonate cilindrice
R Radiaţie
λ Spectral
ϕ Proprietate generală
stc Stoechiometric
t Turbulent
t Direcţie tangenţială
v Viscos
P Valoarea la perete
o Valoare iniţială, secţiunea duzei
1 Combustibilul
2 Oxidant
+ ; - Semispaţiu pozitiv; negativ
$\bar{\phi}$; ϕ' Valoare medie şi pulsatorie a proprietăţii ϕ
s Tensor simetric ; a Tensor antisimetric;
T Tensor transpus

1 INTRODUCERE, PREZENTAREA SCOPULUI ŞI A OBIECTIVELOR LUCRĂRII

1.1. INTRODUCERE

Problema energiei, care părea nu cu mult timp în urmă ca şi rezolvată, este astăzi pe primul plan în lume, impunînd reconsiderări pe cît de nedorite, pe atît de necesare.

Creşterea fără limite a consumului de energie în decada 1962-1972, a fost unul dintre criteriile dezvoltării economice din această perioadă. Ea s-a bazat pe preţul scăzut al combustibililor fosili, îndeosebi al petrolului. Astăzi putem afirma că revenirea la un preţ scăzut al petrolului nu poate să se producă în viitor. Acest lucru datorîndu-se faptului că înlocuirea tehnologiilor energetice existente este o chestiune de lungă durată; astfel se constată că inerţia sistemelor de producere pe scară largă a energiei este relativ mare, de ordinul zecilor de ani, perioadă în care coexistă tehnologii energetice de diferite generaţii.

Astăzi omenirea face faţă unei tranziţii fundamentale în ceea ce priveşte resursele energetice şi eficienţa utilizării acestora, problema de bază a acestei tranziţii fiind penuria combustibililor fosili.

Pentru ţara noastră /1/ "Sursa principală şi condiţia hotărîtoare a dezvoltării în continuare în ritm susţinut a economiei naţionale şi a ridicării, pe această bază, a bunăstării întregului popor este, asigurarea unei creşteri substanţiale a eficienţei economice în utilizarea combustibililor şi energiei electrice.

Principalele direcţii pe care se va acţiona vor fi : modernizarea tehnologiilor şi raţionalizarea fluxurilor de producţie, creşterea continuă a randamentelor de transformare a energiei de la forma primară la cea de utilizare, pentru obţinerea unui efect economic sporit, cu un consum de energie primară cît mai redus..."

Randamentul transformărilor energetice ale ciclurilor termodinamice cunoscute a crescut de-a lungul anilor, ca urmare a îmbunătăţirilor tehnologice. Din anul 1924 pînă în 197o randamentul a crescut de la 15% la 33%. Pentru anul 199o se prevăd valori de circa 5o% pentru producţia globală de energie. Concepţia de proiectare a sistemelor energetice de pînă acum nu a favorizat economia de energie primară, ci mai degrabă reducerea cheltuielilor de investiţii. Ori, în condiţiile actuale, restricţiile de economisire a energiei primare şi de mediu (poluare) schimbă în mod inevitabil raportul dintre investiţii în instalaţii noi şi investiţii în tehnologii noi, în favoarea celor din urmă.

Marea majoritate a instalaţiilor de ardere industriale (generatoare de abur, cuptoare de topit sticla, cuptoare de ciment, cuptoare din industria metalurgică şi petrochimică etc.) sînt echipate cu arzătoare care realizează flăcări difuzive; acestea posedînd o serie de avantaje în exploatare : domeniu larg de stabilitate al arderii, pericol redus de retur al flăcării, posibilităţi largi de reglaj a lungimii flăcării şi deci a cîmpului de temperaturi şi concentraţii în focar, coeficient de emisivitate ridicat al flăcării, datorită formării particulelor de carbon în flacără. Astfel de flăcări se obţin în special atunci cînd combustibilul şi aerul necesar arderii se introduc fiecare separat în focar, iar procesele de schimb de masă şi căldură joacă un rol preponderent în realizarea arderii. Aceste flăcări industriale pot fi considerate în sens mai larg, ca element constructiv al instalaţiilor energetice şi termotehnologice, iar comportarea lor în diferite condiţii de funcţionare trebuie cunoscută dinainte.

Problemele posibile care ar putea apărea la construcţia şi în timpul funcţionării sînt prezentate în fig.1.1. Se dau condiţiile de funcţionare ale focarului, care se împart în condiţii de intrare şi de frontieră (contur). Condiţiile de intrare sînt mărimea şi direcţia curenţilor de masă alimentaţi în camera de ardere, precum şi proprietăţile lor. Condiţiile de contur sînt geometria arzătorului şi a camerei de ardere şi proprietăţile termice ale pereţilor şi gazelor de ardere la pereţi. Se urmăreşte cum influenţează condiţiile de intrare şi de contur asupra volumului şi pereţilor camerei de ardere, cît şi asupra ieşirii din cameră.

În multe cazuri practice este suficient dacă se cunoaşte temperatura şi compoziţia gazelor la ieşirea din focar. Pe baza bilanţului energetic se poate determina fluxul total de căldură preluat de pereţi şi randamentul camerei de ardere.

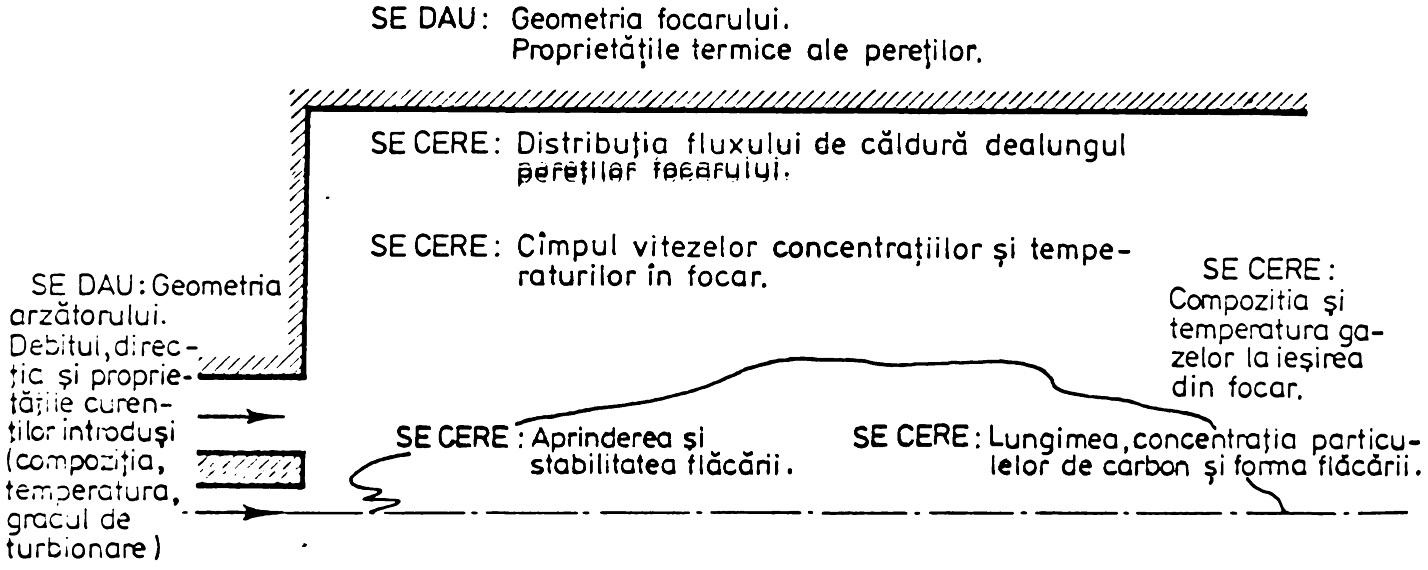


Fig.1.1. Principalele probleme care apar la construcţia unui focar.

Alte probleme puse în continuare se referă, la însăşi procesele din focar; distribuţia cîmpurilor de temperatură, concentraţii şi viteze, de care depind implicit : repartiţia fluxului de căldură din focar, aprinderea şi stabilitatea flăcării, formarea compuşilor poluanţi, depuneri şi eroziuni în camera de ardere.

Pentru a obţine flăcări difuzive cu astfel de caracteristici, încît să permită realizarea diferitelor procese tehnologice în condiţii optime, este necesar să se cunoască factorii fizici, chimici şi geometrici care determină proprietăţile flăcării.

Deoarece aceste mărimi se influenţează reciproc, este greu să se prevadă felul în care vor evolua unele din ele la variaţia unuia sau a mai multor parametri. Asemenea modificări ale unui parametru sînt deseori necesare din motive economice şi tehnologice, atît în timpul proiectării cît şi în exploatare (de ex. schimbarea sortului de combustibil sau a încărcării termice a camerei de ardere), problema centrală fiind determinarea distribuţiei fluxului de căldură în focar. Automatizarea proceselor de ardere reclamă, de asemenea, cunoştinţe suplimentare privind interacţiunea acestor mărimi.

Răspunsuri la întrebările din fig.1.1 sau la cele mai sus amintite au fost date în practică pe trei căi diferite :

- prin măsurători efectuate direct pe instalaţiile industriale;

- experimentări pe modele fizice şi camere de ardere semiindustriale, cu transpunerea rezultatelor prin intermediul legilor similitudinii şi
- prin elaborarea de modele matematice.

Dezideratele economice limitează în general experimentările cuprinzătoare, cu toate că acestea au dat primele rezultate în investigarea fenomenelor pentru care încă nu avem soluţii teoretice.

Experimentarea limitată şi pe modele a cîştigat teren în rîndurile cercetătorilor, mai ales datorită largii aplicabilităţi a teoriei similitudinii. Multe din problemele puse la proiectarea şi funcţionarea unei instalaţii pot fi rezolvate prin încercări pe modele de curgere reci. Transpunerea rezultatelor experimentale obţinute la curgeri izotermice la focarele reale, se face doar cu ipoteze puternic simplificatoare. De asemenea, cu această tehnică de investigare nu se pot obţine informaţii privind transferul de căldură prin radiaţie.

Măsurătorile efectuate în ultimii 2o de ani, pe instalaţii experimentale şi semiindustriale, cu ajutorul sondelor răcite cu apă sau a altor tehnici, au lărgit mult cunoştinţele despre comportarea flăcărilor industriale. Folosirea practică a acestor rezultate este însă mărginită, datorită experimentărilor efectuate pe flăcări simple (arzătoare şi focare cu geometrii simplificate), în timp ce în practică camerele de ardere sînt construite conform cerinţelor tehnologice, fiind încălzite cu mai multe flăcări.

Dificultăţile legate de experimentările industriale, cît şi limitele interpretării machetelor izoterme, au stimulat în ultimul deceniu dezvoltarea modelelor matematica ca mijloc de prevedere a proceselor din focare, încît se remarcă o trecere de la experimentarea cuprinzătoare la prevederile teoretice şi experimentarea limitată şi de la metodele analitice la metodele numerice.

Spectrul modelelor matematice pentru flăcări şi camere de ardere cuprinde de la formulări pur empirice pînă la modele care încearcă să descrie toate procesele parţiale ale fenomenelor de curgere, ardere şi transmitere a căldurii cu ajutorul legilor de bază ale fizicii şi chimiei.

Modelele pur empirice sînt des utilizate în practică, însă numai pentru cazuri speciale. În acelaşi timp modelele care au la bază legile fundamentale care descriu fenomenele din focare, în măsura în care pot fi prezentate închis , se întrebuinţează cu dificultate din cauza volumului de calcul prea mare. Ca şi compromis, trebuie elaborate modele de calcul, care pe cît posibil să ţină seama de legăturile fizice, efectuîndu-se simplificări empirice acolo unde volumul şi cheltuielile de calcul sînt prea mari.

Analiza oricărui fenomen parţial din camera de ardere trebuie să înceapă cu descrierea legăturilor fizice; astfel în fig.1.2 sînt prezentate schematic procesele fizice ale unei flăcări de difuzie închise. Corespunzător condiţiilor de intrare, combustibilul gazos şi aerul necesar arderii pătrund sepa-

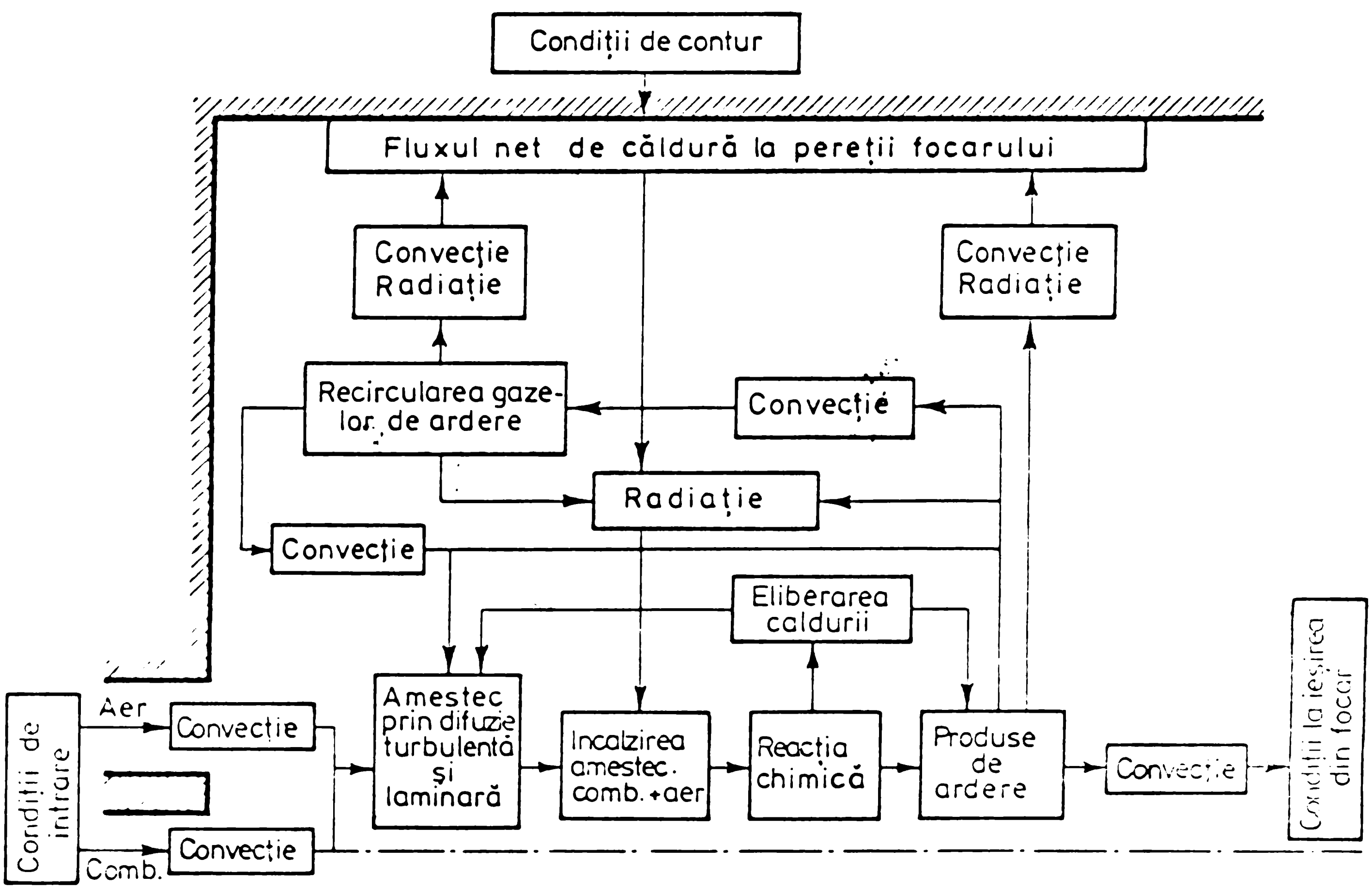


Fig.1.2. Interdependenţa mărimilor fizice la formarea unei flăcări de difuzie închise.

rat în focar, transmiţînd prin convecţie caracteristicile lor specifice. Ambele jeturi se amestecă şi cu gazele de ardere recirculate aduse din regiunea din aval a fluxului. Se deosebesc amestecul macroscopic, care apare la curgerea turbulentă (difuzie turbulentă) cît şi cel microscopic controlat de difuzia moleculară, ambele ducînd la încălzirea jetului combustibil gazos - aer. Procesul de încălzire mai este influenţat şi de căldura radiată de gazele de ardere şi pereţi (în cazul cînd aceştia nu sînt răciţi sau sînt răciţi puţin). Cînd amestecarea s-a făcut pînă la nivel molecular şi temperatura a atins un nivel destul de ridicat, apar reacţii violente (flăcări) între combustibil şi oxidant cu degajare mare de căldură. Căldura, dacă nu a fost instantaneu transmisă prin radiaţie, este transportată în continuare prin convecţie de către produsele de ardere; astfel o parte se reîntoarce şi serveşte la preîncălzirea compuşilor de reacţie, menţinînd aprinderea.

Într-un mod asemănător este favorizată aprinderea prin retrodifuzia radicalilor. Produsele de ardere fierbinţi, care în general ocupă cea mai mare parte a volumului focarului, se despart în doi curenţi :

- în curentul de recirculaţie, amintit mai sus şi
- în curentul care ajunge direct la ieşirea din focar.

Transmiterea căldurii de la gazele de ardere la pereţi se face combinat prin : radiaţie, convecţie şi conducţie (în stratul limită de curgere laminar).

Legăturile fizice prezentate în fig.1.2 pentru o flacără de difuzie a combustibililor gazoşi, cu mici modificări, poate sta ca bază de analiză a tuturor flăcărilor industriale şi cuprinde trei fenomene distincte :

- transportul convectiv şi difuziv (puternic influenţate de turbulenţă),
- reacţia de ardere,
- transfer de căldură prin radiaţie.

Corespunzător acestora, un model matematic al arderii şi transmiterii de căldură trebuie să cuprindă următoarele modele parţiale :

- un model de curgere, avînd la bază una din ipotezele turbulenţei,
- un model al reacţiei, bazat pe o ipoteză simplificatoare a reacţiilor din flăcări şi
- un model al schimbului de căldură prin radiaţie.

La cele expuse mai sus trebuie precizat că procesele de transport fizice sînt legate indisolubil de reacţiile chimice, iar un model matematic închis reclamă o cuplare corespunzătoare a modelelor parţiale amintite.

*

* *

Autorul exprimă şi pe această cale cele mai sincere mulţumiri conducătorului ştiinţific prof.dr.ing. Cornel UNGUREANU pentru îndrumarea permanentă şi sprijinul acordat la elaborarea lucrării, în formarea şi specializarea sa profesională.

De asemenea autorul mulţumeşte colegilor de la Facultatea de mecanică din Timişoara şi Cluj-Napoca, cercetătorilor de la ICSITEEMR Bucureşti, pentru ajutorul acordat pe parcursul şi la finalizarea cercetărilor.

1.2. SCOPUL ŞI OBIECTIVELE LUCRĂRII

Obiectivul fundamental al unei cercetări pozitive este, ca prin contribuţii teoretice sau experimentale, să constituie microelemente ale progresului ştiinţei şi tehnicii, integrîndu-se astfel în impetuoasa dezvoltare a cunoaşterii contemporane.

În ideea atingerii unui asemenea obiectiv, evident cu posibilităţile modeste ale unui individ şi în condiţiile unui domeniu restrîns în raport cu dimensiunile cunoaşterii, lucrarea îşi propune să aducă contribuţii la studiul distribuţiei fluxului de căldură în focarele generatoarelor de abur.

Pentru a răspunde utilului actual şi particular s-a căutat ca rezultatele obţinute să fie concretizate în metode noi de calcul, în interpretări practice, în formule şi grafice dar mai ales într-un model matematic unitar cu programul aferent de calcul numeric, direct aplicabil la studiul şi proiectarea agregatelor de cazan.

În acelaşi timp, pentru a răspunde utilului general şi perspectiv, s-a căutat ca rezultatele obţinute (programul de calcul) să depăşească cadrul restrîns al studiului flăcărilor de gaz metan difuzive în focare axial simetrice, în ideea racordării lor la condiţii speciale de ardere sau a utilizării diferitelor sorturi de combustibili.

Orice cercetător, după stabilirea temei şi a obiectivelor urmărite, îşi pune întrebarea firească : ce metodă să folosească pentru a ajunge la obiectivele propuse ? Istoria gîndirii şi culturii omeneşti indică două curente puternice : raţionalist şi empirist.

Aceste două curente, cu mulţi adepţi şi reprezentanţi de vază, şi-au disputat în decursul timpului cheia în cunoaşterea umană.

În ultimul deceniu vechea dispută dintre raţionalişti şi empirişti, dintre deducţie şi inducţie a intrat într-o fază nouă. Căci, pe lîngă aceste două căi, există şi o a treia, pe care astăzi nu o cunoaştem decît în fază incipientă, aceea a experimentului intelectual.

Maşinile electronice de calcul moderne au făcut posibilă rezolvarea economică a modelelor matematice care simulează fenomenele reale, evitînd atît soluţionarea analitică a sistemelor de ecuaţii ce descriu fenomenul, cît şi încercările experimentale dificile şi laborioase.

Astfel, cel puţin teoretic, orice fenomen poate fi reprezentat şi prin maşina de calcul, aşa cum poate fi descris cu ajutorul relaţiilor analitice sau reprodus în laborator.

Dacă fenomenul este cunoscut în liniile sale generale şi dacă programarea a fost riguroasă, maşina de calcul ne va da toate variantele şi concluziile posibile, după cele mai bune reguli ale experimentului.

În lumina acestor idei ale cunoaşterii, autorul a ales calea experimentului intelectual, utilizînd calculatorul electronic, în care ecuaţii potrivite rezumă fenomenul într-o scară nouă, pe care se poate experimenta teoretic.

Pentru prima dată, în această lucrare, în modelare, procesele complexe din focare în general, sînt considerate ca sistem. Orice sistem este o mulţime de componente care, în limitele anumitor condiţii de spaţiu şi timp interacţionează între ele obţinînd un rezultat. Cu excepţia omului sau a sistemelor ce includ omul, rezultatul este inconştient şi reprezintă consecinţa interacţiunii dialectice a sistemului cu alte sisteme. Un sistem real S_R (natural sau concret) poate fi definit ca o mulţime de componente C, o mulţime de relaţii interne R_i între componentele C, o mulţime de relaţii externe R_e între componentele C şi mediul înconjurător, respectiv o mulţime de programe de funcţionare P_f care determină procesul P în realizarea finalităţii F sau obiectivului O stabilit de om.

$$S_R = \left\{ C, R_i, R_e, P_f, F \text{ sau } O \right\} \qquad (1.1\text{-}1)$$

Oricărui sistem real S_R (1.1-1) i se poate ataşa un model matematic ce reprezintă într-o formă nouă, realitatea obiectivă, fig.1.3.

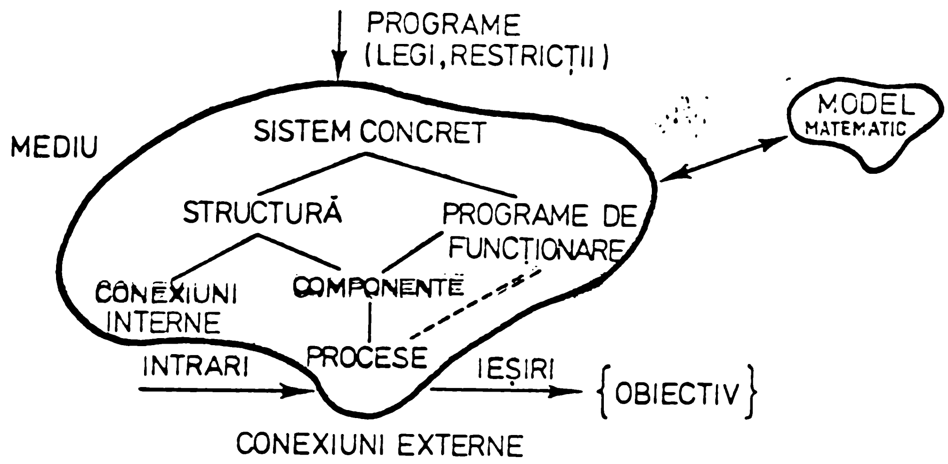


Fig.1.3. Conceptul de sistem şi legătura biunivocă cu modelul matematic.

În paragraful anterior s-au enumerat cerinţele şi greutăţile care apar la calculul flăcărilor şi focarelor generatoarelor de abur. Dat fiind scopul majorităţii focarelor industriale de a transmite energie termică eliberată prin reacţia chimică între combustibil şi oxidant, la agentul termic (în cazul cazanelor - apa), drept criteriu de apreciere al eficienţei funcţionării acestora, se alege în cadrul lucrării un calcul cît mai bun al cantităţii de căldură şi al distribuţiei fluxului termic.

S-a amintit deja că este necesar să se trateze procesele cuplate ale transportului prin convecţie, difuzie, radiaţie cu reacţiile chimice. Ca problemă secundară se pune şi găsirea gradului necesar de simplificare la determinarea proceselor parţiale complexe, pentru a obţine un calcul cît mai real al distribuţiei fluxului de căldură.

În prima parte, lucrarea se ocupă cu elaborarea unui model matematic pentru calculul proceselor : curgerii şi amestecului, al arderii complete şi al schimbului de căldură prin convecţie şi radiaţie, fenomene ce sînt descrise cu ajutorul legilor de bază ale fizicii : legile conservării masei, impulsului şi energiei.

Punctul de plecare îl reprezintă ecuaţiile de transport ale masei, impulsului şi entalpiei unui mediu continuu care curge turbulent şi reacţionează. Prin simplificări succesive se aduc ecuaţiile curgerii şi condiţiile de contur aferente la formă corespunzătoare rezolvării numerice. Se completează apoi aceste ecuaţii prin introducerea mecanismului de reacţie şi cel al transferului prin radiaţie, a căror rezolvare se leagă cît mai avantajos cu aceea a ecuaţiilor de transport.

Programul scris în limbajul Fortran IV a fost rulat pe un calculator FELIX-C256.

Pentru verificarea metodelor folosite în calculul distribuției fluxului de căldură se cer date experimentale asupra proceselor din focar. Din acest motiv au fost efectuate măsurători complete privind curgerea, arderea și transferul de căldură la arderea difuzivă a gazului metan într-un focar axial - simetric în cadrul Laboratorului de ardere al Institutului Politehnic Cluj-Napoca. Măsurătorile efectuate au avut ca scop :

- să verifice utilitatea metodelor folosite la deducerea modelelor parțiale și al celui complet;
- să compare rezultatele numerice cu cele experimentale privind distribuția fluxului de căldură în focar;
- să furnizeze date suplimentare pentru îmbunătățirea și dezvoltarea în continuare a metodelor de calcul.

Se poate rezuma că, pe baza interpretării critice a celor mai noi rezultate ale cercetării și a experienței proprii, autorul și-a propus elaborarea unui model matematic complet al arderii și transferului de căldură în focarele generatoarelor de abur, utilizînd metode de cercetare moderne (teoria sistemelor, analiza vectorială, simulare pe calculator), precum și verificarea acestuia prin cercetări experimentale.

Ponderea cea mai însemnată a cercetărilor teoretice și aplicative s-a axat pe studiul flăcărilor difuzive de gaz metan din focarele tub de flacără. Rezultatele obținute și modelul de calcul au fost apoi extinse la camerele de ardere ale generatoarelor magnetohidrodinamice (MHD) cît și asupra arderii cărbunilor pulverizați.

Scopul este de a oferi proiectanților și constructorilor de agregate de cazan un sistem închegat, unitar, de concepte cu un instrument de lucru perfecționat și rapid (programul de calcul), menit să faciliteze, să scurteze și să optimizeze analiza, proiectarea și executarea cazanelor, contribuind astfel la îmbunătățirea parametrilor calitativi și economici.

2 STADIUL ACTUAL AL CERCETĂRII ÎN DOMENIUL MODELELOR MATEMATICE ALE ARDERII ŞI DISTRIBUŢIEI FLUXULUI DE CĂLDURĂ ÎN FOCARE

Deoarece problematica legată de această lucrare este vastă, iar cunoştinţele de specialitate existente au crescut foarte mult în ultimul deceniu, se evită o analiză amănunţită a literaturii de specialitate. În paragraful 2.1 se citează cîteva din publicaţiile de bază necesare înţelegerii şi rezolvării proceselor din focare cu ajutorul modelelor matematice. Se mai dau indicaţii şi asupra metodologiei şi aparaturii necesare măsurătorilor efectuate în flăcări şi focare. În paragraful următor se clasifică modelele matematice existente ale arderii şi distribuţiei fluxului de căldură în camere de ardere, insistîndu-se asupra modelelor pluridimensionale, care au la bază legile generale ale fizicii şi cărora le aparţine şi modelul prezentat în această lucrare.

2.1. PRINCIPALELE LUCRĂRI DE SPECIALITATE CONSULTATE

Publicaţiile de bază, care fiecare în felul ei au permis dezvoltarea metodelor de cercetare a proceselor din focarele generatoarelor de abur, se pot împărţi după următoarele criterii :

a) principii de bază generale privind fenomenelogia şi înţelegerea fizică a proceselor din focare;
b) schimbul de căldură în focare;
c) procesul curgerii şi al amestecului;
d) reacţia de ardere;
e) metode şi instalaţii experimentale pentru studiul proceselor din focare.

a) Una dintre primele prezentări cuprinzătoare a fenomenelor care apar la arderea combustibililor fosili în focare este lucrarea lui KNORRE /2/, fiind concepută corespunzător necesităţilor de atunci a constructorilor de instalaţii termoenergetice. Două lucrări esenţiale asupra fenomenelor fizice de bază ale curgerii, cineticii arderii şi a schimbului de căldură în focare au fost publicate de STAMBULEANU /3/ şi PANOIU,

GRECOV, UNGUREANU, SINGER, CARABOGDAN /4/, reprezentînd punctul de plecare al majorității cercetătorilor români din acest domeniu. Institutul de energetică al Academiei R.S.R. a publicat /5/ rezultatele teoretice și experimentale legate de proprietățile flăcărilor difuziv turbulente ale combustibililor gazoși, utilizate în majoritatea instalațiilor de ardere, scoțînd în evidență avantajele acestora față de flăcările cinetice. O lucrare mai nouă despre principiile fizice de bază ale tehnicii arderii a fost publicată de GÜNTHER /6/, arderea combustibililor gazoși situîndu-se în primul plan. Se prezintă un volum mare de date experimentale, care pot servi la prezentarea sub formă de relații empirice a proceselor parțiale ale arderii.

b) Din cauza temperaturilor ridicate din focare, schimbul de căldură prin radiație are un rol dominant. Transferul de căldură prin convecție este mai puțin important și în majoritatea cazurilor practice poate fi determinat cu relațiile adimensionale între numerele NUSSELT, REYNOLDS și PRANDTL. Ca indicații generale pot fi folosite lucrările devenite clasice /7,8,9/, în care relațiile de calcul sînt propuse pentru diferite cazuri de instalații termice. Astfel, SCHMIDT /7/ recomandă pentru calculul transferului de căldură prin convecție într-un cuptor de cracare o relație de forma :

$$Nu = 0,040\ (Re)^{0,75} \qquad (2.1.1)$$

Principiile teoretice de bază ale transferului de căldură prin radiație au fost expuse de HOTTEL și SAROFIM /10/, apoi particularizate pentru medii absorbante și difuze de VISKANTA /11/ și BLOH /12/. În aceste lucrări sînt cuprinse problemele esențiale care stau la baza calculului și construcției modelelor de radiație :

- calculul caracteristicilor radiației (emisia și absorbția volumelor de gaz la un cîmp de concentrații și temperaturi cunoscut);
- calculul schimbului de căldură prin radiație între toate punctele spațiului focarului la un cîmp de temperatură și la caracteristici ale radiației volumelor gazoase și a pereților cunoscute.

Aplicabilitatea acestor cercetări în domeniul practicii inginerești este greoaie pe motivul necesității unui volum mare de cunoştinţe experimentale şi calcule. Rezultatele obţinute sînt aproximatice; însă în actuala etapă de dezvoltare a calculatoarelor s-au făcut progrese importante în calculul cît mai exact al radiaţiei, mai ales prin aşa numita "metodă a zonei" /1o/.

e) Legile de bază ale procesului curgerii şi al amestecului se găsesc în majoritatea manualelor de fizică; o prezentare clară şi cuprinzătoare au dat-o LANDAU şi LIFSHITZ /13/. GYARMATI /14/ deduce ecuaţiile generale de bilanţ ale unui fluid ce curge şi ale cărui componente reacţionează, ecuaţii utilizate şi în lucrarea de faţă.

Studiul detaliat al flăcărilor de difuzie implică şi cunoaşterea mecanismului turbulenţei, acest lucru rezumîndu-se în practica inginerească la alegerea celui mai potrivit model al turbulenţei. În acest sens lucrările lui KOLMOGOROV /15/, PRANDTL /16/ şi ROTTA /17/ sînt fundamentale.

Un real progres în studiul flăcării jetului limitat s-a realizat prin cercetările lui THRING şi NEWBY /18/, CRAYA şi CURTET /19/, stabilindu-se criteriile de similitudine între camerele de ardere şi modelele izoterme pentru determinarea procesului de recirculare a gazelor arse şi a lungimii flăcării.

În ultimul timp au devenit cunoscute procedee, care permit calculul cîmpului curgerii şi al amestecului, doar cu ajutorul datelor de intrare şi a condiţiilor de contact. Ca deschizător de drum trebuie amintit în primul rînd SPALDING şi grupul de cercetători de la Imperial College - London. Aceştia au arătat primii că metodele de rezolvare numerică a ecuaţiilor curgerii (NAVIER-STOKES) completate cu modele simple ale turbulenţei şi reacţiei de ardere, permit şi inginerului, cu cheltuieli de calcul acceptabile, să prevadă comportarea flăcărilor în focare industriale. Lucrarea fundamentală /2o/ publicată de un grup de autori de la Imperial College - London, descrie modelul de calcul al curenţilor şi flăcării bidimensionale (ecuaţii de tip eliptic) cu recirculare, fără a trata însă schimbul de căldură prin radiaţie. Procedeul limitat iniţial la curenţi bidimensionali, a fost continuu îmbunătăţit /21/, putîndu-se folosi şi la curenţi tridimensionali.

d) Printre primele lucrări experimentale, care s-au ocupat de flăcările de difuzie turbulente din camere de ardere, sînt acelea ale lui RUMMEL /22/, dovedind că arderea este controlată de amestec, deoarece timpul de reacţie este cu mult mai mic faţă de timpul de formare al amestecului combustibil.

Măsurători exacte asupra procesului arderii şi lungimii flăcării de hidrogen au permis lui VRANOS şi alţii /80/ elaborarea de ecuaţii diferenţiale, care prin integrare determină aproximativ structura flăcării turbulente de difuzie, adică structura impulsului, căldurii şi masei de combustibil, după propagarea lor în mediul în care se descarcă jetul.

Cercetări experimentale detaliate referitor la arderea difuzivă a metanului într-un focar cilindric au fost efectuate de GÜNTHER /6/, obţinîndu-se relaţii empirice ce dau posibilitatea calculului arderii complete şi a comparării structurii jetului limitat cu cel liber.

e) Bazele teoretice şi problemele practice ale principalelor metode de măsurare, accentuînd importanţa acestora în cadrul cercetărilor termotehnice, sînt dezvoltare în lucrările lui TÖLLE /23/ şi APOSTOLESCU /24/. Comunicările anuale ale Fundaţiei internaţionale de cercetări a flăcării (IFRF - I'Jmuiden), referitor la echipamentele, metodele şi aparatele utilizate în cercetare, reprezintă o călăuză de nădejde în abordarea problemelor arderii din laboratoarele şi uzinele noastre /25/.

Considerînd calculatorul electronic ca un instrument de rezolvare a modelelor matematice, se impune şi un studiu critic asupra diferitelor procedee numerice utilizate. Lucrarea lui ROACHE /26/ dă în acest sens răspunsuri, mai ales privind exactitatea şi stabilitatea diferitelor procedee numerice.

2.2. CLASIFICAREA MODELELOR MATEMATICE ALE ARDERII ŞI DISTRIBUŢIEI FLUXULUI DE CĂLDURĂ ÎN FOCARE

Datorită interesului crescînd al industriei în elaborarea noilor tehnologii şi favorizat de introducerea calculatoarelor electronice, în ultimul deceniu s-au dezvoltat un mare număr de modele matematice pentru studiul proceselor din focare.

O clasificare a modelelor de calcul poate avea loc din mai multe puncte de vedere, astfel :

- după felul agregatului (focare pentru generatoare de abur, cuptoare industriale),

- după natura combustibilului (gazos, combustibil lichid uşor sau greu, cărbune pulverizat) şi
- după scopul calculului şi gradul de complexitate.

Într-o lucrare de specialitate /27/ au fost rezumate principalele modele de calcul cunoscute pînă acum în trei tipuri :

- Tipul 1 - reprezintă aşa numitele modele de calcul globale, care permit doar calculul transferului total de căldură şi a temperaturii la ieşirea din focar.
- Tipul 2 - cuprinde modelele de calcul care permit determinarea desfăşurării unidimensionale a arderii şi a distribuţiei fluxului de căldură.
- Tipul 3 - serveşte la calculul distribuţiei pluridimensionale a fluxului de căldură, la tratarea simultană a cîmpurilor curgerii, concentraţiilor şi temperaturilor.

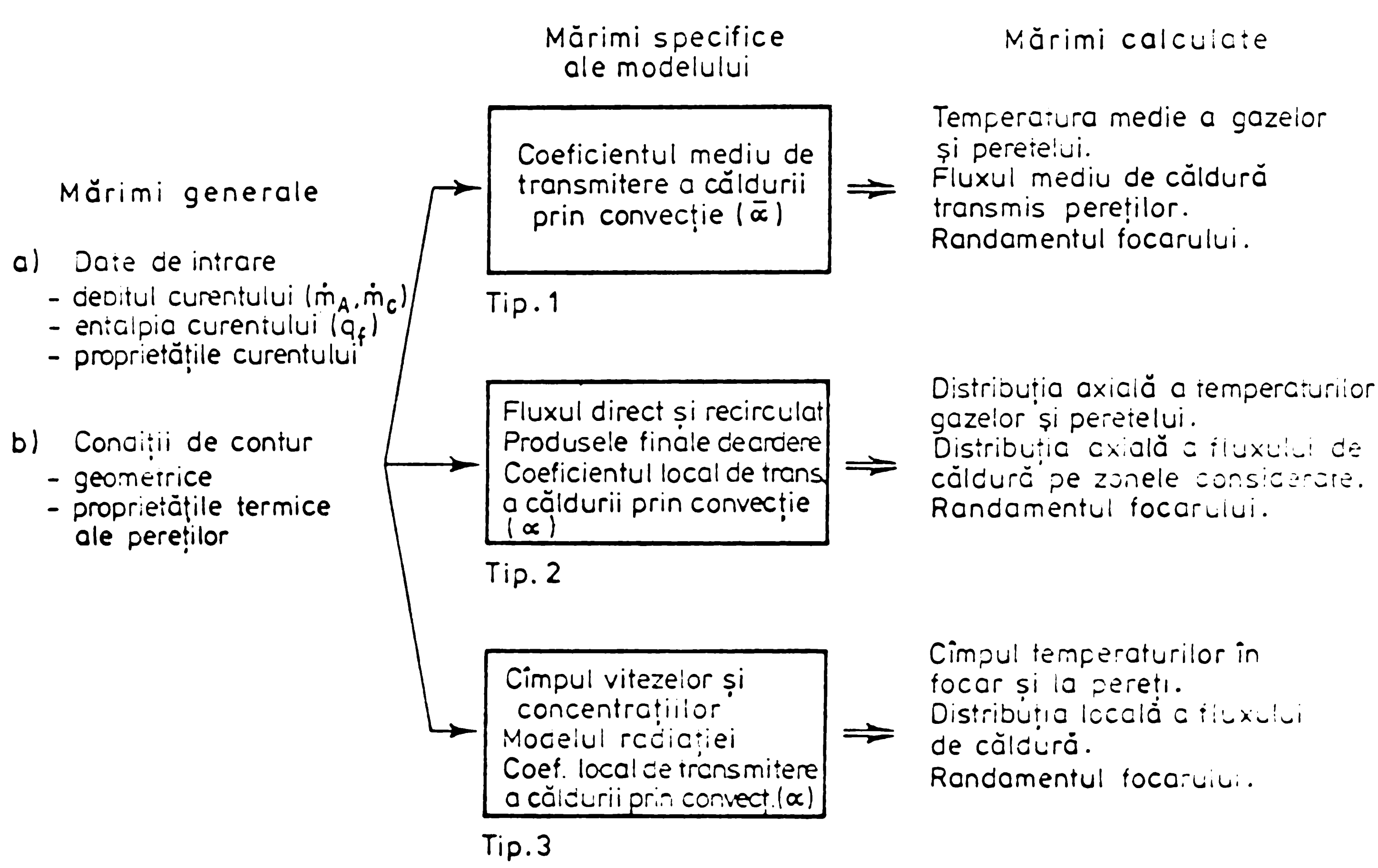


Fig.2.1. Schema calculului distribuţiei fluxului de căldură în focare cu modelele Tip 1,2,3.

Toate cele 3 modele de calcul au acelaşi scop : determinarea fluxului de căldură din focare funcţie de mărimile cunoscute. Informaţiile dobîndite cresc de la modelul de Tipul 1 la Tipul 3, fig.2.1 şi fig.2.2.

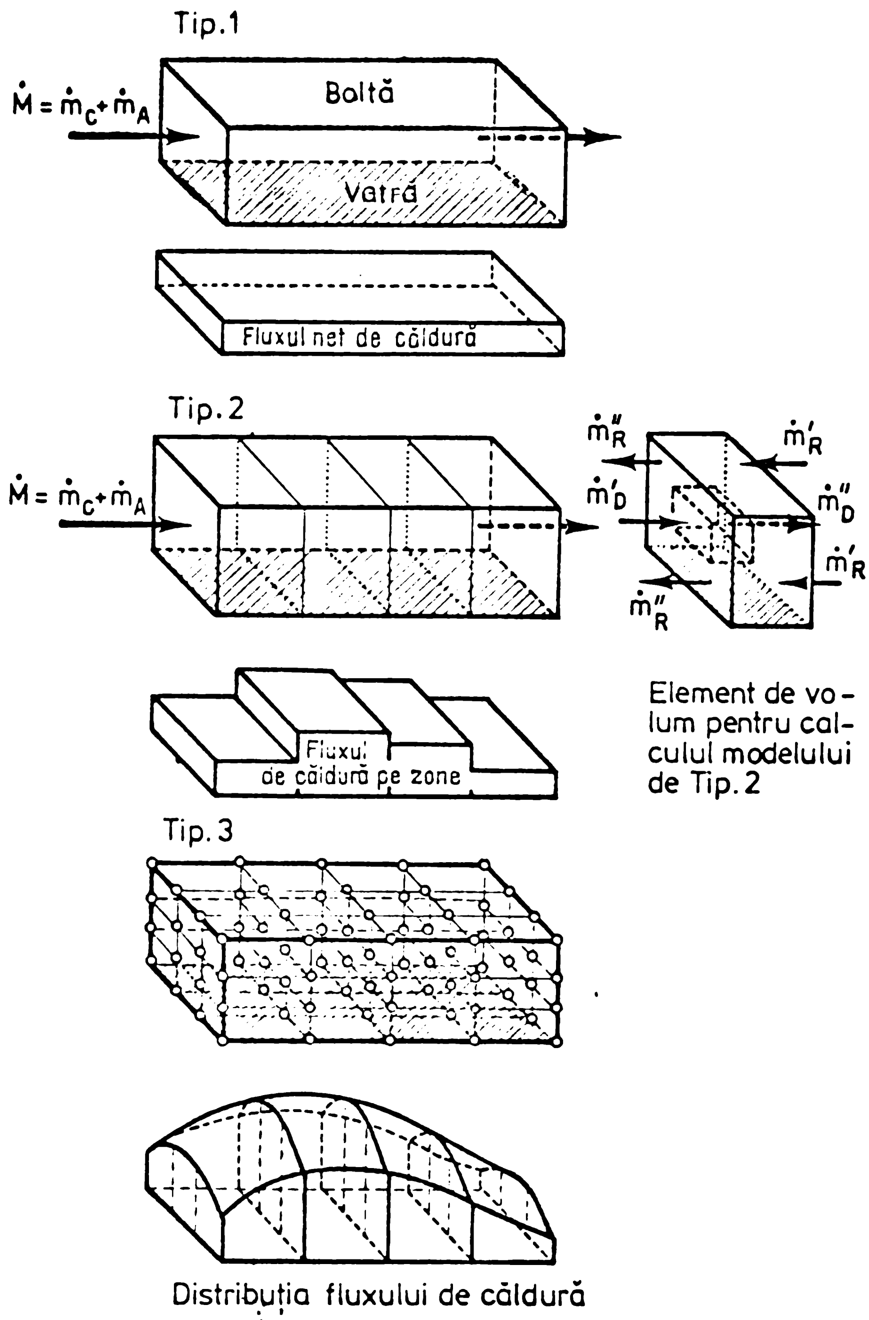


Fig.2.2. Reprezentare schematică a divizării focarului funcţie de tipul modelului (Tip 1,2,3).

Modelul de calcul de Tipul 1 tratează camera de ardere ca un tot unitar. El se bazează pe presupunerea că procesele care au loc în interiorul focarului au la bază un amestec ideal, caracterizat prin valorile medii ale temperaturilor, concentraţiilor, proprietăţilor radiative şi convective ale volumelor de gaz. Acest tip de model a fost folosit în practica inginerească mai ales la calculul ecranării focarelor generatoarelor de abur şi a cuptoarelor din industria petrochimică (reactoare).

Exemple tipice şi bine documentate ale acestui tip de model sînt "well stirred furnace model" după HOTTEL şi SAROFIM /1o/ şi metoda GURVICI /28/ pentru calculul schimbului de căldură în focar.

Utilizarea modelelor este totuşi limitată, putînd apărea abateri mari de la realitate în cazul aplicării acestora la focare lungi cu secţiune mică, cît şi atunci cînd avem temperaturi de funcţionare joase. Un avantaj al acestui tip de model este cheltuiala de calcul redusă, dezavantajele trebuie căutate în faptul că nu avem informaţii despre procesele parţiale din camera de ardere.

Modelul de Tipul 2, s-a dezvoltat iniţial pentru calculul focarului cazanului cu tub de flacără, pentru a determina repartiţia fluxului de căldură în lungul direcţiei principale de curgere. În cazul cel mai simplu se presupune o curgere tip "piston" de-a lungul întregii camere de ardere. Dacă modelul de Tip 1 se baza pe presupunerea că se poate determina valoarea medie a fluxului de căldură pentru întreaga cameră de ardere, la modelul de Tip 2 această presupunere este valabilă pentru elementele singulare în care a fost împărţit, fig.2.2. Mărimile caracteristice ale flăcării (concentraţii, temperaturi etc.) sînt considerate constante şi se calculează pe baza bilanţurilor de masă şi energie pentru fiecare volum finit sub formă de disc al focarului. Se poate calcula astfel distribuţia unidimensională a fluxului de căldură la pereţi. Modelul de calcul cel mai cunoscut de genul acesta este /1o/, /29/ pentru focare cu gaz.

Modelele de calcul simplificate, în care este considerată curgerea tip "piston" nu permit determinarea influenţei curenţilor de recirculaţie asupra calculului distribuţiei fluxului de căldură. Îmbunătăţirile aduse se pot grupa în două feluri :

- GÜNTHER /3o/ împarte focarul în două domenii; primul cuprinde zona din focar unde există atît curentul primar cît şi cel de recirculare, fiind tratat ca un amestec ideal (Model de Tip 1). Acestui domeniu i se ataşează o zonă de curgere tip "piston" (Model de Tip 2). Modelul modificat constă în esenţă dintr-o cuplare a celor două tipuri de modele tratate.
- HADLEY şi JACKSON /31/ includ în calculul mărimilor de intrare aportul gazelor recirculate; considerînd un amestec omogen

format din combustibil, aerul necesar arderii şi gazele recirculate avînd temperatura produselor de ardere la ieşirea din focar. Pentru geometrii simple de focare se recomandă determinarea parametrilor fluxului recirculat după THRING şi NEWBY /18/ sau CRAYA şi CURTET /19/.

Utilizarea modelelor de Tip 2 a dat rezultate bune în calculul focarelor lungi cu zone de recirculaţie restrînse. Evaluări mai slabe se obţin cînd zona de recirculaţie este extinsă la aproape întreaga lungime a camerei de ardere, apărînd în secţiunile perpendiculare pe direcţia principală de curgere gradienţi mari ai concentraţiilor şi temperaturii. Pentru astfel de cazuri şi mai ales cînd axa flăcării este înclinată faţă de axa focarului, sînt necesare modele de calcul pluridimensionale - tip 3.

Aceste modele pot da răspunsuri la următoarele probleme din focare :

- distribuţia temperaturilor şi a fluxului de căldură
- calculul curgerii şi al concentraţiilor
- determinarea produşilor poluanţi.

La modelul de Tip 3 se divide camera de ardere de-a lungul sistemului de coordonate ales, cît şi transversal pe aceasta în domenii parţiale, fig.2.2. In funcţie de geometria camerei de ardere şi repartiţia flăcărilor, sînt necesare modele de calcul bidimensionale sau tridimensionale. O problemă tipic bidimensională este calculul unui focar circular axial-simetric cu admisia combustibilului şi aerului necesar arderii de-a lungul axei de simetrie. Funcţie de sistemul de coordonate ales, problemele bidimensionale se pot extinde şi la focare paralelipipedice sau sferice.

La rîndul lor modelele de calcul de Tip 3 se pot împărţi în două grupe, funcţie de mărimile ce doresc a fi calculate:

- calculul distribuţiei pluridimensionale a fluxului de căldură şi temperaturilor - Tip 3a
- calculul distribuţiei spaţiale a vitezelor şi concentraţiilor - Tip 3b.

Primul grup de modele (Tip 3a) se bazează pe aşa numitul procedeu al "zonei" dezvoltat de HOTTEL şi SAROFIM /1o/ şi constă în rezolvarea bilanţurilor energetice ale volumelor camerei de ardere, în timp ce la modelele de calcul ale celei de a doua grupe (Tip 3b), pe lîngă bilanţurile energetice, se calculează şi ecuaţiile de transport.

La procedeul "zonei" camera de ardere şi suprafaţa pereţilor se divide într-un număr finit de volume şi arii, numite zone. Fiecărei zone i se atribuie o valoare caracteristică (medie) a mărimilor cîmpului. Se scriu apoi bilanţurile energetice asemănător cu cele de la Tipul 1 şi 2 pentru fiecare zonă în parte. Pentru aceasta trebuie cunoscute o serie de date privind cîmpul vitezelor, concentraţiilor, coeficienţii de transfer prin convecţie, mărimile turbionare de schimb, proprietăţile radiative ale volumelor şi suprafeţelor etc. O parte din aceste date sînt luate din măsurători directe sau apreciate cu ajutorul relaţiilor empirice. Rezultă de aici principalele dezavantaje ale metodei "zonei" :

- necesită un număr mare de date de intrare, care sînt specifice fiecărui tip de flacără, sort de combustibil, geometrie a focarului;
- rezolvîndu-se doar bilanţurile energetice se dă un răspuns parţial la complexul de fenomene din camerele de ardere;
- împărţirea rigidă a camerei de ardere nu ţine seama de amplasarea flăcărilor şi zonelor de recirculaţie, încît o serie de mărimi de calcul de intrare sînt luate arbitrar;
- volum şi timpi mari de calcul.

Cu toate acestea, procedeul "zonei" s-a folosit cu succes la calculul exact al schimbului de căldură prin radiaţie /32/, mai ales cînd s-au cunoscut cît mai veridic proprietăţile radiative ale combustibilului şi ale produselor de ardere. Schimbul de căldură a fost determinat mai ales cu aşa numiţii coeficienţi totali şi direcţi de transfer prin radiaţie, care sînt daţi pentru diferite geometrii de focare /33/.

BAMMERT şi REHWINKEL /34/ aplică metoda "zonei" la calculul unui focar de radiaţie pentru cazan. Cu toate că a utilizat o metodă simplificată a "zonei" şi a considerat modele simple ale procesului curgerii şi amestecului, a obţinut rezultate satisfăcătoare, verificate apoi prin măsurători pe o instalaţie reală. LATSCH /35/ a îmbinat pentru prima dată ecuaţiile semiempirice ale curgerii, amestecului şi arderii complete cu metoda "zonei", obţinînd pentru flăcările de difuzie închise o concordanţă foarte bună între datele referitoare la distribuţia fluxului de căldură calculate şi cele măsurate.

Metoda "zonei" a fost aplicată cu destul succes şi la calculul focarelor generatoarelor mari de abur. Astfel STEWARD şi GURUZ /36/ s-au ocupat de un focar încălzit cu păcură, WALL /37/ de un focar încălzit cu cărbune pulverizat, iar ARSCOTT /38/ determină fluxul de căldură în focarul unui generator de abur de 5oo MW, folosind un model izoterm al curgerii la scara 1:16 şi a teoriei difuziei pentru schimbul de căldură prin radiaţie. Rezultatele intermediare obţinute pe modelul izoterm au fost folosite ca şi date de intrare în procedeul MONTE CARLO de calcul al radiaţiei. Măsurătorile experimentale pe cazanul de 5oo MW au confirmat justeţea metodei propuse.

Tipurile de modele expuse anterior au fiecare avantajul lor, legat mai ales de scopul calculului. Pentru calcule globale şi expeditive se recomandă modelele de Tip 1 şi 2. Distribuţii spaţiale exacte ale temperaturilor şi fluxului de căldură prin radiaţie se obţin cu modelul de Tip 3a, atunci cînd transferul de căldură prin convecţie poate fi neglijat. Dezvoltarea în continuare a acestor tipuri de modele cu aplicabilitate la flăcările de difuzie este în general limitată, datorită utilizării datelor experimentale sau a relaţiilor empirice privind curgerea şi amestecul. În acelaşi timp modelele de Tip 3b avînd la bază ecuaţiile transportului de masă, impuls, specii chimice şi energie, permit abordarea oricărui proces parţial din camera de ardere, cunoscînd un număr redus de date de intrare şi condiţiile de contur. Corespunzător curgerii multidimensionale, ecuaţiile de transport sînt ecuaţii diferenţiale cu derivate parţiale, deduse pe baza bilanţurilor la volumele infinitezimale ale camerei de ardere. Scopul metodei este de a rezolva simultan acest sistem de ecuaţii diferenţiale în dependenţă de condiţiile iniţiale şi de contur corespunzătoare modului de funcţionare a focarului. Pentru aceasta trebuie în primul rînd abordate problemele legate de :

- rezolvarea numerică şi
- stabilirea şi includerea diferitelor modele parţiale (ex. turbulenţa, radiaţia etc.).

Majoritatea metodelor numerice de rezolvare a ecuaţiilor de transport publicate pînă în prezent au la bază metoda diferenţelor finite; există totuşi şi lucrări care pentru rezolvarea acestora utilizează metoda elementelor finite. Alegerea uneia din aceste metode depinde de forma matematică a ecuaţiilor diferenţiale ce descriu procesul. Astfel deosebim pentru curgeri cu viteză subsonică :

- curenţi bidimensionali parabolici (curgeri în stratul limită, jeturi libere);
- curenţi bidimensionali eliptici (curgeri cu recirculare);
- curenţi tridimensionali, care raportaţi la o direcţie sînt parabolici (curenţi în stratul limită tridimensional);
- curenţi tridimensionali generali.

Algoritmii de calcul pentru rezolvarea curenţilor bidimensionali cu ajutorul metodei diferenţelor finite au fost stabiliţi de mai mult timp. După o analiză critică ROACHE /26/ propune pentru curenţi bidimensionali folosirea procedeului cu diferenţe finite ce utilizează ca variabile dependente funcţia de curent şi viteza unghiulară a vîrtejului, considerînd curgerea staţionară.

Una din cele mai importante metode de rezolvare a proceselor din focare,ce cuprind curenţi eliptici staţionari bidimensionali, a fost dată de GOSMAN şi alţii /2o/. Ca variabile dependente se folosesc funcţia de curent şi viteza unghiulară a vîrtejului. Prin integrarea ecuaţiilor de transport pe volumele de control stabilite ale spaţiului focarului se obţine o formulă de substituţie. Cu ajutorul acesteia se îmbunătăţesc după fiecare ciclu iterativ, cîmpurile de mărimi ale variabilelor dependente, evaluate mai întîi grosolan, pînă cînd corespund condiţiilor de contur.

Rezolvarea modelelor matematice ale arderii şi transferului de căldură în focare, care au la bază ecuaţiile de transport, se loveşte de dificultatea includerii turbulenţei în modelele de calcul. Pentru aceasta s-au căutat diferite modele ale turbulenţei, multe din ele folosesc "viscozitatea" turbulentă pentru definirea mărimilor de schimb turbionar ale masei şi entalpiei. Viscozitatea turbulentă poate fi definită ad-hoc /2o/ sau calculată cu ajutorul lungimii de amestec a lui PRANDTL /16/; mai nou /39/ aceasta se calculează din energia cinetică turnionară k şi dintr-o a doua mărime care descrie caracterul local al turbulenţei, de exemplu : (l) - scara turbulenţei, sau, (W) - patratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente, sau (ε) - coeficientul de difuzie turbulentă.

SPALDING /39/ a dat o serie de exemple pentru utilizarea modelului k-W propus de el. PAI, RICHTER şi LOWES /4o/ au folosit modelul k-W al turbulenţei înglobîndu-l în programul de calcul al lui GOSMAN pentru calculul curgerilor bidimensionale închise fără turbionare iniţială a fluxurilor. S-au obţinut rezultate mulţumitoare privind concordanţa cîmpurilor vitezelor calculate şi măsurate.

După punerea la punct a programelor de calcul pentru rezolvarea ecuaţiilor de transport, luîndu-se în considerare şi un model al turbulenţei, s-au obţinut rezultate remarcabile privind calculul curenţilor turbulenţi închişi, fiind astfel aproape de descrierea proceselor din focare. La acestea mai trebuia adăugat mecanismul reacţiei de ardere ce depinde de tipul de combustibil utilizat, cît şi luarea în consideraţie a radiaţiei.

Introducerea schimbului de căldură prin radiaţie în ecuaţia generală de bilanţ energetic nu poate fi făcută direct, datorită naturii diferite a fenomenelor studiate, ceea ce transpus matematic duce la imposibilitatea rezolvării unei cuplări a ecuaţiilor diferenţiale cu derivate parţiale cu cele integro-diferenţiale. Pentru a putea permite rezolvarea cuplată, este necesar să se utilizeze ipoteze simplificatoare. Una din acestea propune limitarea schimbului de căldură prin radiaţie la una, două, patru sau chiar şase direcţii /41/, astfel încît ecuaţiile integro-diferenţiale ale schimbului de căldură prin radiaţie pot fi aduse la forma ecuaţiilor diferenţiale obişnuite, înglobate în ecuaţiile de transport ca termen de sursă şi rezolvate concomitent cu acestea. Cele mai cunoscute modele de schimb de căldură prin radiaţie au fost propuse de MILNE-EDDINGTON /11/ şi SCHUSTER-SCHWARZSCHILD /42/.

Primul model de calcul al unui focar industrial avînd la bază rezolvarea aproximativă a ecuaţiilor de transport a fost conceput de PUN şi SPALDING în 1967 /2o/. Ei au calculat flăcările de difuzie turbulente ale unui combustibil gazos într-un focar axial-simetric, utilizînd metoda de rezolvare propusă de GOSMAN. Pentru aceasta au folosit o ipoteză ad-hoc a viscozităţii turbulente, un model simplu al reacţiei bazate pe ipoteza "amestec = ars", neluînd în considerare schimbul de căldură prin radiaţie. Datorită acestor simplificări metoda nu a fost verificată experimental.

Primele verificări experimentale ale unui model matematic al arderii şi transferului de căldură în focar au fost efectuate de GIBSON şi MORGAN /43/. Ei au dezvoltat un program de calcul pentru o flacără de cărbune pulverizat, închisă, bidimensională. Deşi calculele derivă direct din acelea ale lui PUN şi SPALDING, ele totuşi tratează un sistem mai complex din trei puncte de vedere. În primul rînd curentul conţine particule solide care reacţionează cu gazele cu viteză finită, în al doilea rînd sistemul este radiant termic şi în al treilea rînd camera de ardere are pereţi răciţi izotermic. Scopul calculului a fost transferul de căldură la pereţii camerei de ardere, pe care le-au comparat cu măsurătorile pe un focar experimental la B.C.U.R.A. Rezultatele au fost foarte bune pentru flăcările neturbionate iniţial, în timp ce pentru cele turbionate s-au obţinut rezultate mai puţin satisfăcătoare.

Special pentru a obţine date cu care să se poată verifica modelele de schimb de căldură prin radiaţie simplificate cît şi procesele de curgere şi amestec, I.F.R.F. - I'Jmuiden a iniţiat un program detaliat de cercetare. PAI şi LOWES /4o/, utilizînd programul eliptic al lui GOSMAN şi modelul turbulenţei k-W al lui RICHTER, au obţinut rezultate bune privind arderea şi amestecul la o flacără de gaz metan.

RICHTER şi QUAK /44/ au verificat un model îmbunătăţit al arderii cărbunelui pulverizat într-un cuptor de ciment. Astfel, utilizînd un model cu patru fluxuri (direcţii) pentru schimbul de căldură prin radiaţie au obţinut rezultate mulţumitoare privind distribuţia fluxului de căldură de-a lungul direcţiei principale de curgere.

Cercetări mai recente efectuate la Universitatea din Stuttgart (I.V.D.) au fost axate în direcţia perfecţionării modelelor matematice ale radiaţiei pentru flăcările combustibililor lichizi, ZAYOUNA /45/ pentru formarea produşilor NO_x /46/ CHAE şi /47/ MÜLLER, avînd la bază metoda de calcul dezvoltată de PUN şi SPALDING.

ZUBER /21/ a informat despre un procedeu de calcul numeric al ecuaţiilor de transport pentru masă, impuls, specii chimice şi energie dezvoltat independent de cel al lui SPALDING, aplicabil la geometrii tridimensionale. Schimbul de căldură prin radiaţie este descris şi aici cu un model foarte simplificat, încît concordanţa dintre mărimile calculate şi măsurate este în general mai slabă ca la modelele bidimensionale.

Din trecerea în revistă a bibliografiei consultate, se desprind următoarele concluzii :

- în ultimii zece ani, dată fiind marea răspîndire în energetică şi industrie a flăcărilor difuziv-turbulente, cunoştinţele despre procesele parţiale ale arderii şi transferului de căldură au crescut considerabil;
- pentru valorificarea rapidă a acestor rezultate în scopul obţinerii unei proiectări şi exploatări de înalt nivel a agregatelor de cazan, cercetarea actuală a ales drumul de compromis dintre empirism şi raţionalism, adică "experimentul intelectual" sau - cum este mai larg cunoscut - modelul matematic;
- raţiunea dezvoltării în continuare a modelelor matematice multidimensionale în scopul prevederii proceselor din focarele generatoarelor de abur, constă în faptul că aceste modele, avînd la bază legile fundamentale ale fizicii şi chimiei, permit cu mici modificări abordarea oricărui fenomen parţial din camerele de ardere;
- rezultatele obţinute, utilizînd modele matematice multidimensionale ale camerei de ardere, depind de calitatea modelelor parţiale ale turbulenţei, reacţiei de ardere şi schimbului de căldură prin radiaţie, care în multe cazuri mai pot fi şi trebuie îmbunătăţite sau dezvoltate (ex. flăcările de combustibil lichid);
- cercetarea experimentală trebuie aplicată în continuare, mai ales la determinarea constantelor empirice conţinute în modelele parţiale şi apoi de a verifica în ce măsură aceste modele speciale de calcul pot fi extinse şi la alte fenomene (ex. la arderea diferitelor sorturi de combustibili);
- rezultă, din cele expuse mai sus, necesitatea dezvoltării în continuare a modelelor matematice, bidimensionale ale arderii şi transferului de căldură în focarele industriale, ca o problemă deschisă de perspectivă cu mari aplicabilităţi în practică.

3 ELABORAREA MODELULUI MATEMATIC

3.1. ECUAȚIILE MIȘCĂRII

3.1.1. METODE DE CERCETARE - Comparație între descrierea mișcării a lui LAGRANGE și EULER

Studiul mișcării unui fluid se poate face în două moduri diferite :

Metoda LAGRANGE abordează mișcarea unei particule fluide dM în același fel ca mișcarea unui punct material, identificîndu-i poziția prin

$$\vec{r} = \vec{r}\,(\vec{R},t)\ , \qquad (3.1\text{-}1)$$

la momentul t = o; $\vec{r} = \vec{R}$, fig.3.1-a.

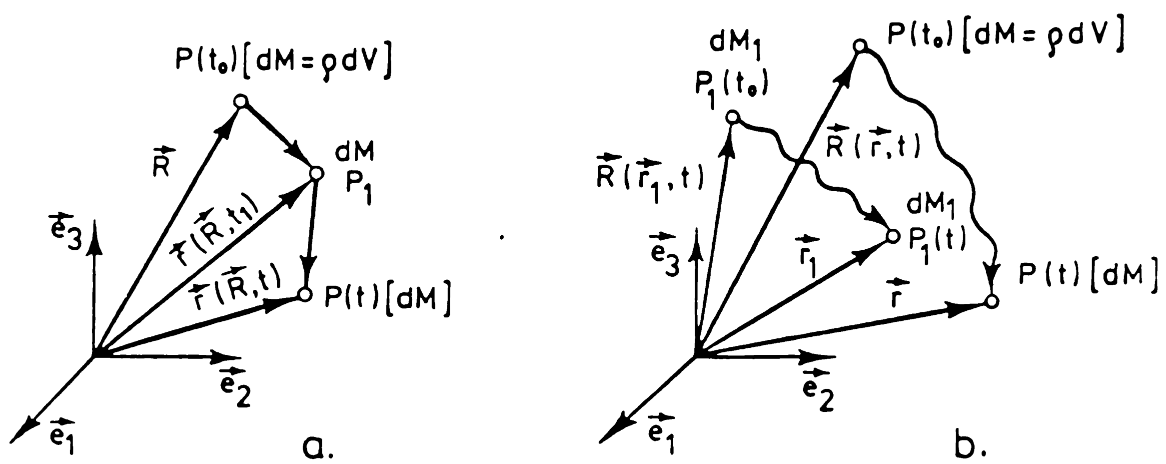


Fig.3.1. Notații pentru descrierea mișcării : a) după LAGRANGE; b) după EULER.

Viteza particulei la momentul t, este :

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \left(\frac{\partial \vec{r}}{\partial t}\right)_{\vec{R}} = \vec{v}\,(\vec{R},t) \qquad (3.1\text{-}2)$$

Deoarece LAGRANGE se referă întotdeauna la particule materiale, metoda mai poate fi numită ca "descrierea materială a mișcării".

Metoda EULER examinează cîmpul vitezelor în diferite puncte ale spațiului ocupat de fluidul în mișcare și variația în timp a acestor viteze, fig.3.1-b.

Astfel

$$\vec{v} = \vec{v}\left[\vec{R}\ (\vec{r},t),t\right] = \vec{v}\ (\vec{r},t), \qquad (3.1\text{-}3)$$

modul de tratare al lui EULER numindu-se şi "descrierea spaţială a mişcării".

Deşi notaţiile vectoriale (3.1-1 - 3.1-3) au caracterizat sintetic deosebirile dintre cele două metode de studiu, se pune întrebarea firească, care mod de tratare a mişcării este mai potrivit pentru modelele matematice ale curgerii, arderii şi transferului de căldură din focare.

Metoda LAGRANGE, fiind strîns legată de noţiunea de particulă materială, se pretează la studiul arderii amestecurilor gaz - substanţă solidă, aşa cum se prezintă o flacără de cărbune pulverizat. În acest caz interesează traiectoria particulei de cărbune pentru a obţine o ardere optimă, completă în spaţiul focarului.

În cazul flăcărilor omogene, metoda poate fi aplicată la studiul concentraţiilor diferitelor specii chimice (ex. formarea NO_x /48/), urmărindu-se traiectoria unui volum elementar de gaz de la intrare pînă la ieşirea din focar.

O astfel de descriere a mişcării cere, pentru fiecare particulă studiată, o ecuaţie proprie; deoarece particulele se influenţează reciproc, aceste ecuaţii trebuie cuplate între ele. Pentru a urmări numai mişcarea unei mase de fluid formată din n particule sînt necesare n ecuaţii, conducînd la soluţii dificile şi cheltuieli de calcul foarte mari.

Pentru a descrie structura şi comportarea flăcărilor, în majoritatea cazurilor este suficient să cunoaştem cîmpurile locale ale vitezelor, concentraţiilor, temperaturilor etc; aceasta corespunzînd metodei EULER. Calculele se simplifică mult prin utilizarea analizei vectoriale; astfel că pentru determinarea valorilor locale ale unei mărimi din cîmp (făcînd abstracţie de condiţiile iniţiale şi de contur), trebuie rezolvată o singură ecuaţie. Cheltuielile de calcul sînt mult mai mici ca la metoda LAGRANGE. Ecuaţiile curgerii tratate în continuare, cît şi modelul matematic al arderii şi transferului de căldură, au la bază metoda EULER.

3.1.2. ECUAȚII DE BILANȚ

3.1.2.1. FORMA GENERALĂ A ECUAȚIILOR DE BILANȚ

Ecuațiile de bilanț (continuitate) exprimă principiul conservării materiei și totodată al continuității (neexistența unor spații lipsite de materie într-o masă fluidă în mișcare).

Se consideră Φ o proprietate conservativă oarecare a unui fluid dintr-un volum V aflat în repaus față de un sistem de coordonate, fig.3.2. Dacă ρ este masa specifică a fluidului și φ valoarea specifică a proprietății, atunci

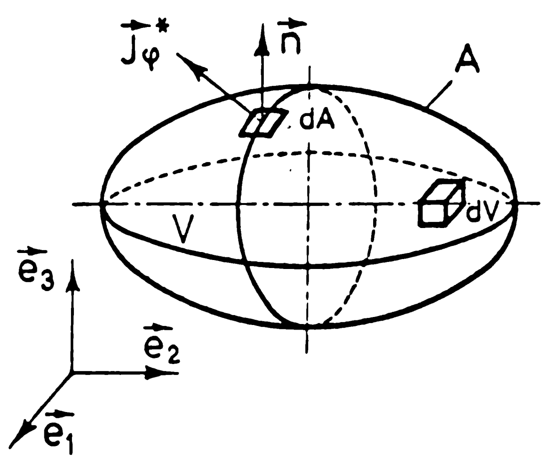


Fig.3.2. Notații pentru deducerea ecuației generale de bilanț.

$$\Phi = \int_V \rho \cdot \varphi \cdot dV \ , \qquad (3.1\text{-}4)$$

iar variația în raport cu timpul este :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \varphi)dV \ . \qquad (3.1\text{-}5)$$

Variația proprietății Φ se produce din următoarele motive:

- datorită curgerii (variația lui Φ pe suprafața A a volumului V);
- din cauza formării (sursă) sau dispariției proprietății Φ în volumul considerat.

Fluxul curentului cu proprietatea Φ pe suprafața A, ce delimitează volumul considerat, este caracterizat prin vectorul $\vec{J}_\varphi^*$ (fiind pozitiv cînd vectorul viteză $\vec{v}$ este îndreptat în afară)

$$\vec{J}_\varphi^* = \rho \cdot \varphi \cdot \vec{v}_\varphi \ , \qquad (3.1\text{-}6)$$

Termenul de sursă S_φ , reprezintă cantitatea ce se crează (sau dispare) în volumul elementar pe unitatea de timp.

Astfel ecuația de bilanț (3.1-5) devine :

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \varphi)dV = - \oint_A \rho\varphi\vec{v}_\varphi \cdot \vec{n} \ dA + \int_V S_\varphi \cdot dV \qquad (3.1\text{-}7)$$

Aplicînd primului termen din membrul drept TEOREMA

...SS-OSTROGRADSKI, rezultă

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho.\varphi)dV = -\int_V \operatorname{div}(\rho.\varphi\,\vec{v}_\varphi)dV + \int_V S_\varphi\, dV \quad (3.1\text{-}8)$$

reprezentînd forma integrală a ecuaţiei de bilanţ a proprietăţii Φ , iar relaţia (3.1-9) forma diferenţială.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) = -\operatorname{div}(\rho.\varphi\,\vec{v}_\varphi) + S_\varphi \quad (3.1\text{-}9)$$

Forma definitivă a ecuaţiei de bilanţ utilizată în continuare la studiul mărimilor caracteristice a cîmpurilor este:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varphi) + \operatorname{div}(\rho.\varphi\,\vec{v}_\varphi) - S_\varphi = 0 \quad (3.1\text{-}10)$$

3.1.3. ECUAŢII DE BILANŢ SPECIFICE PROCESELOR DE ARDERE ŞI TRANSMITERE A CĂLDURII

Pentru un fluid care curge şi reacţionează, ecuaţiile de bilanţ specifice sînt în primul rînd cele stabilite pentru:

- masă M
- impuls I
- masele diferitelor specii chimice M_j
- entalpie H

astfel că în ecuaţia 3.1-10 proprietatea specifică generală φ , trebuie înlocuită cu proprietatea particulară scalară sau vectorială a cîmpului studiat.

3.1.3.1. ECUAŢIA DE BILANŢ PENTRU MASĂ

Notînd

$$\Phi \equiv M \qquad \varphi = \frac{M}{M} = 1 \quad (3.1\text{-}11)$$

este masa specifică şi în tot mediul continuu $S_\varphi = 0$.
Din (3.1-10) rezultă :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho.\vec{v}) = 0 \quad (3.1\text{-}12)$$

ecuaţia continuităţii.

3.1.3.2. ECUAȚIA DE BILANȚ PENTRU IMPULS

Pornind de la ecuația fundamentală a dinamicii (legea a doua a lui NEWTON)

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = \sum \vec{F} \qquad (3.1\text{-}13)$$

aceasta poate fi extinsă asupra unei mase de fluid ce ocupă un volum elementar $dM = \rho\, dV$ și asupra căruia acționează o forță masică exterioară, aferentă elementului de masă $d\vec{K}$, cît și o forță de tensiune aplicată asupra masei fluide limitate de elementul de suprafață $dA_n(d\vec{S})$.

Cu notațiile din fig.3.3 putem scrie :

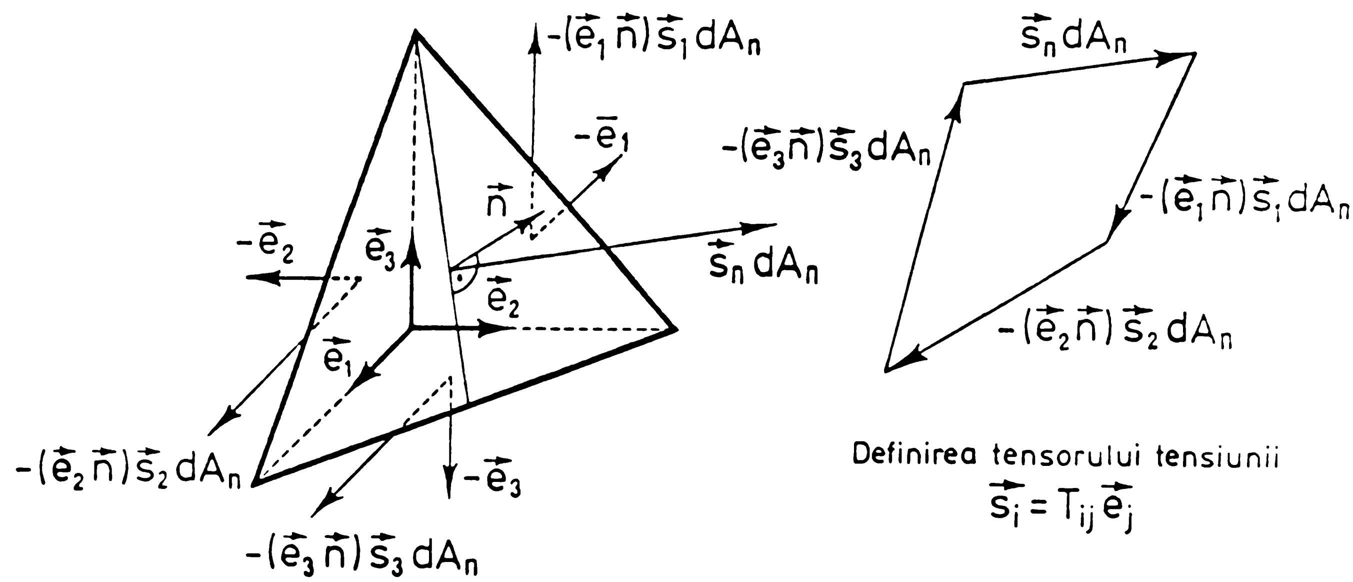


Fig.3.3. Determinarea rezultantei efortului tangențial.

$$d\vec{S} = \oint_{dA} \vec{s}_n\, dA_n = \oint_{dA} (\vec{e}_i\, \vec{n})\vec{s}_i\, dA_n = \oint_{dA} n_i\, T_{ij}\, \vec{e}_j\, dA_n =$$

$$= \oint_{dA} \vec{n}\, T\, dA_n \qquad (3.1\text{-}14)$$

Prin utilizarea formulei lui GREEN relația (3.1-14) devine :

$$d\vec{S} = \int_{dA} \vec{n}\, T\, dA_n = \mathrm{Div}\; T\, dV \qquad (3.1\text{-}15)$$

Forța masică exterioară este definită prin :

$$d\,\vec{K} = \rho\,.\vec{k}\; dV \qquad (3.1\text{-}16)$$

unde $\vec{k}$ este forța masică specifică.

Conform legii lui NEWTON (3.1-13) făcînd înlocuirile (3.1-15) şi (3.1-16) avem :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \mathrm{Div}\ T + \rho \vec{k}\ , \qquad (3.1\text{-}17)$$

care este ecuaţia de bilanţ a impulsului sub formă diferenţială. Aşa cum s-a arătat, în lucrare preferăm descrierea mişcării după EULER, în acest caz ecuaţia (3.1-17) devine :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho.\vec{v}\ ) + \mathrm{Div}(\rho.\vec{v}\ \vec{v}\ ) \qquad (3.1\text{-}18)$$

sau

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{v}\ ) + \mathrm{Div}(\rho\ \vec{v}\ \vec{v}\ ) = \mathrm{Div}\ T + \rho\ \vec{k} \qquad (3.1\text{-}18')$$

Tensorul eforturilor unitare T se descompune în două părţi : tensiunile vîscoase T_v şi presiunea statică pE; astfel că ecuaţia de bilanţ pentru impuls ia forma (ecuaţiile NAVIER-STOKES):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\ \vec{v}) + \mathrm{Div}(\rho\ \vec{v}\ \vec{v} - T_v) + \mathrm{grad}\ p - \rho\ \vec{k} = 0 \quad (3.1\text{-}19)$$

3.1.3.3. ECUAŢIA DE BILANŢ PENTRU SPECII CHIMICE (COMPONENTE ALE CONŢINUTULUI CARE CURG ŞI REACŢIONEAZĂ)

Pornind de la ecuaţia (3.1-1o), notăm :

$$\Phi \equiv M_j$$

$$\varphi = \frac{M_j}{M} = m_j \qquad (3.1\text{-}2o)$$

fiind masa totală iar M_j masa speciei chimice j. Deoarece suma maselor parţiale M_j este egală cu masa totală M, putem scrie

$$\sum_j m_j = 1 \qquad (3.1\text{-}21)$$

şi prin înlocuirea relaţiei (3.1-2o) în (3.1-1o) avem :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho.m_j) + \mathrm{div}(\rho\ m_j\ \vec{v}_j) - S_j = 0 \qquad (3.1\text{-}22)$$

$\vec{v}_j$ este viteza absolută de transport a speciei chimice j şi este compusă din :

$$\vec{v}_j = \vec{v} + \vec{w}_j \qquad (3.1\text{-}23)$$

$\vec{v}$ - fiind viteza de deplasare a particulei de fluid, iar
$\vec{w}_j$ - viteza relativă de variaţie a masei particulei M_j în raport cu masa totală M (viteză de difuzie).

Între aceste viteze există relaţia de dependenţă :

$$\rho \vec{v} = \sum_j \rho m_j \vec{v}_j \tag{3.1-24}$$

care arată că densitatea fluxului masei totale este formată din suma densităţilor fluxurilor maselor parţiale ale speciilor chimice.

Densitatea fluxului de difuzie a speciei j poate fi definită prin :

$$\vec{J}_j \equiv \rho m_j \vec{w}_j , \tag{3.1-25a}$$

sau utilizînd relaţia (3.1-23)

$$\sum_j \vec{J}_j = \sum_j \rho m_j \vec{w}_j = \sum_j \rho m_j \vec{v}_j - \sum_j \rho m_j \vec{v} = 0 \tag{3.1-25b}$$

Înlocuind relaţiile (3.1-24) şi (3.1-25b) în ecuaţia generală (3.1-22) obţinem :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho m_j) + \mathrm{div}(\rho m_j \vec{v} - \vec{J}_j) - S_j = 0 \tag{3.1-26}$$

În cazul curgerii fără reacţie chimică, termenul de sursă S_j este nul ($\sum_j S_j = 0$).

Considerînd o reacţie chimică ce se desfăşoară după schema

$$\sum_{j=1}^{l} \nu^*_{jk} \mathcal{M}_j \longrightarrow \sum_{j=l+1}^{p} \nu^*_{jk} \mathcal{M}_j \tag{3.1-27}$$

membrul stîng reprezintă masa produselor iniţiale, iar membrul drept, masa produselor finale. $\mathcal{M}_j$ - este masa molară a speciei j, ν^*_{jk} - coeficientul stoechiometric al speciei j, la a k-a reacţie.

Conform convenţiei, membrul stîng are valoare negativă, iar membrul drept pozitivă. Pe baza principiului conservării masei putem scrie :

$$\sum_{j=1}^{p} \nu^*_{jk} \cdot \mathcal{M}_j = 0 \tag{3.1-28}$$

Este util ca în locul coeficientului stoechiometric ν^*_{jk}

să se utilizeze coeficienţi stoechiometrici raportaţi, ca de exemplu :

$$\nu_{jk} = \frac{\nu^{*}_{jk} \cdot \mathcal{M}_j}{\sum_{j=l+1}^{p} \nu^{*}_{jk} \mathcal{M}_j} , \qquad (3.1\text{-}29)$$

raportul dintre masa speciei j care participă la a k-a reacţie şi masa produselor finale.

Fiecărei reacţii ce se desfăşoară după schema (3.1-27) îi este atribuită o viteză de reacţie R_k, reprezentînd cantitatea de masă ce ia naştere la a k-a reacţie pe volum şi în unitatea de timp.

Vitezele de formare S_{jk} a produşilor j la a k-a reacţie sînt în următoarea dependenţă cu R_k

$$S_{jk} = \nu_{jk} R_k \qquad (3.1\text{-}3o)$$

sau prin însumarea maselor parţiale rezultă termenul de sursă

$$S_j = \sum_{k=1}^{n} S_{jk} = \sum_{k=1}^{n} \nu_{jk} R_k \qquad (3.1\text{-}31)$$

Astfel obţinem ecuaţia completă de bilanţ a speciei chimice j pentru n reacţii chimice :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\, m_j) + \mathrm{div}(\rho\, m_j \vec{v} + \vec{J}_j) - \sum_{k=1}^{n} \nu_{jk} R_k = o \qquad (3.1\text{-}32)$$

3.1.3.4. ECUAŢIA DE BILANŢ PENTRU ENTALPIE

Înlocuind în ecuaţia generală de bilanţ (3.1-1o) notaţiile

$$\Phi \equiv H_g$$

$$\varphi = \frac{H_g}{M} = h_g \qquad (3.1\text{-}33)$$

corespunzător entalpiei specifice totale h_g avem :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\, h_g) + \mathrm{div}(\rho\, h_g \vec{v}_{h_g}) - S_{h_g} = o \qquad (3,1\text{-}34)$$

Entalpia specifică totală h_g este formată din entalpia specifică h şi energia cinetică specifică $\frac{\vec{v}^{\,2}}{2}$

$$h_g = h + \frac{\vec{v}^{\,2}}{2} \qquad (3.1\text{-}35)$$

Pentru deducerea termenului de sursă din ecuaţia (3.1-34) se porneşte de la ecuaţiile de bilanţ pentru energiile cinetică şi potenţială :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\frac{\vec{v}^{\,2}}{2}\right) + \mathrm{div}\left(\rho\frac{\vec{v}^{\,2}}{2}\vec{v} - \vec{v}.T\right) + \frac{T}{\mathrm{Grad}\,\vec{v}} - \rho\vec{v}\,\vec{k} = o \qquad (3.1\text{-}36)$$

şi

$$\frac{\partial(\varepsilon_p\cdot\rho)}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho\,\varepsilon_p\,\vec{v}) + \rho\,\vec{v}\,\vec{k} = o \qquad (3.1\text{-}37)$$

deduse din ecuaţiile NAVIER-STOKES (3.1-19) şi de continuitate (3.1-12).

În ecuaţia (3.1-37) s-a notat

$$\vec{k} = -\,\mathrm{grad}\;\varepsilon_p \qquad (3.1\text{-}38)$$

După cum se ştie, energia mecanică specifică ε_m a unei particule a fluidului este formată din suma :

$$\varepsilon_m = \frac{\vec{v}^{\,2}}{2} + \varepsilon_p \qquad (3.1\text{-}39)$$

şi i se poate ataşa o ecuaţie generală de bilanţ de forma (3.1-10)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\,\varepsilon_m) + \mathrm{div}(\rho\,\varepsilon_m\vec{v} + \vec{J}_{\varepsilon_m}) - S_{\varepsilon_m} = o \qquad (3.1\text{-}40)$$

Din însumarea ecuaţiilor (3.1-36) şi (3.1-37) şi compararea cu ecuaţia (3.1-40) rezultă că densitatea fluxului energiei mecanice $\vec{J}_{\varepsilon_m}$ este dată de produsul vectorului vitezei şi tensorul eforturilor unitare :

$$\vec{J}_{\varepsilon_m} = -\,\vec{v}\;T \qquad (3.1\text{-}41)$$

iar termenul de sursă de raportul

$$S_{\varepsilon_m} = -\,\frac{T}{\mathrm{Grad}\,\vec{v}} \qquad (3.1\text{-}42)$$

Ecuaţia de bilanţ a energiei totale ε, a sumei dintre energia mecanică ε_m şi energia internă u , trebuie să fie fără termenul de sursă, pe baza primului principiu al termodinamicii:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\cdot\varepsilon) + \mathrm{div}(\rho\cdot\varepsilon\,\vec{v} + \vec{J}\,) = o \qquad (3.1\text{-}43)$$

Făcînd diferenţa dintre (3.1-43) şi (3.1-40) se obţine ecuaţia de bilanţ a energiei interne, $u = \varepsilon - \varepsilon_m$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + div(\rho\, u\, \vec{v} + \vec{J}_{\varepsilon} - \vec{J}_{\varepsilon_m}) + S_{\varepsilon_m} = 0 \qquad (3.1\text{-}44)$$

Densitatea fluxului de căldură este considerată diferența :

$$\vec{J}_q = \vec{J}_{\varepsilon} - \vec{J}_{\varepsilon_m} \qquad (3.1\text{-}45)$$

Relația dintre energia internă și entalpie fiind

$$u = h - \frac{p}{\rho} = h_g - \frac{\vec{v}^{\,2}}{2} - \frac{p}{\rho} \qquad (3.1\text{-}46)$$

prin introducerea expresiei (3.1-46) în ecuația (3.1-44) și după efectuarea calculelor se obține o nouă formă a ecuației (3.1-34)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_g) + div(\rho\, \vec{v} + \vec{J}_q) - div(p\, \vec{v} + \vec{v}\, T) - \frac{\partial p}{\partial t} - \rho\, (\vec{v}.\vec{k}) = 0 \qquad (3.1\text{-}47)$$

de unde rezultă termenul de sursă

$$S_{h_g} = \frac{\partial p}{\partial t} + div(p\, \vec{v} + \vec{v}\, T) + \rho\, (\vec{v}\, \vec{k}) \qquad (3.1\text{-}48)$$

Așa cum s-a mai arătat, tensorul eforturilor unitare T, poate fi descompus în două (partea presiunii statice pE și partea tensiunilor vîscoase T_v)

$$T = - pE + T_v \qquad (3.1\text{-}49)$$

Astfel se simplifică expresia termenului de sursă la forma :

$$S_{h_g} = \frac{\partial p}{\partial t} + div(\vec{v}.T_v) + \rho\, (\vec{v}.\vec{k}) \qquad (3.1\text{-}50)$$

3.1.4. DIFUZIA MOLECULARĂ

Densitatea locală a fluxului unei proprietăți specifice a curentului de fluid (φ) este dată de relația :

$$\vec{J}_{\varphi}^{\,*} = \rho\, \vec{v}_{\varphi}\, \varphi \qquad (3.1\text{-}51)$$

$\vec{v}_{\varphi}$ - fiind viteza de transport percepută de un observator în repaus (viteză absolută). În ecuația (3.1-51) în locul lui $\vec{v}_{\varphi}$, trebuie introdusă viteza de mișcare a centrului de greutate a particulei studiate $\vec{v}$. Astfel

$$\vec{J}_{\varphi}^{\,*} = \rho\, \vec{v}.\, \varphi + \vec{J}_{\varphi} \qquad (3.1\text{-}52)$$

$\rho \vec{v} \varphi$ fiind partea convectivă a densității fluxului, iar $\vec{J}_{\varphi}$ partea difuzivă (substanțială).

Difuzia moleculară este un fenomen complex ce reprezintă un transport macroscopic de substanţă ca urmare a agitaţiei termice moleculare. Acestui fenomen îi aparţin :

- frecarea internă
- difuzia materială
- transmiterea căldurii.

3.1.4.1. FRECARE INTERNĂ

Frecarea internă se poate exprima ca difuzie a impulsului specific $\vec{v}$ ($\vec{v}$ este în această notaţie impulsul pe unitate de masă)

$$J_{\vec{v}} = - T_v \qquad (3.1\text{-}53)$$

iar T_v este tensorul tensiunilor de frecare datorită viscozităţii; rezultă că densitatea fluxului de difuzie este o mărime tensorială (impulsul fiind o mărime vectorială).

Presupunînd că fluidul este newtonian, forţele de frecare şi astfel fluxul de difuzie, va putea fi calculat cu ipoteza lui STOKES, cunoscîndu-se vitezele de curgere :

$$T_v = 2\eta \left[\dot{D} - (\tfrac{1}{3}\operatorname{div}\vec{v})E\right] \qquad (3.1\text{-}54)$$

Relaţia arată că tensorul forţelor de frecare T_v este proporţional cu tensorul vitezelor de deformaţie $\dot{D}$. Acest lucru fiind analog cu legea lui HOOK, dacă se înlocuieşte $\dot{D}$ din ecuaţia (3.1-54) cu tensorul vitezelor de deformaţie $\dot{D}$ /49/

$$\dot{D} = (\operatorname{Grad}\vec{v})^s \qquad (3.1\text{-}55)$$

$\dot{D}$ fiind format din partea simetrică a tensorului gradienţilor vitezelor de translaţie.

Astfel efortul de frecare devine :

$$T_v = 2\eta \left[(\operatorname{Grad}\vec{v})^s - (\tfrac{1}{3}\operatorname{div}\vec{v})E\right] \qquad (3.1\text{-}56)$$

Coeficientul de proporţionalitate η reprezintă viscozitatea dinamică.

Relaţia lui STOKES (3.1-54) are la bază o ipoteză empirică; un caz particular al acesteia este ipoteza lui NEWTON, valabilă pentru curenţi la care apar gradienţi ai vitezelor de translaţie perpendicular pe direcţia de curgere.

$$\tau_{xy} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial y} \qquad (3.1\text{-}57)$$

Pentru gaze este valabilă o relaţie de forma (3.1-57) dedusă din teoria cinetico-moleculară /5o/, din care rezultă că viscozitatea dinamică η este proporţională cu densitatea ρ

cu viteza medie a moleculelor de gaz $\sqrt{\bar{v}_g^2}$ şi drumul liber mijlociu λ^* :

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \sqrt{\bar{v}_g^{\,2}}\, \lambda^* \qquad (3.1\text{-}58)$$

Relaţia stă la baza înţelegerii şi elaborării ulterioare a modelelor turbulenţei.

3.1.4.2. DIFUZIA MATERIALĂ

Prin particularizarea relaţiilor generale obţinute în termodinamica proceselor ireversibile /14/ se pot obţine ecuaţiile difuziei moleculare ale speciei chimice j într-un amestec de specii j şi l, presupunînd că temperatura şi presiunea sînt constante şi că moleculele sînt supuse aceloraşi forţe exterioare - legea lui FICK,

$$\vec{J}_{n,j} = - D_{j,l} \text{ grad } n_j \left[\frac{\text{kmol}}{\text{m}^2\text{s}} \right] \qquad (3.1\text{-}59)$$

unde $\vec{J}_{n,j}$ este densitatea fluxului molar de difuzie, n_j - densitatea molară a speciei j, $D_{j,l}$ - coeficientul (binar) de difuzie. Pentru gaze $D_{j,l}$ este dedus aproximativ din teoria cinetico-moleculară a gazelor :

$$D_{j,l} = \frac{1}{3} \lambda_{j,l} \sqrt{\bar{v}_{g,j}^{\,2}} \qquad (3.1\text{-}6o)$$

$\lambda_{j,l}$ - fiind drumul liber mijlociu al moleculei j în amestecul j, l, iar $\sqrt{\bar{v}_{g,j}^2}$ viteza medie a moleculelor de gaz (a se compara cu relaţia 3.1-58).

Schimbul de materie conform relaţiei (3.1-59), pentru aceeaşi masă molară a celor două componente şi în condiţiile amintite (presiune şi temperatură constantă) duce la egalitatea

$$\vec{J}_{n,j} = \vec{J}_{n,l} \qquad (3.1\text{-}61)$$

Pentru mase molare diferite $\mathcal{M}_j$ şi $\mathcal{M}_l$ avem totdeauna o densitate de flux din diferenţa :

$$\vec{J}_j^{\,*} - \vec{J}_l = \rho \vec{v} \qquad (3.1\text{-}62)$$

unde $\vec{J}_j^{\,*} = \mathcal{M}_j \vec{J}_{n,j}$ şi $\vec{J}_l = \mathcal{M}_l \cdot \vec{J}_{n,l}$

şi ţinînd seama de relaţiile (3.1-52), (3.1-59), (3.1-61) şi (3.1-62) după transformări obţinem densitatea fluxului de difuzie a speciei j :

$$\vec{J}_j = -(1 + m_j \frac{\mathcal{M}_l - \mathcal{M}_j}{\mathcal{M}_j}) D_{j,l} \text{ grad}(\rho, m_j) \qquad (3.1\text{-}63)$$

sau

$$\vec{J}_j = - \rho D_{j,l} \text{ grad } m_j \qquad (3.1\text{-}64)$$

Relaţia de mai sus este valabilă pentru un amestec de două componente în condițiile (p = ct și T = ct). La un amestec format din m componente relația dintre densitățile fluxului de difuzie și gradienții de concentrație este mult mai complicată /51/. Pentru elaborarea modelului matematic al flăcării combustibililor gazoși, relațiile de mai sus sînt suficiente.

Fluxurile de difuzie expuse pînă acum sînt cauzate de diferențele de concentrații. Pot apărea fluxuri de difuzie materială și din alte motive :

- fluxuri materiale cauzate de gradienții de temperatură (termodifuzie)
- fluxuri materiale la apariția gradienților de presiune
- fluxuri materiale pe baza influenței forțelor exterioare (cîmp electric).

Pentru calculele de ardere /4/ pe lîngă difuzia obișnuită (gradientul concentrațiilor), de importanță este doar difuzia termică (efect SORET). Astfel densitatea fluxului de masă pentru două componente, ținînd seama și de termodifuzie după HIRSCHFELDER /51/ este dat de relația :

$$\vec{J}_j = -\rho D_{j,l} \operatorname{grad} m_j + D_j^T \operatorname{grad}(\ln T) \qquad (3.1\text{-}65)$$

D_j^T - este constanta de termodifuzie pentru componenta j, iar grad(ln T) forța termodinamică.

3.1.4.3. TRANSMITEREA CĂLDURII

Densitatea fluxului total de căldură $\vec{J}_q$ definit în relația (3.1-45) se compune din :

$$\vec{J}_q = \vec{J}_{q,m} + \vec{J}_{q,R} \qquad (3.1\text{-}66)$$

în care $\vec{J}_{q,m}$ este densitatea fluxului de căldură molecular (transportul molecular al energiei interne), iar $\vec{J}_{q,R}$ este densitatea fluxului radiației termice (care va fi dezvoltat în paragraful 3.5).

Într-un sistem cu o singură componentă, transmiterea căldurii se poate trata ca difuzie a energiei cinetice suplimentare a moleculei, corespunzător legii lui FOURIER :

$$\vec{J}_{q,m} = -\lambda \operatorname{grad} T \qquad (3.1\text{-}67)$$

λ fiind conductibilitatea termică. Pentru un sistem cu o singură componentă gazoasă j, λ este :

$$\lambda = \frac{1}{6} \rho \sqrt{\overline{v}_s^{\,2}}\, \lambda^{*} f . R_j \qquad (3.1\text{-}68)$$

unde λ^{*} este drumul liber mijlociu al moleculei j, f - numărul gradelor de libertate ale mişcării moleculare şi R_j constanta gazului de specie j.

Pentru un sistem de două sau mai multe componente, densitatea fluxului de căldură molecular $\vec{J}_{q,m}$, se completează cu încă două procese de difuzie :

- difuzia materiei, cînd entalpiile specifice ale componentelor au valori diferite şi
- un proces analog difuziei termice (efect DUFOUR) /51/ (în flăcări industriale contribuţia acestui proces este mică şi poate fi neglijat).

Considerînd o tratare simplificată a difuziei materiei datorită diferenţelor entalpiilor specifice, densitatea fluxului de căldură molecular are expresia :

$$\vec{J}_{q,m} = - \lambda \operatorname{grad} T + \sum_{j=1}^{p} h_j \vec{J}_j \qquad (3.1-69)$$

h_j - fiind negativul entalpiei formării componentei j, iar $\vec{J}_j$ densitatea fluxului de difuzie a lui j.

3.1.5. REZUMAT AL ECUAŢIILOR DE BILANŢ

Ecuaţiile de bilanţ prezentate în capitolul precedent constituie baza matematică a analizei şi înţelegerii proceselor din focare. După cum se observă, fenomenele de frecare, transport de masă şi de căldură, sînt descrise prin acelaşi tip de ecuaţii, ceea ce se explică prin faptul că au la bază acelaşi mecanism condiţionat de mişcarea haotică a moleculelor. Pe acest fundament matematic se vor dezvolta în continuare particularităţile specifice arderii în focare (curenţi turbulenţi, reacţie de ardere, transmitere de căldură prin radiaţie) şi dată fiind importanţa ecuaţiilor, mai sînt prezentate încă o dată centralizat în tabelul 3.1.

Tabelul 3.1. Ecuaţiile de bilanţ.

Ecuaţii pentru	Variabila considerată	Unitatea de măsură a variabilei	Variaţia locală în raport cu timpul	Convecţia şi difuzia	Termenul de sursă		Nr. ecuaţiei
Continuitate	1	—	$\frac{\partial \rho}{\partial t}$	$+ \operatorname{div}(\rho \vec{v})$		$=0$	3.1-70a
Impuls	$\vec{v}$	$\frac{m}{s}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v})$	$+ \operatorname{Div}(\rho \vec{v}\vec{v} - T_v)$	$+ \operatorname{grad} p - \rho \vec{k}$	$=0$	3.1-70b
Specii chimice	m_j	$\frac{kg_j}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\rho m_j)$	$+ \operatorname{div}(\rho m_j \vec{v} + \vec{J}_j)$	$- \sum_{k=1}^{n} \nu_{jk} R_k$	$=0$	3.1-70c
Entalpie	h_g	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_g)$	$+ \operatorname{div}(\rho h_g \vec{v} + \vec{J}_{q,m})$	$- \frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J}_{q,R} - \operatorname{div}(\vec{v}\, T_v) - \rho(\vec{v}\,\vec{k})$	$=0$	3.1-70d

3.2. SCHIMBUL DE MASĂ ŞI CĂLDURĂ ÎN FLACĂRA DIFUZIV TURBULENTĂ

Instalaţiile de ardere industriale folosesc aproape în exclusivitate flăcări turbulente, în care procesele de schimb de masă şi de căldură se desfăşoară conform legilor curgerii turbulente. Astfel, un model matematic al arderii şi transferului de căldură în focare, construit pe baza ecuaţiilor curgerii, trebuie să precizeze şi influenţa turbulenţei asupra acestor procese.

Conform teoriei lui HINZE /52/, mişcarea turbulentă presupune existenţa unei curgeri neregulate, în care diversele mărimi suferă variaţii haotice în timp şi spaţiu şi la care se pot defini statistic valorile medii (constante în timp). La un asemenea proces stocastic, valoarea momentană a mărimii φ este formată dintr-o valoare medie temporală $\bar{\varphi}$ şi o valoare pulsatorie φ' :

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \qquad (3.2\text{-}1)$$

unde
$$\bar{\varphi} = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_{t_o - \frac{\tau}{2}}^{t_o + \frac{\tau}{2}} \varphi(t)dt \qquad (3.2\text{-}2)$$

de unde rezultă că :

$$\bar{\varphi}' = o \ , \qquad (3.2\text{-}3)$$

(valoareamedie a componentei pulsatorii este nulă)

Aşa cum s-a mai amintit, toate caracteristicile fluidului aflat într-o curgere turbulentă sînt supuse fluctuaţiilor. Aceste caracteristici sînt chiar variabilele ecuaţiilor diferenţiale (2.1-7oa) - (3.1-7od).

Pentru valorile momentale ale mărimilor de cîmp în flacără şi focar sînt valabile relaţiile :

- pentru variabilele ecuaţiilor de bilanţ

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}' \qquad (3.2\text{-}4\text{-}a)$$

$$p = \bar{p} + p' \qquad (3.2\text{-}4\text{-}b)$$

$$m_j = \bar{m}_j + m_j' \qquad (3.2\text{-}4\text{-}c)$$

$$h_g = \bar{h}_g + h_g' \qquad (3.2\text{-}4\text{-}d)$$

- pentru mărimile termodinamice de stare

$$\rho = \bar{\rho} \qquad (3.2\text{-}4\text{-}e)$$

$$T = \bar{T} + T' \qquad (3.2\text{-}4\text{-}f)$$

- pentru mărimile de transport moleculare

$$\eta = \bar{\eta} \tag{3.2-4-g}$$

$$D_{j,l} = \bar{D}_{j,l} \tag{3.2-4-h}$$

$$\lambda = \bar{\lambda} \tag{3.2-4-i}$$

- pentru densitățile fluxurilor de difusie

$$T_v = \bar{T}_v + T'_v \tag{3.2-4-j}$$

$$\vec{J}_j = \bar{\vec{J}}_j + \vec{J}'_j \tag{3.2-4-k}$$

$$\vec{J}_{q,m} = \bar{\vec{J}}_{q,m} + \vec{J}'_{q,m} \tag{3.2-4-l}$$

$$\vec{J}_{q,R} = \bar{\vec{J}}_{q,R} + \vec{J}'_{q,R} \tag{3.2-4-m}$$

- pentru viteza de reacție

$$R_k = \bar{R}_k + R'_k \tag{3.2-4-n}$$

- pentru eforturi

$$\vec{k} = \bar{\vec{k}} \tag{3.2-3-o}$$

Astfel sistemul de ecuații din tabelul 3.1 cu notațiile de mai sus, devine :

Tabelul 3.2. Ecuațiile de bilanț după introducerea valorilor medii și pulsatorii.

Ecuații pentru	Variabila considerată	Unitatea de măsură a variabilei	Variația locală în raport cu timpul	Convecția și difuzia	Termenul de sursă		Nr. ecuației
Continuitate	1	–	$\frac{\partial \bar{\varrho}}{\partial t}$	$+\mathrm{div}(\bar{\varrho}\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\vec{v}')$		$=0$	3.2-5a
Impuls	$\vec{v}$	$\frac{m}{s}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\varrho}\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\vec{v}')$	$+\mathrm{Div}(\bar{\varrho}\bar{\vec{v}}\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\bar{\vec{v}}\vec{v}' + \bar{\varrho}\vec{v}'\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\vec{v}'\vec{v}' - \bar{T}_v - T'_v)$	$+\mathrm{grad}(\bar{p} + p') - \bar{\varrho}\bar{\vec{k}}$	$=0$	3.2-5b
Specii chimice	m_j	$\frac{kg_j}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\varrho}\bar{m}_j + \bar{\varrho}m'_j)$	$+\mathrm{div}(\bar{\varrho}\bar{m}_j\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\bar{m}_j\vec{v}' + \bar{\varrho}m'_j\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}m'_j\vec{v}' + \bar{\vec{J}}_j + \vec{J}'_j)$	$-\sum_{k=1}^{n}\nu_{j,k}(\bar{R}_k + R'_k)$	$=0$	3.2-5c
Entalpie	h_g	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\varrho}\bar{h}_g + \bar{\varrho}h'_g)$	$+\mathrm{div}(\bar{\varrho}\bar{h}_g\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}\bar{h}_g\vec{v}' + \bar{\varrho}h'_g\bar{\vec{v}} + \bar{\varrho}h'_g\vec{v}' + \bar{\vec{J}}_{q,m} + \vec{J}'_{q,m})$	$-\frac{\partial}{\partial t}(\bar{p} + p') + \mathrm{div}(\bar{\vec{J}}_{q,R} + \vec{J}'_{q,R})$ $-\mathrm{div}(\bar{\vec{v}}\bar{T}_v + \bar{\vec{v}}T'_v + \vec{v}'\bar{T}_v + \vec{v}'T'_v)$ $-\bar{\varrho}\bar{\vec{k}}(\bar{\vec{v}} + \vec{v}')$	$=0$	3.2-5d

3.2.1. ECUAȚIILE DE BILANȚ PENTRU VALORILE MEDIATE ÎN TIMP

Ecuațiile de bilanț pentru valorile medii $\bar{\vec{v}}$, $\bar{p}$, $\bar{m}_j$ și $\bar{h}_g$ ale variabilelor dependente se obțin din ecuațiile (2.3-5-a - 3.2-5-d) cu ajutorul relațiilor de definiție a valorii mediate în timp (3.2-2) a componentei continui și (3.2-3) a componentei pulsatorii.

Tabelul 3.3. Ecuaţiile de bilanţ mediate în timp.

Ecuaţii pentru	Variabila considerată	Unitatea de măsură a variabilei	Variaţia locală în raport cu timpul	Convecţia şi difuzia	Termenul de sursă		Nr. ecuaţii
Continuitate	1	–	$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t}$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\,\vec{\bar{v}})$		$=0$	3.2-6a
Impuls	$\vec{\bar{v}}$	$\frac{m}{s}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\vec{\bar{v}})$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\vec{\bar{v}}\vec{\bar{v}}+\bar{\rho}\overline{\vec{v}'\vec{v}'}-\bar{T}_v)$	$+\operatorname{grad}\bar{p}-\bar{\rho}\vec{\bar{k}}$	$=0$	3.2-6b
Specii chimice	$\bar{m}_j$	$\frac{kg_j}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{m}_j)$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{m}_j\vec{\bar{v}}+\bar{\rho}\overline{m_j'\vec{v}'}+\vec{\bar{J}}_j)$	$-\sum_{k=1}^{n}\nu_{jk}\bar{R}_k$	$=0$	3.2-6c
Entalpie	$\bar{h}_g$	$\frac{kJ}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{h}_g)$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{h}_g\vec{\bar{v}}+\bar{\rho}\overline{h_g'\vec{v}'}+\vec{\bar{J}}_{q,m})$	$-\frac{\partial\bar{p}}{\partial t}+\operatorname{div}\vec{\bar{J}}_{q,R}-\operatorname{div}(\vec{\bar{v}}\bar{T}_v+\overline{\vec{v}'T_v'})-\bar{\rho}\vec{\bar{v}}\vec{\bar{k}}$	$=0$	3.2-6d

Ecuaţiile (3.2-6-a - 3.2-6-d) sînt de o importanţă majoră, fiind în esenţă baza tuturor calculelor inginereşti ale curgerii turbulente.

O comparaţie a ecuaţiilor (3.2-6-a;d) cu ecuaţiile (3.1-7o-a;d) arată că ecuaţiile de bilanţ mediate în timp au suplimentar (cu excepţia ecuaţiei de continuitate) faţă de ecuaţiile de bilanţ pentru valorile momentane, termenii de corelaţie ai valorilor pulsatorii. Aceşti termeni : $\bar{\rho}\,\overline{\vec{v}'\,\vec{v}'}$, $\bar{\rho}\,\overline{m_j'\,\vec{v}'}$ şi $\bar{\rho}\,\overline{h_g'\,\vec{v}'}$, reprezintă transportul mărit prin convecţie într-o curgere turbulentă a impulsului, al speciei chimice şi al energiei faţă de o curgere laminară. Aceşti termeni mai pot fi definiţi şi astfel :

$$\bar{T}_t = -\bar{\rho}\,\overline{\vec{v}'\,\vec{v}'} \qquad \vec{\bar{v}}' = o \tag{3.2-7}$$

$\bar{T}_t$ fiind tensorul tensiunilor aparente, datorită turbulenţei.

Analog se definesc şi densităţile fluxurilor de difuzie turbulente ale speciilor chimice şi entalpiei :

$$\vec{\bar{J}}_{j,t} = \bar{\rho}\cdot\overline{m_j'\,\vec{v}'} \tag{3.2-8}$$

$$\vec{\bar{J}}_{h_g} = \bar{\rho}\cdot\overline{h_g'\,\vec{v}'} \tag{3.2-9}$$

care se însumează cu densităţile fluxurilor moleculare $-\bar{T}_v$, $\vec{\bar{J}}_j$ şi $\vec{\bar{J}}_{q,m}$. Termenii $\overline{\vec{v}'\,T_v'}$ din ecuaţia entalpiei pot fi neglijaţi.

Măsurătorile efectuate în curenţi turbulenţi au arătat că :

$$\begin{aligned} \bar{T}_t &\gg \bar{T}_v \\ \vec{\bar{J}}_{j,t} &\gg \vec{\bar{J}}_j \\ \vec{\bar{J}}_{h_g,t} &\gg \vec{\bar{J}}_{q,m} \end{aligned} \tag{3.2-1o}$$

Inegalitățile își mențin valabilitatea pînă în apropierea peretelui, unde difuzia turbulentă este de același ordin de mărime cu cea moleculară. În stratul limită laminar aderent la perete au loc numai procese de schimb molecular.

Ecuațiile (3.2-6-a;d) nu pot fi rezolvate fără cunoașterea termenilor de corelație (3.2-7;8;9), care depind de coordonatele geometrice ale punctului considerat, iar în caz nestaționar și de timp. Totodată, inegalitățile (3.2-lo) impun luarea în considerare a acestor termeni.

Elaborarea unui model matematic al curgerii unei flăcări de difuzie turbulente implică deci necesitatea calculului termenilor de corelație. Acest lucru se poate face prin așa numitele modele ale turbulenței.

3.2.2. MODELE ALE TURBULENȚEI

Calculul tehnic al curenților turbulenți trebuie să se limiteze din motivele amintite în capitolul 3.2.1, la determinarea mărimilor medii ale cîmpului turbulent. Mărimile caracteristice considerate : masa totală, impulsul total, masele speciilor chimice și entalpia totală (ecuațiile 3.2-6a;d), cu excepția ecuației pentru masa totală, conțin termenii de corelație care descriu influrnța turbulenței asupra distribuției valorilor medii ale mărimilor de cîmp. Sarcina modelelor turbulenței este de a furniza date fenomenologice pentru termenii de corelație, pentru ca sistemul de ecuații (3.2-6-a;d) să poată fi rezolvat.

Primele date privind calculul curenților turbulenți au fost expuse de BOUSSINESQ /53/, apoi, în următoarele decenii au fost dezvoltate modele ale turbulenței de PRANDTL /16/, /54/, KOLMOGOROV /15/, TAYLOR /55/ și KARMAN /56/. Interesul practic pentru modelele turbulenței a fost impulsionat de perfecționarea în ultimul deceniu a calculatoarelor electronice, care au permis rezolvarea ecuațiilor curgerii în condiții economice.

După gradul de complexitate, modelele turbulenței se pot clasifica în :

a) modele ale turbulenței pe baza conceptului de viscozitate turbulentă η_t
   - expresii algebrice pentru viscozitatea turbulentă
   - determinarea viscozității turbulente din rezolvarea ecuațiilor de bilanț pentru una sau mai multe mărimi aflate în mișcare turbulentă.

b) modele ale turbulenţei pe baza rezolvării ecuaţiilor de bilanţ a termenilor de corelaţie.

3.2.2.1. VÎSCOZITATEA TURBULENTĂ

Considerînd o analogie între legea lui NEWTON privind efortul tangenţial de frecare, BOUSSINESQ /53/ pentru o curgere COUETTE introduce tensiunile de frecare aparentă a mişcării turbulente :

$$\bar{\tau}_t = (\bar{T}_{xy})_t = -\bar{\rho}\,\overline{v_x' v_y'} = \eta_t \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} = \bar{\rho}\,\nu_t \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \qquad (3.2\text{-}11)$$

Intre viscozitatea dinamică turbulentă şi viscozitatea cinematică turbulentă există relaţia :

$$\eta_t = \bar{\rho}\,\nu_t \qquad (3.2\text{-}12)$$

Pentru calculul curenţilor multidimensionali, plecînd de la legea lui STOKES pentru o curgere laminară, tensiunile de frecare aparentă se pot calcula cu relaţia :

$$\bar{T}_t = -\bar{\rho}\,\overline{\vec{v}'\vec{v}'} = 2\,\eta_t\left[(\mathrm{Grad}\,\vec{\bar{v}})^s - (\tfrac{1}{3}\,\mathrm{div}\,\vec{\bar{v}})E\right] \qquad (3.2\text{-}13)$$

Relaţia (3.2-11) revine ca un caz particular al relaţiei (3.2-13). Expresiile au fost stabilite empiric şi arată dependenţa dintre tensiunile de frecare şi gradienţii vitezelor medii şi anume că tensiunile sînt cu atît mai mari, cu cît sînt mai mari gradienţii locali ai vitezelor.

Înlocuind în ecuaţia impulsului mediată în timp (3.2-6b) relaţiile reprezentînd legea lui STOKES (3.1-54) şi ecuaţia tensiunilor de frecare aparentă (3.2-13), coeficientul de transport total apare ca suma viscozităţilor laminară şi turbulentă, numită viscozitate efectivă :

$$\eta_{ef} = \eta_l + \eta_t \qquad (3.2\text{-}14)$$

O astfel de formulare face posibilă extinderea ecuaţiilor impulsului pentru curgerea laminară la o curgere turbulentă.

3.2.2.2. EXPRESII ALGEBRICE ALE VÎSCOZITĂŢII TURBULENTE

3.2.2.2.1. FORMULAREA ν_t = const.

Cea mai simplă ipoteză privind viscozitatea dinamică turbulentă este :

$$\eta_t = f(\rho).\mathrm{const.} \qquad (3.2\text{-}15)$$

presupunîndu-se că viscozitatea turbulentă este constantă într-un curent turbulent izoterm. Constanta de proporţionalitate se determină din condiţiile de intrare şi de contur. Un exemplu de curgere la care se poate folosi relaţia (3.2-15), este jetul liber turbulent circular. SCHLICHTING /49/ propune pentru calculul viscozităţii turbulente relaţia :

$$\eta_t = \bar{\rho}\, k^* \sqrt{2\pi \int_0^\infty \bar{v}_z^{\,2}\, r dr} \qquad (3.2\text{-}16)$$

expresia de sub radical fiind impulsul cinematic constant al jetului liber în direcţia z. Cînd jetul curge liber dintr-o duză care asigură un profil plan al vitezelor (fig.3.4), se poate scrie :

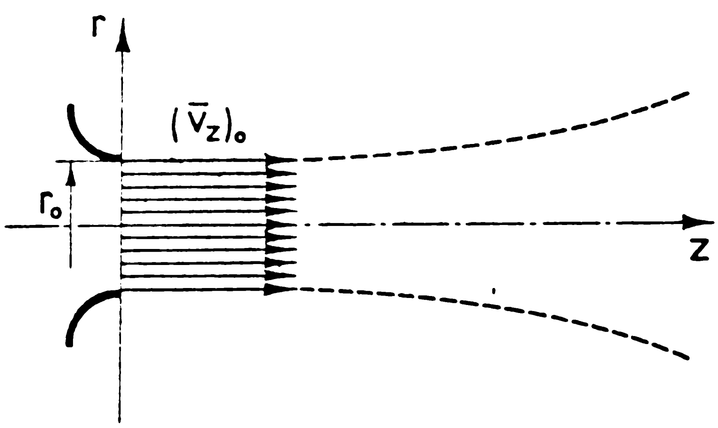


Fig.3.4. Profilul vitezelor în secţiunea de ieşire a unei duze.

$$\eta_t = k_1 \bar{\rho} (\bar{v}_z)_o r_o \qquad (3.2\text{-}17)$$

Valorile coeficientului empiric k_1 sînt recomandate de diverşi cercetători : SCHLICHTING /49/ k_1 = o,o285, HINZE /52/ k_1 = o,o248 şi GOSMAN /2o/ k_1 = o,o26. PUN şi SPALDING /57/ au dat o formulă generalizată pentru calculul viscozităţii turbulente în curenţi axial-simetrici închişi, la care combustibilul şi aerul necesar arderii sînt admişi printr-un arzător dublu concentric (fig.3.5)

$$\eta_t = k_2 D^{\frac{2}{3}} W^{-\frac{1}{3}} \bar{\rho}^{\frac{2}{3}} \left[\dot{M}_p (\bar{v}_z)_p^2 + \dot{M}_S (\bar{v}_z)_s^2\right]^{\frac{1}{3}} \qquad (3.2\text{-}18)$$

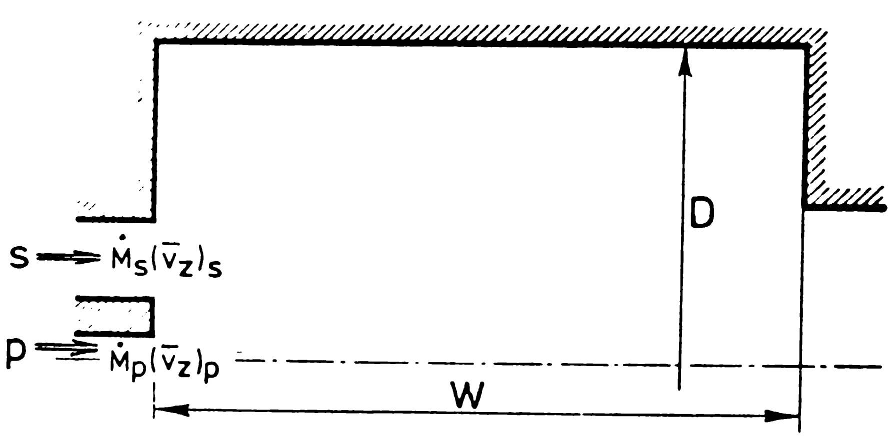


Fig.3.5. Focar cilindric cu arzător dublu concentric.

k_2 este o constantă dimensională; celelalte simboluri sînt reprezentate în fig. 3.5.

În comparaţie cu ipoteza viscozităţii (relaţia 3.2-17), care poate fi considerată ca rezultată din ecuaţia lungimii de amestec a lui PRANDTL (vezi paragraful 3.2.2.2.2), formularea adhoc (relaţia 3.2-18) este pur empirică. Se presupune o dependenţă a lui η_t funcţie de debitul curenţilor şi de energia lor cinetică, cît şi de dimensiunile focarului. Pentru un curent izoterm singular /$(\bar{v}_z)_s$ = o/, relaţia (3.2-18) poate fi adusă la forma (3.2-17)

$$\eta_t = \underbrace{k_2\, D^{\frac{2}{3}}\, W^{-\frac{1}{3}}\, r_p^{-\frac{1}{3}}\sqrt{\pi}}_{k_1 \text{ (relaţia 3.2-17)}}\ \bar{\varrho}\,(\bar{v}_z)_p r_p \qquad (3.2\text{-}19)$$

Ipoteza viscozităţii turbulente ad-hoc (3.2-18) a fost verificată pe modele izoterme /58/ şi a dat rezultate bune în studiul flăcărilor de combustibil gazos şi cărbune pulverizat /59/, /43/. In primele lucrări /76/,/77/, autorul a obţinut rezultate bune privind curgerea, amestecul şi distribuţia temperaturii într-o cameră de ardere axial-simetrică, utilizînd relaţia (3.2-18) pentru definirea viscozităţii turbulente.

3.2.2.2.2. TEORIA LUNGIMII DE AMESTEC

Cea mai cunoscută formulare a viscozităţii turbulente a unui fluid este cea a lui PRANDTL /6o/, aşa numita ipoteză a lungimii de amestec :

$$\eta_t = \bar{\varrho}\, l_m^2 \left| \frac{d\bar{v}_x}{dy} \right| \qquad (3.2\text{-}2o)$$

în care direcţia x este sensul curentului principal, l_m este "lungime de amestec" a lui PRANDTL. Ecuaţia (3.2-2o) nu elucidează complet problema, ci înlocuieşte pe η_t cu o mărime lineară l_m^2. Deşi l_m variază în cadrul curentului, variaţia este cu mult mai mică decît a lui η_t. S-a dovedit că această mărime este mai uşor de determinat, fiind o funcţie numai de spaţiu, ale cărei valori se pot verifica experimental.

De remarcat, că la aceeaşi formulare (3.2-2o) a ajuns şi KARMAN prin teoria similitudinii mecanice.

Utilizarea acestei formule depinde de alte ipoteze sau de structura formulei admisă pentru l_m. Astfel PRANDTL propune pentru l_m în zona de lîngă perete :

$$l_m = \varkappa\, y \qquad (3.2\text{-}21)$$

în care $\varkappa$ este o constantă adimensională (KARMAN) cu valori recomandate de diverşi autori : $\varkappa$ = o,48 /17/ sau $\varkappa$ = o,41 /61/.

Pentru o curgere prin conducte circulare, lungimea de amestec se poate determina cu formula lui NICURADSE /62/

$$\frac{l_m}{R} = 0{,}14 - 0{,}08\left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 - 0{,}06\left(1 - \frac{y}{R}\right)^4 \qquad (3.2\text{-}22)$$

R - fiind raza conductei, iar y = R-r, distanţa de la perete considerată.

Ecuaţia (3.2-2o) împreună cu o serie de reguli referitoare la calculul lui l_m, permite aprecieri bune ale comportării hidrodinamice a stratului limită turbulent bidimensional. PATANKAR şi

SPALDING /63/ au exploatat aceste posibilităţi prin încorporarea lor într-un program general de rezolvare a ecuaţiilor diferenţiale de tip parabolic. Astfel, pentru o curgere bidimensională plană, de fapt pentru domeniul de început al unui jet la un perete plan s-a folosit relaţia /2o/ :

$$\eta_t = \bar{\rho}\, l_m^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3.2\text{-}23)$$

În această formulare este conţinută ipoteza lui PRANDTL (3.2-2o) ca şi caz particular; totuşi η_t este şi aici dependent de orientarea sistemului de coordonate ales.

3.2.2.2.3. MODELUL KOLMOGOROV-PRANDTL (IPOTEZA VÎSCOZITĂŢII TURBULENTE EXPRIMATĂ CU O SINGURĂ ECUAŢIE CU DERIVATE PARŢIALE)

Exprimările algebrice ale viscozităţii turbulente, în care η_t este doar funcţie de gradienţii locali ai vitezelor medii (relaţiile 3.2-2o şi 3.2-23) prezintă două dezavantaje :

- pentru zonele în care gradienţii vitezelor sînt nuli (ex. în axa jetului) η_t = o, adică nu avem schimb turbulent. Acest lucru fiind infirmat teoretic de formularea viscozităţii turbulente a lui PRANDTL /6o/

$$\eta_t = \bar{\rho}\cdot l_m \sqrt{\bar{v}_t^2} \qquad (3.2\text{-}24)$$

cît şi experimental.

- formulările algebrice ale lui η_t nu permit luarea în considerare a parametrilor curentului turbulent din amonte de zona studiată (datele de intrare).

Neajunsurile amintite au fost soluţionate, cel puţin parţial, prin formulările propuse de KOLMOGOROV /15/ şi PRANDTL /54/. Se presupune că viteza de pulsaţie turbulentă $\sqrt{\bar{v}_t^2}$ este proporţională cu rădăcina patrată din energia cinetică specifică $\bar{k}$ a mişcării pulsatorii.

$$\sqrt{\bar{v}_t^2} \sim \sqrt{\bar{k}} \qquad (3.2\text{-}25)$$

Astfel că în loc de (3.2-24) avem :

$$\eta_t = \bar{\rho}\cdot l \sqrt{\bar{k}} \qquad (3.2\text{-}26)$$

l este scara turbulenţei fiind de acelaşi ordin de mărime cu lungimea de amestec a lui PRANDTL, l_m, iar $\bar{k}$ este definit de relaţia :

$$\bar{k} = \frac{1}{2}\,\overline{v'^2} \qquad (3.2\text{-}27)$$

Energia cinetică specifică $\bar{k}$ a mişcării pulsatorii, mai poate fi definită /66/ şi de o ecuaţie diferenţială cu derivate parţiale :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\,\bar{k}) + \mathrm{div}\left[\bar{\rho}\,\bar{k}\,\bar{\bar{v}} + (\overline{\rho\,k + p'})\bar{\bar{v}}' - \overline{\bar{v}'T_v'}\right] + \bar{\rho}\,\overline{\bar{v}'\bar{v}'} : \mathrm{Grad}\,\bar{\bar{v}} +$$

$$+ \overline{T_{v'} : \mathrm{Grad}\,\bar{v}'} - \overline{p'\,\mathrm{div}\,\bar{v}'} = o \qquad (3.2\text{-}28)$$

în care, pe lîngă generarea şi disiparea locală a lui $\bar{k}$ se ia în considerare convecţia şi difuzia energiei cinetice specifice, astfel încît valoarea determinată conform relaţiei (3.2-26) a lui η_t să nu depindă exclusiv de condiţiile locale.

Rezolvarea ecuaţiei diferenţiale pentru $\bar{k}$ (3.2-28) este doar atunci posibilă, cînd, pe lîngă termenul $-\rho\,\overline{\bar{v}'\bar{v}'}$ sînt aproximaţi şi ceilalţi termeni de corelaţie ai mărimilor ce definesc curgerea, descrişi în paragraful 3.2.2.2.5.

Scara turbulenţei l, urmează a fi determinată la fel ca şi lungimea de amestec a lui PRANDTL, l_m; relaţiile de calcul al lui l pentru curgeri cu recirculaţie sînt date în /78/.

3.2.2.2.4. IPOTEZA VISCOZITĂŢII TURBULENTE EXPRIMATĂ CU DOUĂ ECUAŢII CU DERIVATE PARŢIALE

În formularea lui KOLMOGOROV şi PRANDTL a viscozităţii turbulente (ec.3.2-26), energia specifică a mişcării pulsatorii este calculată dintr-o ecuaţie de bilanţ (3.2-28) ce ţine seama de desfăşurarea reală a procesului studiat; în timp ce lungimea de amestec este determinată doar empiric.

Este uşor de intuit că şi această mărime, l, serveşte unui proces de transport convectiv şi difuziv. ROTTA /65/ a dedus din ecuaţiile NAVIER-STOKES o lungime unitară, independentă de direcţia curgerii, definită de relaţia :

$$l = L = \frac{3\pi}{8\,\bar{k}} \int_0^\infty F(n)\,\frac{dn}{n} \qquad (3.2\text{-}29)$$

în care n este frecvenţa pulsaţiilor spectrului turbulent şi F(n) distribuţia spectrală a energiei cinetice turbulente.

O variantă simplificată a acestei ecuaţii a fost utilizată de GOSMAN şi alţii /2o/ la studiul curgerilor de tip eliptic.

LAUNDER şi SPALDING /61/, consideră că ecuaţia (3.2-29) nu exprimă corect realitatea, pe temeiul că difuzia turbulentă a mărimii L nu este proporţională cu gradientul lui L. Acest dezavantaj poate fi înlăturat, dacă a doua ecuaţie a modelului turbulenţei nu este prezentată direct pentru l, ci printr-o nouă variabilă:

$$\bar{z} = \bar{k}^m . l^n \qquad (3.2\text{-}3o)$$

m şi n fiind constante.

Astfel, cu această substituţie, formularea lui KOLMOGOROV şi PRANDTL (ec.3.2-26) devine :

$$\eta_t = \bar{\rho}\, l\, \bar{k}^{\frac{1}{2}} = \bar{\rho}\, \bar{z}^{\frac{1}{n}}\, \bar{k}^{\left(\frac{1}{2} - \frac{m}{n}\right)} \qquad (3.2\text{-}31)$$

Funcţie de valorile constantelor m şi n se cunosc mai multe expresii pentru η_t; cea mai cunoscută fiind a lui ROTTA ($m = o$ şi $n = 1$).

În 1942, KOLMOGOROV /15/ a prezentat variabila $\bar{z}$ printr-o ecuaţie diferenţială pentru o frecvenţă medie a turbulenţei $\bar{f}$.

$$\bar{z} \equiv f \equiv \frac{k}{l}^{\frac{1}{2}} \qquad (3.2\text{-}32)$$

aceasta corespunde în (3.2-31) lui $m = \frac{1}{2}$ şi $n = 1$.

SPALDING /39/ a preluat ideea lui KOLMOGOROV şi a propus aşa numitul model $\bar{k}$-$\bar{W}$ al turbulenţei. A doua variabilă a sa corespunde pătratului frecvenţei medii $\bar{f}$ a lui KOLMOGOROV

$$\bar{z} \equiv \bar{W} = f^2 = \frac{\bar{k}}{l^2} \qquad (3.2\text{-}33)$$

Mai recent /79/ studiul proceselor din focare a mai fost întreprins şi utilizînd ca a doua variabilă a modelului turbulenţei $\bar{\varepsilon}$ (modelul $\bar{k} - \bar{\varepsilon}$)

$$\bar{z} \equiv \bar{\varepsilon} \equiv \frac{\bar{k}}{l}^{\frac{3}{2}} \qquad (3.2\text{-}34)$$

$\bar{\varepsilon}$ - fiind o mărime a disipării turbionare medii.

Modelul $\bar{k} - \bar{W}$ al turbulenţei a fost utilizat în calculele curgerii, arderii şi transferului de căldură din lucrarea de faţă. Alegerea a fost ca o urmare a dezvoltării şi aplicării în timp a modelelor matematice, atît în cadrul bibliografiei studiate cît şi din experienţa proprie a autorului /76/,/77/.

Pentru aceasta se va expune în continuare mai detaliat modelul utilizat, $\bar{k} - \bar{W}$.

3.2.2.2.5. MODELUL $\bar{k} - \bar{W}$ AL TURBULENŢEI

Modelul $\bar{k}$-$\bar{W}$ al turbulenţei se stabileşte cu următoarele ipoteze :

- valabilitatea formulării ecuaţiei de schimb turbulent (3.2-11) respectiv (3.2-13)
- valabilitatea formulării KOLMOGOROV-PRANDTL (3.2-31) a viscozităţii turbulente.

$$\eta_t = \bar{\rho}\, l\, \bar{k}^{\frac{1}{2}} \qquad (3.2\text{-}35)$$

- determinarea lungimii de amestec l cu relaţia (3.2-33)

$$l = \bar{k}^{\frac{1}{2}}\,\overline{W}^{-\frac{1}{2}} \qquad (3.2\text{-}36)$$

unde $\overline{W}$ este patratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente, pentru care se poate stabili la fel ca şi pentru energia medie specifică turbulentă $\bar{k}$ o ecuaţie de bilanţ.

Din ultimele două ipoteze, rezultă o nouă formulare a viscozităţii turbulente :

$$\eta_t = \bar{\rho}\,\bar{k}\,\overline{W}^{-\frac{1}{2}} \qquad (3.2\text{-}37)$$

SPALDING /39/ a definit mărimea $\overline{W}$ conform ecuaţiei :

$$\overline{W} = \frac{1}{2}\,\overline{\vec{\omega}'^2} \quad \left[\frac{1}{s^2}\right] \qquad (3.2\text{-}38)$$

ca semipătratul pulsaţiilor $\vec{\omega}'$ vitezei unghiulare a vîrtejului $\vec{\omega}$ (vezi paragraful 3.3.3), asociindu-i următoarea ecuaţie de bilanţ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\overline{W}) + \operatorname{div}(\bar{\rho}\,\overline{W}\,\vec{\bar{v}} + \bar{\rho}\,\overline{W\,\vec{v}'}) - \overline{\vec{\omega}'\operatorname{rot}\operatorname{Div} T_v'} + \bar{\rho}\,\overline{\vec{\omega}'\vec{v}'} : \operatorname{Grad}\vec{\bar{\omega}} -$$

$$- \bar{\rho}\,\overline{\vec{\omega}'\vec{\bar{\omega}} : \operatorname{Grad}\vec{v}'} - \bar{\rho}\,\overline{\vec{\omega}'\vec{\omega}'} : \operatorname{Grad}\vec{\bar{v}} - \bar{\rho}\,\overline{\vec{\omega}'\vec{\omega}' : \operatorname{Grad}\vec{v}'} - 2\,\overline{W}\,\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial t} -$$

$$- \overline{\vec{\omega}'\left[\frac{\partial\vec{v}'}{\partial t} + \frac{1}{2}\operatorname{grad}(2\,\vec{\bar{v}}.\vec{v}' + \vec{v}'^2)\right]}\operatorname{grad}\bar{\rho} - \overline{\vec{\omega}'\vec{\bar{\omega}}:\vec{v}'}\,\operatorname{grad}\bar{\rho} -$$

$$- \overline{\vec{\omega}'\vec{\omega}'} : \vec{\bar{v}}\,\operatorname{grad}\bar{\rho} - \overline{\vec{\omega}'\vec{\omega}' : \vec{v}'}\,\operatorname{grad}\bar{\rho} = 0 \qquad (3.2\text{-}39)$$

Utilizarea practică a modelului $\bar{k}$-$\overline{W}$ depinde de rezolvarea ecuaţiilor de bilanţ aferente celor două mărimi $\bar{k}$ şi $\overline{W}$ (ecuaţiile 3.2-28 şi 3.2-39), care în forma prezentată nu se pot soluţiona, deoarece conţin, pe lîngă tensiunile turbulente $-\bar{\rho}\,\overline{\vec{v}'\vec{v}'}$ o serie de corelaţii duble şi triple între valorile pulsatorii ale mărimilor curgerii, respectiv între gradienţii lor.

Aceste corelaţii au fost soluţionate în /66/, obţinîndu-se aproximarea ecuaţiilor de bilanţ pentru $\bar{k}$ şi $\overline{W}$. Astfel pentru curgeri cu numere REYNOLDS turbulente mari (cazurile reale din industrie)

$$Re_t = \frac{\bar{\rho}.\,l\,\bar{k}^{\frac{1}{2}}}{\eta_l} = \frac{\eta_t}{\eta_l} \qquad (3.2\text{-}40)$$

în care $\eta_l \ll \eta_t$ şi poate fi neglijat, ecuaţia aproximativă pentru $\bar{k}$ la $Re_t \gg 1$ este :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\,\bar{k}) + \operatorname{div}(\bar{\rho}\,\bar{k}\,\vec{\bar{v}} - \frac{\eta_t}{\sigma_{k,t}}\operatorname{grad}\bar{k}) - \eta_t(\operatorname{Grad}\vec{\bar{v}} : \widetilde{\operatorname{Grad}\vec{\bar{v}}} +$$

$$+ \operatorname{div}\operatorname{Div}\vec{\bar{v}}\,\vec{\bar{v}}) + \left\{\frac{2}{3}\bar{\rho}\,\bar{k}\,E : \operatorname{Grad}\vec{\bar{v}}\right\} + C_D\,\bar{\rho}\,\bar{k}\,\overline{W}^{\frac{1}{2}} = 0 \qquad (3.2\text{-}41)$$

şi ecuaţia aproximativă pentru $\overline{W}$ la $Re_t \gg 1$ este :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\,\overline{W}) + \mathrm{div}\Big(\bar{\rho}\,\overline{W}\,\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_t}{\sigma_{W,t}}\,\mathrm{grad}\,\overline{W}\Big) - C_1\,\eta_t\Big(\overline{\mathrm{Grad}\,\bar{\bar{\omega}} : \mathrm{Grad}\,\bar{\bar{\omega}}} + \mathrm{div}\,\mathrm{Div}\,\overline{\bar{\bar{\omega}}\,\bar{\bar{\omega}}}\Big) - C_3\,\frac{\overline{W}}{\bar{k}}\Big[\eta_t\Big(\overline{\mathrm{Grad}\,\bar{\bar{v}} : \mathrm{Grad}\,\bar{\bar{v}}} + \mathrm{div}\,\mathrm{Div}\,\bar{\bar{v}}\,\bar{\bar{v}}\Big) - \Big\{\frac{2}{3}\bar{\rho}\,\bar{k}\,E : \mathrm{Grad}\,\bar{\bar{v}}\Big\}\Big] + C_2\,\bar{\rho}\,\overline{W}\,\overline{W}^{\frac{1}{2}} = 0 \qquad (3.2\text{-}42)$$

Ecuaţiile de bilanţ aproximative pentru $\bar{k}$ şi $\overline{W}$ au aceeaşi formă cu ecuaţiile generale de bilanţ ale curgerii şi conţin şase mărimi ce trebuie determinate empiric. Aceste mărimi C_D, C_1, C_2, C_3, $\sigma_{k,t}$ şi $\sigma_{W,t}$ la numere REYNOLDS turbulente mari sînt considerate constante.

Evaluarea constantelor empirice ale modelului $\bar{k}$-$\overline{W}$ se poate face pornind de la rezultatele măsurătorilor experimentale efectuate pe forme simple de curgere, cît şi din ecuaţiile de bilanţ (3.2-41) şi (3.2-42). Prin introducerea valorilor măsurate în aceste ecuaţii, se pot găsi valori pentru constante sau relaţii de calcul al constantelor /39/.

La început s-a crezut, că valorile constantelor găsite în formele simple de curgere ale modelului $\bar{k}$-$\overline{W}$, vor fi universale. Utilizarea modelului în forme tot mai complicate ale curgerii a arătat că acest deziderat nu este totdeauna valabil. Astfel a trebuit să se efectueze măsurători pe forme de curgere cît mai apropiate de cele ale fenomenului studiat, iar apoi să se facă o selecţie optimă a acestor constante pentru a reprezenta cît mai fidel forma de curgere studiată.

Pentru constantele modelului turbulenţei $\bar{k}$-$\overline{W}$, au fost făcute în ultimii ani următoarele propuneri (Tabelul 3.4).

Tabelul 3.4. Valorile propuse ale constantelor modelului turbulenţei k-W

Autorul	C_D	C_1	C_2	C_3	$\sigma_{k,t}$	$\sigma_{W,t}$	Observ.
SPALDING /71/	0,075	3,36	0,132	1,23	0,7	0,7	Jet liber circular
SPALDING /39/	0,09	3,5	0,17	1,04	0,9	0,9	Curgere prin tub; de-a lungul unei plăci plane, jet liber plan, jet liber circular
ROBERTS /58/	0,075	3,81	0,134	0,763	0,7	0,7	Jet circular închis, neturbionat
RICHTER /66/	0,058	3,36	0,134	1,23	1,0	0,7	- " -

De remarcat că valoarea constantelor propusă de SPALDING este cea mai universală, acoperind o mare varietate de fenomene. Totuşi pentru jeturile circulare închise este necesară o reconsiderare a valorii acestora, mai ales la curgeri în stratul limită din preajma pereţilor. Calculul acestor domenii se face folosind aşa-numitele "funcţii ale peretelui" (paragraful 3.6.3), care fac aplicabil modelul $\bar{k}$-$\bar{W}$ şi în această zonă.

3.2.3. COEFICIENŢI DE SCHIMB TURBULENŢI PENTRU SPECIILE CHIMICE m_j şi ENTALPIE h_g

S-a rezolvat pînă acum, în ceea ce priveşte calculul turbulenţei aproximarea termenului $\bar{\rho}\,\overline{\vec{v}'\vec{v}'}$, care descrie schimbul turbulent al impulsului specific $\vec{v}$ (schimbul unei mărimi vectoriale).

Mărimile $\bar{\rho}\,\overline{m_j'\vec{v}'}$ şi $\bar{\rho}\,\overline{h_g'\vec{v}'}$ de schimb turbulent al speciilor chimice şi entalpiei specifice totale sînt mărimi scalare.

Dacă φ este una din proprietăţile specifice ale fluidului, atunci în analogie cu formularea ecuaţiei de schimb turbulent pentru impuls (ec.3.2-13) se presupune că :

$$\vec{J}_{\varphi,t} = + \bar{\rho}\,\overline{\varphi'\vec{v}'} = - \Gamma_{\varphi,t}\ \mathrm{grad}\,\bar{\varphi} \qquad (3.2\text{-}43)$$

$\vec{J}_{\varphi,t}$ în comparaţie cu densitatea fluxului de difuzie molecular $\vec{J}_{\varphi,m}$ a mărimii φ , este densitatea fluxului turbulent, iar $\Gamma_{\varphi,t}$ este coeficientul de schimb turbulent.

Cînd φ se referă la speciile chimice m_j

$$\Gamma_{j,t} = \bar{\rho}\, D_{j,t} \qquad (3.2\text{-}44)$$

unde $D_{j,t}$ este coeficientul de difuzie turbulent.

Dacă φ reprezintă entalpia specifică totală h_g,

$$\Gamma_{h_g,t} = \Gamma_{q,t} = \frac{\lambda_t}{c_p}. \qquad (3.2\text{-}45)$$

λ_t - este conductibilitatea termică turbulentă.

Este de aşteptat, ca viscozitatea turbulentă η_t şi coeficientul de schimb turbulent $\Gamma_{\varphi,t}$ să fie de acelaşi ordin de mărime. Astfel se presupune că η_t şi $\Gamma_{\varphi,t}$ se află într-un raport constant unul faţă de celălalt :

$$\sigma_{\varphi,t} = \frac{\eta_t}{\Gamma_{\varphi,t}} = \mathrm{const.} \qquad (3.2\text{-}46)$$

numit numărul PRANDTL-SCHMIDT turbulent.

Măsurătorile experimentale au arătat că valoarea lui $\sigma_{\varphi,t}$ depinde de felul curgerii. Astfel pentru jeturi turbulente circu-

$\sigma_{\varphi,t} \cong 0,7$.

O explicaţie fizică a lui $\sigma_{\varphi,t}$ poate fi dată cu ajutorul lungimii de amestec a lui PRANDTL. În analogie cu teoria cinetică a gazelor (ec. 3.1-60) şi cu formulările (3.2-24) şi (3.2-26)

$$\Gamma_{\varphi,t} = \bar{\rho}\, l_{m,\varphi} \sqrt{\bar{v}_t^2} \qquad (3.2\text{-}47)$$

unde $l_{m,\varphi}$ este lungimea pe care particulele trebuie să o parcurgă transversal pe direcţia principală de curgere, pentru ca diferenţa dintre caracteristica $\bar{\varphi}$ a celor două puncte să fie egală cu pulsaţia medie $\sqrt{\bar{\varphi}'^2}$ a punctului iniţial.

Din compararea relaţiilor (3.2-24) cu (3.2-47) rezultă :

$$\sigma_{\varphi,t} = \frac{l}{l_{m,\varphi}} \qquad (3.2\text{-}48)$$

deci numerele PRANDTL-SCHMIDT turbulente pot fi considerate ca rapoarte a două lungimi de amestec.

Corespunzător viscozităţii efective (3.2-14), se introduc coeficienţii efectivi de schimb pentru specii chimice şi entalpie:

$$\Gamma_{j,ef} = \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{j,ef}} \quad \text{şi} \quad \Gamma_{h,ef} = \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{h,ef}} \qquad (3.2\text{-}49)$$

unde $\sigma_{j,ef}$ este numărul SCHMIDT efectiv, iar $\sigma_{h,ef}$ numărul PRANDTL efectiv. Calculul lor rezultă din cumularea transferului turbulent şi laminar :

$$\sigma_{j,ef} = \frac{\eta_{ef}}{\Gamma_{j,ef}} = \frac{\eta_t + \eta_l}{\dfrac{\eta_t}{\sigma_{j,t}} + \dfrac{\eta_l}{\sigma_{j,l}}} \qquad (3.2\text{-}50a)$$

$$\sigma_{h,ef} = \frac{\eta_{ef}}{\Gamma_{h,ef}} = \frac{\eta_t + \eta_l}{\dfrac{\eta_t}{\sigma_{h,t}} + \dfrac{\eta_l}{\sigma_{h,l}}} \qquad (3.2\text{-}50b)$$

Aşa cum s-a precizat la enunţarea ecuaţiei de schimb pentru impuls, trebuie să se atragă atenţia şi la formularea ecuaţiei pentru transferul turbulent al mărimii φ (ec.3.2-43), că este vorba de o relaţie empirică. Veridicitatea ecuaţiei (3.2-43) este cu atît mai bună cu cît este mai mică scara turbulenţei şi cu cît variază mai puţin cîmpul energiei cinetice turbulente comparativ cu cîmpul mărimii $\bar{\varphi}$. Dacă aceste condiţii nu sînt îndeplinite, este necesar să se elaboreze modele noi ale turbulenţei pentru aproximarea fluxului turbulent al mărimii $\bar{\varphi}$, ce pot fi derivate din soluţia unei ecuaţii de bilanţ /61/.

3.3. ECUAȚIILE DE BILANȚ DUPĂ INTRODUCEREA MĂRIMILOR TURBULENTE DE SCHIMB ȘI A MODELULUI $\overline{k}$-$\overline{W}$ AL TURBULENȚEI

După analiza datelor din paragraful 3.2, în această lucrare s-a ales pentru aproximarea termenilor de corelație ai ecuațiilor de bilanț (3.2-6a,d), modelul $\overline{k}$-$\overline{W}$ al turbulenței. Mărimile de schimb turbionar se determină astfel din rezolvarea ecuațiilor diferențiale pentru $\overline{k}$ și $\overline{W}$.

După introducerea ecuațiilor schimbului turbulent, ecuațiile de bilanț (3.2-6a,b) devin : (Tabelul 3.5).

Ecuațiile curgerii sînt astfel aduse într-o formă (ec. 3.3-1a,j), care împreună cu condițiile inițiale și de contur fac posibilă o rezolvare univocă a sistemului.

Mărimile presupuse cunoscute sînt :

- viteza de reacție medie $\overline{R}_k$ pe unitatea de volum a tuturor reacțiilor k ce apar;
- densitatea fluxului mediu al radiației, div $\overline{\overline{J}}_{q,R}$ pe unitatea de volum (paragraful 3.5);
- constantele modelului turbulenței;
- numerele PRANDTL și SCHMIDT turbulente, $\sigma_{h,t}$ și $\sigma_{j,t}$ funcție de Re_t;
- căldura specifică medie la presiune constantă funcție de temperatură;
- viscozitatea laminară, η_l, numerele PRANDTL și SCHMIDT, $\sigma_{h,l}$ și $\sigma_{j,l}$ laminare funcție de temperatură.

Sistemul de ecuații (3.3-1a,j) reprezintă baza de plecare pentru abordarea practică a calculului unui focar industrial.

Cu mici modificări, acestui sistem de ecuații i se pot adăuga ecuații suplimentare pentru a mări sfera de înțelegere și studiu al unui fenomen parțial.

3.3.1. SIMPLIFICĂRI ADUSE ECUAȚIILOR CURGERII

3.3.1.1. ECUAȚII PENTRU NUMERE RAYNOLDS MARI

În regim turbulent stabilizat se poate considera :

$$\eta_t \gg \eta_l \qquad (3.3-2)$$

astfel în sistemul de ecuații (3.3-1a,j), toți termenii ce conțin factorul η_l pot fi neglijați. Cercetările experimentale /59/ întreprinse asupra arderii combustibililor gazoși au arătat valabilitatea relației (3.3-2), cu excepția stratului limită din apropierea pereților.

Tabelul 3.5

Ecuațiile de bilanț după introducerea mărimilor turbulente de schimb și a modelului $\overline{k}-\overline{W}$ al turbulenței

Ecuații pentru	Variabila considerată	Unitatea de măsură a variabilei	Variația în raport cu timpul	Convecția și difuzia	Termenul de sursă		Nr. ecuației
Continuitate	1	–	$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t}$	$+\operatorname{div}(\overline{\rho}\,\overline{\vec{v}})$		$=0$	3.3-1a
Impuls	$\overline{\vec{v}}$	$\frac{m}{s}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\,\overline{\vec{v}})$	$+\operatorname{Div}[\overline{\rho}\,\overline{\vec{v}}\,\overline{\vec{v}}-(\eta_t+\eta_l)(\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}+\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}})]$	$+\operatorname{grad}[\overline{p}+\frac{2}{3}\overline{\rho}\,\overline{k}+\frac{2}{3}(\eta_t+\eta_l)\cdot\operatorname{div}\overline{\vec{v}}]-\overline{\rho}\,\vec{k}$	$=0$	3.3-1b
Specii chimice	$\overline{m}_j$	$\frac{kg_j}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\,\overline{m}_j)$	$+\operatorname{div}\left[\overline{\rho}\,\overline{m}_j\overline{\vec{v}}-\left(\frac{\eta_t}{\sigma_{j,t}}+\frac{\eta_l}{\sigma_{j,l}}\right)\operatorname{grad}\overline{m}_j\right]$	$-\sum_{k=1}^{n}\nu_{j,k}\cdot\overline{R}_k$	$=0$	3.3-1c
Entalpie	$\overline{h}_g$	$\frac{KJ}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\,\overline{h}_g)$	$+\operatorname{div}\left[\overline{\rho}\,\overline{h}_g\overline{\vec{v}}-\left(\frac{\eta_t}{\sigma_{h,t}}+\frac{\eta_l}{\sigma_{h,l}}\right)\operatorname{grad}\overline{h}_g\right]$	$+\operatorname{div}\Big\{\sum_{j=1}^{p}\Big[\eta_t\left(\frac{1}{\sigma_{h,t}}-\frac{1}{\sigma_{j,t}}\right)+\eta_l\left(\frac{1}{\sigma_{h,l}}-\frac{1}{\sigma_{j,l}}\right)\Big]h_j\operatorname{grad}\overline{m}_j+\Big[\eta_t\left(\frac{1}{\sigma_{h,t}}-1\right)+\eta_l\left(\frac{1}{\sigma_{h,l}}-1\right)\Big]\cdot\operatorname{grad}\frac{\overline{\vec{v}}^2}{2}+\Big[\eta_t\left(\frac{1}{\sigma_{h,t}}-\frac{1}{\sigma_{k,t}}\right)+\eta_l\left(\frac{1}{\sigma_{h,l}}-1\right)\Big]\operatorname{grad}\overline{k}-(\eta_t+\eta_l)\operatorname{Div}\overline{\vec{v}}\,\overline{\vec{v}}+\frac{5}{3}(\eta_t+\eta_l)\overline{\vec{v}}\operatorname{div}\overline{\vec{v}}+\frac{2}{3}\overline{\rho}\,\overline{k}\,\overline{\vec{v}}\Big\}-\frac{\partial\overline{p}}{\partial t}+\operatorname{div}\overline{\vec{J}}_{q,R}-\overline{\rho}\,\overline{\vec{v}}\cdot\vec{k}$	$=0$	3.3-1d
Energia cinetică specifică pulsatorie	$\overline{k}$	$\frac{m^2}{s^2}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\,\overline{k})$	$+\operatorname{div}\left[\overline{\rho}\,\overline{k}\,\overline{\vec{v}}-\left(\frac{\eta_t}{\sigma_{k,t}}+\eta_l\right)\operatorname{grad}\overline{k}\right]$	$-\left[\eta_t(\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}:\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\overline{\vec{v}}\,\overline{\vec{v}})-\frac{2}{3}\overline{\rho}\,\overline{k}E:\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}\right]+C_D\overline{\rho}\,\overline{k}\,\overline{W}^{\frac{1}{2}}$	$=0$	3.3-1e
Pătratul frecvenței medii a pulsațiilor turbulente	$\overline{W}$	$\frac{1}{s^2}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho}\,\overline{W})$	$+\operatorname{div}\left[\overline{\rho}\,\overline{W}\,\overline{\vec{v}}-\left(\frac{\eta_t}{\sigma_{w,t}}+\eta_l\right)\operatorname{grad}\overline{W}\right]$	$-C_1\eta_t(\operatorname{Grad}\overline{\vec{\omega}}:\operatorname{Grad}\overline{\vec{\omega}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\overline{\vec{\omega}}\,\overline{\vec{\omega}})-C_3\frac{\overline{W}}{\overline{k}}\left[\eta_t(\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}:\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\overline{\vec{v}}\,\overline{\vec{v}})-\frac{2}{3}\overline{\rho}\,\overline{k}E:\operatorname{Grad}\overline{\vec{v}}\right]+C_2\overline{\rho}\,\overline{W}\,\overline{W}^{\frac{1}{2}}$	$=0$	3.3-1f

Ecuații suplimentare

[illegible]	$\eta_t=\overline{\rho}\,\frac{\overline{k}}{\overline{W}^{\frac{1}{2}}}$	3.3-1g
[illegible]	$\overline{\vec{\omega}}=\operatorname{rot}\overline{\vec{v}}$	3.3-1h
[illegible]	$\overline{h}_g=\sum_{j=1}^{p}(c_{p,j}\Big\|_0^{\overline{T}}\overline{m}_j)\,\overline{T}+\sum_{j=1}^{p}h_j\overline{m}_j+\frac{\overline{\vec{v}}^2}{2}+\overline{k}$	3.3-1i
[illegible]	$\overline{\rho}=\frac{\overline{p}}{\mathcal{R}\,\overline{T}\sum\frac{\overline{m}_j}{\mathcal{M}_j}}$	3.3-1j

3.3.1.2. NEGLIJAREA ENERGIEI MECANICE ÎN ECUAŢIA ENTALPIEI

Conform relaţiei (3.3-1.d) entalpia medie totală este formată din căldura sensibilă, căldura legată chimic şi din energia cinetică a mişcării principale şi pulsatorii.

În focare industriale vitezele de curgere în mod normal nu depăşesc 15o m/s, astfel că energiile cinetice sînt mici comparativ cu primii doi termeni ai relaţiei (3.3-1.d). Şi acest lucru a fost confirmat prin o serie de experienţe efectuate pe curenţi de aer /66/.

În ecuaţia (3.3-1.d) de bilanţ a entalpiei nu intră valorile absolute ale energiilor parţiale, ci doar diferenţele lor. Si aici gradienţii energiilor cinetice sînt mici comparativ cu cei ai căldurii sensibile şi a celei legate chimic, astfel putînd fi neglijaţi. Termenii rîndului al şaselea din ecuaţia entalpiei se consideră de importanţă minoră pentru flăcări de difuzie.

Variaţia în timp a presiunii medii $\frac{\partial \bar{p}}{\partial t}$ pentru un focar ce funcţionează la presiune atmosferică este neglijabilă.

Astfel din termenul de sursă al ecuaţiei entalpiei rămîn după simplificări doar doi termeni (ec.3.3-3.d). De o importanţă majoră este al doilea termen div $\bar{\bar{J}}_{q,R}$, reprezentînd densitatea fluxului de căldură transmis prin radiaţie, care poate ajunge la 9o% din cantitatea fluxului total de căldură transmis pereţilor în focare industriale.

Aproximarea acestei expresii importante face obiectul unui subcapitol ulterior.

3.3.2. FORME PARTICULARE ALE ECUAŢIILOR CURGERII

Lucrarea de faţă şi-a propus pentru exemplificare, studiul flăcării difusive staţionare a gazului metan, obţinută cu un arzător dublu concentric într-un focal axial simetric şi al distribuţiei fluxului de căldură. Ecuaţiile generale de bilanţ prezentate anterior vectorial şi tensorial se vor transcrie pentru această formă particulară de curgere. Se foloseşte un sistem de coordonate cilindrice (z, r şi θ), fig.3.6.

Din punct de vedere matematic, noţiunea de curgere bidimensională referitoare la tipul de focar din fig.3.6 reprezintă că mărimile (proprietăţile) φ ale fluidului nu sînt dependente de direcţia tangenţială θ

$$\varphi = f(z,r) \neq f(\theta) \qquad (3.3\text{-}4)$$

sau

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = 0 \qquad (3.3\text{-}5)$$

Tabelul 3.6

Ecuaţiile de bilanţ simplificate pentru numere Raynolds mari şi la neglijarea energiei mecanice:

Ecuaţii pentru	Variabila considerată	Unităţi de măsură a variabilei	Variaţia în raport cu timpul	Convecţia şi difuzia	Termenul de sursă		Nr. ecuaţiei
continuitate	1	–	$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t}$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\,\bar{\bar{v}})$		$=0$	3.3-3a
impuls	$\bar{\bar{v}}$	$\frac{m}{s}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{\bar{v}})$	$+\operatorname{Div}[\bar{\rho}\bar{\bar{v}}\bar{\bar{v}}-\eta_t(\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}+\overline{\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}})]$	$+\operatorname{grad}(\bar{p}+\frac{2}{3}\bar{\rho}\bar{k}+\frac{2}{3}\eta_t\operatorname{div}\bar{\bar{v}})-\bar{\rho}\bar{\bar{k}}$	$=0$	3.3-3b
[illegible] chimice	$\bar{m}_j$	$\frac{kg_j}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{m}_j)$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{m}_j\bar{\bar{v}}-\frac{\eta_t}{\sigma_{j,t}}\operatorname{grad}\bar{m}_j)$	$-\sum_{k=1}^{n}\nu_{jk}\bar{R}_k$	$=0$	3.3-3c
entalpie	$\bar{h}$	$\frac{KJ}{kg}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{h})$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{h}\bar{\bar{v}}-\frac{\eta_t}{\sigma_{h,t}}\operatorname{grad}\bar{h})$	$+\operatorname{div}\sum_{j=1}^{p}\eta_t\left(\frac{1}{\sigma_{h,t}}-\frac{1}{\sigma_{j,t}}\right)h_j\operatorname{grad}\bar{m}_j$ $+\operatorname{div}\bar{\bar{J}}_{q,R}$	$=0$	3.3-3d
Energia cinetică turbulentă pulsatorie	$\bar{k}$	$\frac{m^2}{s^2}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{k})$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{k}\bar{\bar{v}}-\frac{\eta_t}{\sigma_{k,t}}\operatorname{grad}\bar{k})$	$-[\eta_t(\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}:\overline{\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\bar{\bar{v}}\bar{\bar{v}})-\frac{2}{3}\bar{\rho}\bar{k}E:\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}]+$ $+C_D\bar{\rho}\bar{k}\bar{W}^{\frac{1}{2}}$	$=0$	3.3-3e
Pătratul frecvenţei [illegible] pulsaţiilor turbulente	$\bar{W}$	$\frac{1}{s^2}$	$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\bar{W})$	$+\operatorname{div}(\bar{\rho}\bar{W}\bar{\bar{v}}-\frac{\eta_t}{\sigma_{w,t}}\operatorname{grad}\bar{W})$	$-C_1\eta_t(\operatorname{Grad}\bar{\bar{\omega}}:\overline{\operatorname{Grad}\bar{\bar{\omega}}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\bar{\bar{\omega}}\bar{\bar{\omega}})-C_3\frac{\bar{W}}{\bar{k}}$ $[\eta_t(\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}:\overline{\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}}+\operatorname{div}\operatorname{Div}\bar{\bar{v}}\bar{\bar{v}})-\frac{2}{3}\bar{\rho}\bar{k}E:\operatorname{Grad}\bar{\bar{v}}]$ $+C_2\bar{\rho}\bar{W}\bar{W}^{\frac{1}{2}}$	$=0$	3.3-3f
Ecuaţii suplimentare							
Modelul [illegible] $\bar{W}$ [illegible]				$\eta_t=\bar{\rho}\frac{\bar{k}}{\bar{W}^{\frac{1}{2}}}$			3.3-3g
[illegible]				$\bar{\bar{\omega}}=\operatorname{rot}\bar{\bar{v}}$			3.3-3h
Entalpie				$\bar{h}=\sum_{j=1}^{p}\left(c_{p,j}\Big\vert_0^{\bar{T}}\bar{m}_j\right)\bar{T}+\sum_{j=1}^{p}h_j\bar{m}_j$			3.3-3i
[illegible]				$\bar{\rho}=\frac{\bar{p}}{\mathcal{R}\bar{T}\sum\frac{\bar{m}_j}{\mathcal{M}_j}}$			3.3-3j

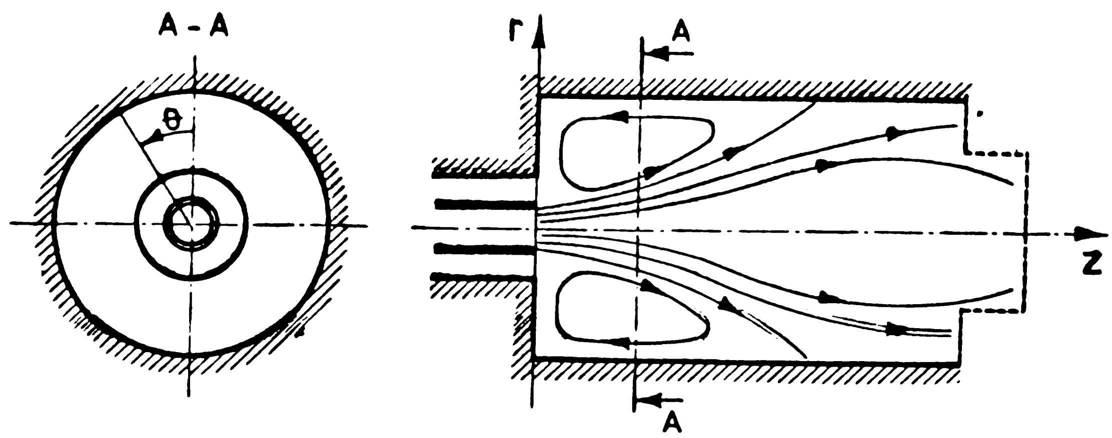


Fig.3.6. Sistemul de coordonate cilindrice

Apariţia componentelor tangenţiale ale vitezei medii de curgere pe circumferinţa focarului nu contravine ipotezei de curgere bidimensională.

Rezolvarea problemelor curgerii bidimensionale se poate face pornind de la două sisteme de bază :

- într-un sistem presiunea şi componentele vitezei sînt variabile dependente
- în celălalt sistem funcţia de curent şi viteza unghiulară a vîrtejului sînt considerate variabile dependente.

Din punct de vedere matematic ecuaţiile cu v_z, v_r şi p ca variabile dependente (primul sistem) şi ecuaţiile cu Ψ şi ω_θ ca variabile dependente (al doilea sistem) se obţin expresii echivalente. Avantajele şi dezavantajele unuia sau ale celuilalt sistem se pot discuta în ceea ce priveşte rezolvarea numerică.

GOSMAN /2o/ a recomandat la început sistemul Ψ , ω_θ pentru a putea elimina presiunea din ecuaţiile de bilanţ. Reconsiderarea presiunii s-a făcut după calculul cîmpului lui Ψ şi al vitezelor. Valorile presiunii statice astfel obţinute sînt supuse unei erori numerice, ele provenind după calcule lungi (o diferenţiere dublă şi o integrare numerică simplă). Avînd în vedere că în general distribuţia presiunii în camere de ardere prezintă mai puţin interes practic decît liniile de curent şi distribuţia vitezelor, acest dezavantaj nu este prea important.

Un alt dezavantaj al sistemului Ψ , ω_θ este că nu poate fi extins asupra curgerilor tridimensionale /21/, deoarece nu există o funcţie de curent pentru curgeri tridimensionale.

Ca avantaje se remarcă reducerea numărului de ecuaţii de rezolvat cu una faţă de sistemul p, $\vec{v}$ şi a condiţiilor de contur ale ecuaţiei Ψ foarte simple (condiţii DIRICHLET). Totodată timpii de calcul sînt mai mici.

Avantajul sistemului p, $\vec{v}$ constă în marea sa flexibilitate, putîndu-se adapta la toată gama de probleme ale curgerii fluidelor

...compresibile şi compresibile bi- şi tridimensionale. Ca principal dezavantaj este sistemul matematic mai complicat ce necesită timpi mari de calcul şi implicit calculatoare electronice de mare putere. Cercetări recente ale lui SPALDING /64/ indică utilizarea sistemului $p, \vec{v}$, mai ales în probleme de determinare exactă a cîmpului vitezelor şi presiunii statice.

În lucrarea de faţă s-a utilizat sistemul Ψ, ω_θ, fiind unicul, ale cărui rezultate au putut fi comparate cu cele existente în literatura de specialitate /2o/.

3.3.3. SISTEMUL DE ECUAŢII AVÎND FUNCŢIA DE CURENT ŞI VITEZĂ UNGHIULARĂ A VÎRTEJULUI CA VARIABILE DEPENDENTE ÎN COORDONATE CILINDRICE

Pentru curenţi care din punct de vedere matematic sînt bidimensionali, se poate defini o funcţie scalară $\Psi(z,r)$, astfel ca liniile de aceeaşi valoare a funcţiei să fie liniile de curent ale cîmpului vitezei.

În coordonate cilindrice funcţia de curent este definită prin condiţiile :

$$\rho v_z = + \frac{1}{r}\frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad \text{şi} \qquad (3.3\text{-}6.a)$$

$$\rho v_r = - \frac{1}{r}\frac{\partial \Psi}{\partial z} \qquad (3.3\text{-}6.b)$$

O reprezentare intuitivă a funcţiei de curent este redată în fig.3.7. Se prezintă schematic forma liniilor de curent pentru un fluid ce curge printr-o duză. Axa duzei este considerată o linie de curent de valoare O. Prin integrarea ecuaţiei (3.3-6a) în secţiunea A-O se obţine valoarea funcţiei de curent în punctul A.

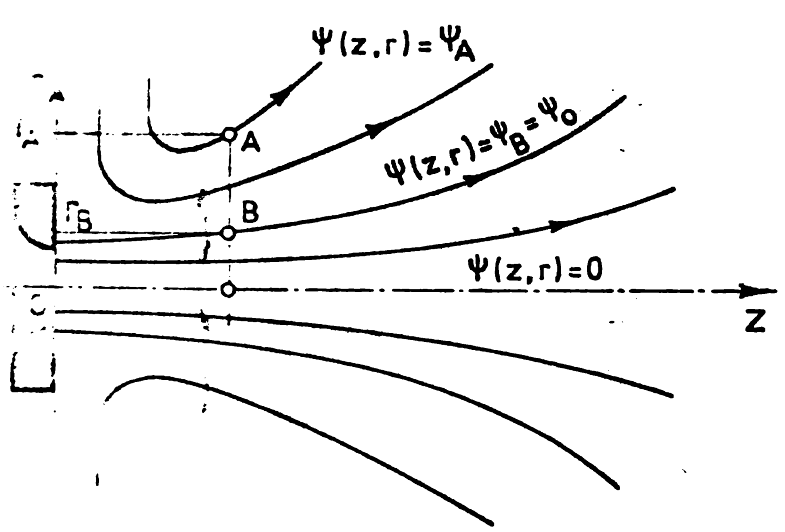


Fig.3.7. Reprezentarea funcţiei de curent.

$$\Psi_A = \int_0^{r_A} \rho v_z r\, dr = \frac{1}{2\pi}\dot{M}_A \qquad (3.3\text{-}7)$$

...reprezintă masa de fluid în mişcare între punctul A şi axă împărţită la 2π.

Linia de curent din punctul B corespunde ieşirii din duză şi corespunde o valoare a masei $\dot{M}_0$ împărţită la 2π.

$$\Psi_B = \int_0^{r_B} \rho v_z r \, d_r = \frac{1}{2\pi} \dot{M}_0 = \Psi_0 \qquad (3.3-8)$$

Pentru un proces staţionar, în coordonate cilindrice, ecuaţia de continuitate (3.1-12) utilizînd funcţia de curent (ec. 3.3-6a,b) devine :

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial z}\right) = 0 \qquad (3.3-9)$$

obţinîndu-se astfel o reducere de la două la una a ecuaţiilor de rezolvat; masa fiind obţinută implicit (ec.3.3-7 şi 3.3-8).

Ecuaţia de bilanţ pentru impuls (3.1-19) reprezintă conservarea impulsului în direcţiile : axială, radială şi tangenţială (în coordonate cilindrice). Deoarece presiunea nu este o variabilă independentă, ci este definită prin cîmpul vitezelor, ea poate fi eliminată din ecuaţii prin introducerea vitezei unghiulare a vîrtejului $\vec{\omega}$, ca nouă variabilă dependentă /2o/, definită prin :

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v} \qquad (3.3-10)$$

şi prin aplicarea operatorului rot asupra ecuaţiei (3.1-19).

Astfel, rot grad p = o, presiunea este eliminată din componentele axială, radială şi tangenţială ale impulsului, prin reducerea la o singură ecuaţie de bilanţ pentru $\vec{\omega}$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{\omega}) + \text{Div}(\rho\vec{\omega}\vec{v}) - \text{rot Div } T_v - \vec{\omega}\,\text{Grad}(\rho\vec{v}) -$$

$$-\vec{\omega}\frac{\partial\rho}{\partial t} - \left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2}\text{grad }\vec{v}^{\,2} - \vec{k}\right).\text{grad}\,\rho = 0 \qquad (3.3-11)$$

Pentru curenţi bidimensionali axial-simetrici, vectorul vitezei unghiulare a vîrtejului are următoarele componente :

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v} = \begin{pmatrix} \omega_z \\ \omega_r \\ \omega_\theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(v_\theta) \\ -\frac{\partial v_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \end{pmatrix} \qquad (3.3-12)$$

Introducînd ecuaţiile (3.3-6a,b) în ecuaţia (3.3-12) se poate exprima legătura dintre ω_θ şi Ψ , printr-o ecuaţie diferenţială POISSON :

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r\rho}\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r\rho}\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) - \omega_\theta = 0 \qquad (3.3-13)$$

Ecuaţia (3.3-13) poate fi adusă la forma ecuaţiei generale de bilanţ (Tabelul 3.7), această ecuaţie reprezentînd punctul de referinţă pentru un procedeu general şi economic de rezolvare

Tabelul 3.7

Ecuația generală de bilanț și ecuațiile curgerii în coordonate cilindrice

Ecuația generală de bilanț pentru variabila φ :

Convecție	Difuzie	Sursă		Nr ecuației
$a_\varphi\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\varphi\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)-\frac{\partial}{\partial r}\left(\varphi\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)\right]$	$-\frac{\partial}{\partial z}\left[rb_\varphi\frac{\partial}{\partial z}(c_\varphi\varphi)\right]-\frac{\partial}{\partial r}\left[rb_\varphi\frac{\partial}{\partial r}(c_\varphi\varphi)\right]$	$-rd_\varphi$	$=0$	3.3-14

Ecuațiile curgerii cuprinse în modelul matematic

Ecuații pentru	Denumirea variabilei φ	$\frac{U}{M}$	Coef. a_φ	Coef. b_φ	Coef. c_φ	Coef. d_φ (termen de sursă)	
Funcția de curent	ψ	$\frac{kg}{s}$	0	$\frac{1}{r^2\rho}$	1	$+\frac{\omega_\theta}{r}$	3.3-14a
Vit. unghiulară/rază	$\frac{\omega_\theta}{r}$	$\frac{1}{m\cdot s}$	r^2	r^2	η_{ef}	$+\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_\theta^2)+r\left\{\frac{\partial}{\partial z}\frac{v_z^2+v_r^2}{2}\frac{\partial\rho}{\partial r}-\frac{\partial}{\partial r}\frac{v_z^2+v_r^2}{2}\frac{\partial\rho}{\partial z}-k_z\frac{\partial\rho}{\partial r}\right\}$	3.3-14b
Impuls θ · rază	rv_θ	$\frac{m^2}{s}$	1	$r^2\eta_{ef}$	$\frac{1}{r^2}$	0	3.3-14c
Specii chimice	m_j'	$\frac{kg_j}{kg}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{j,ef}}$	1	$+\sum_{k=1}^{n}\nu_{jk}R_k$	3.3-14d
Entalpia	h	$\frac{KJ}{kg}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{h,ef}}$	1	$-\frac{1}{r}\sum_{j=1}^{p}\left\{\frac{\partial}{\partial z}\left[r\eta_{ef}\left(\frac{1}{\sigma_{h,ef}}-\frac{1}{\sigma_{j,ef}}\right)h_j\frac{\partial m_j}{\partial z}\right]+\frac{\partial}{\partial r}\left[r\eta_{ef}\left(\frac{1}{\sigma_{h,ef}}-\frac{1}{\sigma_{j,ef}}\right)h_j\frac{\partial m_j}{\partial r}\right]\right\}-\frac{1}{r}\left[\frac{\partial}{\partial z}(r\cdot\dot{q}_{R,z})+\frac{\partial}{\partial r}(r\cdot\dot{q}_{R,r})\right]$	3.3-14e
Energia cinetică pulsatorie	k	$\frac{m^2}{s^2}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{k,ef}}$	1	$+\eta_t\left\{2\left[\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}+\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r}\right)^2-\frac{2}{r}v_\theta\frac{\partial v_\theta}{\partial r}+\frac{2v_r^2}{r^2}+\frac{v_\theta^2}{r^2}\right\}-\frac{2}{3}\rho k\left[\frac{\partial v_z}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r)\right]-C_d\rho kW^{\frac{1}{2}}$	3.3-14f
	În termenul de sursă d_φ: $v_z=\frac{1}{\rho r}\frac{\partial\psi}{\partial r}$; $v_r=-\frac{1}{\rho r}\frac{\partial\psi}{\partial z}$ 3.3-14f'						
Pătratul frecvenței [illegible]	W	$\frac{1}{s^2}$	1	$\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{W,ef}}$	1	$+C_1\eta_t\left\{2\left[\left(\frac{\partial\omega_z}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\omega_r}{\partial r}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial\omega_z}{\partial r}+\frac{\partial\omega_r}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\omega_\theta}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\omega_\theta}{\partial r}\right)^2-\frac{2}{r}\omega_\theta\frac{\partial\omega_\theta}{\partial r}+\frac{2\omega_r^2}{r^2}+\frac{\omega_\theta^2}{r^2}\right\}+C_3\frac{W}{k}\left\{\left\{\eta_t\left\{2\left[\left(\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}+\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r}\right)^2-\frac{2}{r}v_\theta\frac{\partial v_\theta}{\partial r}+\frac{\partial v_r}{r^2}+\frac{v_\theta^2}{r^2}\right\}-\frac{2}{3}\rho k\left[\frac{\partial v_z}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{r}{\partial r}(rv_r)\right]\right\}\right\}-C_2\rho WW^{\frac{1}{2}}$	3.3-14g
	$\omega_z=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\cdot v_\theta)$; $\omega_r=-\frac{\partial v_\theta}{\partial z}$ 3.3-14g'						

numerică a ecuaţiilor diferenţiale ce descriu procesele din focare. Astfel calculul curgerii, amestecului şi arderii complete se face prin rezolvarea simultană a cinci ecuaţii diferenţiale cu derivate parţiale ce descriu : conservarea masei (Ψ); speciei chimice (m_j), energiei (h), vitezei unghiulare a vîrtejului (ω) şi a componentei tangenţiale a impulsului ($v_\theta .r$). Ecuaţiile de bilanţ ce descriu fenomenele parţiale mai sus arătate, au o trăsătură comună şi anume, cu mici modificări se pot aduce la o formă generală a ecuaţiei de bilanţ, făcîndu-le accesibile metodelor de rezolvare numerice.

Pentru rezolvarea numerică a ecuaţiilor curgerii, lucrarea de faţă foloseşte sistemul de ecuaţii de bază $\Psi - \omega_\theta$, aflat în formă definitivă în tabelul 3.7. Schema generală de rezolvare a unui astfel de sistem a fost confirmată de GOSMAN /2o/.

Derivarea ecuaţiei de bilanţ pentru componenta tangenţială a vitezei unghiulare a vîrtejului (3.3-14b) a fost făcută pe baza ecuaţiei generale a vectorului vîrtej (3.3-11) /66/. În ecuaţia lui ω_θ (3.3-14b) ca şi în restul ecuaţiilor de bilanţ (3.3-14f şi 3.3-14g) apar încă v_z şi v_r ca şi variabile, care însă pot fi eliminate pe baza ecuaţiilor de definiţie (3.3-14'f).

În forma finală a sistemului de ecuaţii (Tabelul 3.7) s-a folosit în locul lui ω_θ variabila ω_θ/r, iar în locul lui v_θ variabila $r.v_\theta$. v_z şi v_r au fost utilizate în termenul de sursă a lui ω_θ pentru o scriere simplificată, aceste mărimi fiind ulterior înlocuite prin utilizarea funcţiei de curent. De asemenea ω_z şi ω_r trebuie înlocuiţi în termenul de sursă a lui $\overline{W}$ pentru o curgere turbionară cu ecuaţiile (3.3-14'g). La o curgere neturbionară ω_z şi ω_r iau valoarea zero.

Modificări semnificative ale acestui sistem de ecuaţii se aduc în continuare prin precizarea reacţiei chimice şi a transferului de căldură prin radiaţie.

3.4. DESCRIEREA MATEMATICĂ A REACŢIEI DE ARDERE

3.4.1. SIMPLIFICĂRI ADUSE DESCRIEI REACŢIEI DE ARDERE

În general, calculul flăcării industriale se face considerînd reacţia de ardere mult simplificată. Acest lucru se impune din următoarele motive :

- reacţiile elementare ce apar la oxidarea combustibililor nu sînt clarificate în întregime, cu excepţia unor combus-

...ilii gazoşi simpli, ca de exemplu hidrogenul /67/ sau metanul /68/;

- descrierea completă a arderii cu ajutorul reacţiilor elementare implică un număr mare de componente. Astfel CREMER /69/ în cadrul reacţiei metan-aer ia în considerare 17 componente.

Cheltuielile de calcul pentru rezolvarea unui număr aşa de mare de ecuaţii de transport a speciilor chimice nu sînt accesibile, mai ales în cadrul focarelor în care avem recirculare a produselor de ardere. Totodată este problematică obţinerea stabilităţii la rezolvarea numerică a acestor ecuaţii neliniare.

- este greu de determinat viteza de reacţie a combustibililor gazoşi în focare cu regim turbulent de desfăşurare a curgerii şi arderii.

Pentru a obţine modele matematice simplificate a reacţiei de ardere, se utilizează frecvent aşa numitele "reacţii brute", în care se neglijează etapele intermediare de desfăşurare a reacţiei. Se face bilanţul raportat doar la componentele iniţiale şi la produşi finali (nu se iau în considerare componentele inerte). ... i brute ale oxidării CH_4 şi CO sînt date în /7o/. O altă simplificare importantă rezultă din considerarea că unele reacţii de ardere se desfăşoară infinit de repede.

În această lucrare se vor deduce modele simple ale reacţiilor de ardere, neglijîndu-se influenţa turbulenţei, astfel ca vitezele de reacţie medii să fie funcţii numai de mărimile simple ..., ca de exemplu ale concentraţiilor şi temperaturilor medii. S-au făcut încercări de luare în considerare a turbulenţei /.../,/66/, utilizînd un model $\bar{k}$-$\bar{W}$ sau $\bar{k}$-$\bar{\varepsilon}$, însă pentru calculul ...ilor de difuzie a combustibililor gazoşi, unde se consideră viteza de reacţie infinit de mare, volumul suplimentar de calcul nu justifică precizia redusă a rezultatelor obţinute.

3.4.2. REACŢII BRUTE

Forma generală a ecuaţiei unei reacţii brute este dată de ...esia :

$$\nu_1^* \mathcal{M}_1 + \nu_2^* \mathcal{M}_2 \underset{k_i}{\overset{k_d}{\rightleftharpoons}} \nu_3^* \mathcal{M}_3 + \dots + \nu_m^* \mathcal{M}_m. \qquad (3.4\text{-}1)$$

...are, în cazul în care se folosesc coeficienţii stoechiometrici ... de relaţia (3.1-29) devine :

$$\nu_1 + \nu_2 \underset{k_i}{\overset{k_d}{\rightleftharpoons}} \nu_3 + \dots + \nu_m \qquad (3.4\text{-}2)$$

cu indicele 1 s-a notat combustibilul, cu 2 oxidantul, indicii 3 la m reprezintă produsele arderii. Celelalte componente m+1 la p sînt inerte, coeficienţii lor stoechiometrici fiind o.

În cazul arderii metanului cu oxigenul, forma particulară a relaţiei (3.4-2) este :

$$\nu_{CH_4} + \nu_{O_2} \underset{k_i}{\overset{k_d}{\rightleftharpoons}} \nu_{H_2O} + \nu_{CO_2} \tag{3.4-3}$$

cu $\nu_{CH_4} = -0,20$; $\nu_{O_2} = -0,80$, $\nu_{H_2O} = 0,45$; $\nu_{CO_2} = 0,55$.

Pentru concentraţia medie a componentelor m este valabilă ecuaţia de bilanţ dedusă în paragraful 3.2.

$$\mathrm{div}(\bar{\rho}\,\bar{m}_j\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{j,ef}}\,\mathrm{grad}\,\bar{m}_j) - \nu_j\bar{R} = 0 \tag{3.4-4}$$

care poate fi integrată pentru componentele p-1 avînd în vedere că :

$$\sum_{j=1}^{p} \bar{m}_j = 1 \tag{3.4-5}$$

iar pentru componentele j = m+1,...,p termenul de sursă $\nu_j\bar{R} = 0$. Sistemul de ecuaţii (3.4-4) poate fi simplificat prin eliminarea termenului de sursă $\nu_j\bar{R}$ din ecuaţiile m-1 şi presupunînd numerele SCHMIDT efective ca egale pentru toate componentele :

$$\sigma_{1,ef} = \sigma_{j,ef} = \sigma_{\varphi,ef} \tag{3.4-6}$$

Se obţin astfel următoarele ecuaţii de bilanţ :

pentru j = 1

$$\mathrm{div}(\bar{\rho}\,\bar{m}_1\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{\varphi,ef}}\,\mathrm{grad}\,\bar{m}_1) - \nu_1\bar{R} = 0 \tag{3.4-7a}$$

pentru j = 2...m şi $\bar{\varphi}_j = \dfrac{\bar{m}_1}{\nu_1} - \dfrac{\bar{m}_j}{\nu_j}$

$$\mathrm{div}(\bar{\rho}\,\bar{\varphi}_j\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{\varphi,ef}}\,\mathrm{grad}\,\bar{\varphi}_j) = 0 \tag{3.4-7b}$$

pentru j = m+1...p-1.

$$\mathrm{div}(\bar{\rho}\,\bar{m}_j\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{\varphi,ef}}\,\mathrm{grad}\,\bar{m}_j) = 0 \tag{3.4-7c}$$

pentru j = p

$$\bar{m}_p = 1 - \sum_{j=1}^{p-1} \bar{m}_j \tag{3.4-7d}$$

Variabilele dependente introduse în ecuaţia (3.4-7b)

$$\bar{\varphi}_j = \frac{\bar{m}_1}{\nu_1} - \frac{\bar{m}_j}{\nu_j}$$

ca şi componentele inerte din ecuaţia (3.4-7c) proprietăţi con-..rvative.

Ca urmare a transformărilor efectuate, viteza de reacţie $\bar{R}$ ..are doar în ecuaţia pentru combustibil (3.4-7a) şi termenul $\nu_1\bar{R}$ ..oate fi aproximat cu o expresie de forma /66/ :

$$\nu_1\bar{R} = \nu_1^* \mathcal{M}_1 \bar{k}_d \left[\left(\bar{\varrho}\frac{\bar{m}_1}{\mathcal{M}_1}\right)^{-\nu_1^*} \left(\bar{\varrho}\frac{\bar{m}_2}{\mathcal{M}_2}\right)^{-\nu_2^*} - \frac{1}{K_c} \prod_{j=3}^{m} \left(\bar{\varrho}\frac{\bar{m}_j}{\mathcal{M}_j}\right)^{\nu_j^*} \right] \qquad (3.4-8)$$

În general pentru domeniul de temperaturi ridicate din fo..rele generatoarelor de abur, constanta de echilibru a reacţiei K_c are valoare foarte mare, astfel că reacţia de ardere (3.4-1) se ..desfăşoară exclusiv de la stînga la dreapta. Pentru $K_c \to \infty$ dispa..re a doua expresie din membrul drept al relaţiei (3.4-8), iar pen..tru K_c suficient de mare, poate fi neglijat.

3.4.3. INTRODUCEREA FRACŢIEI AMESTECULUI

Ecuaţiile de bilanţ ale speciilor chimice (3.4-7a,b) pot fi ..se într-o forma particulară, dacă sînt îndeplinite condiţiile:

- ..urile de materie sînt introduse separat în camera de ardere în c..rent primar şi secundar, avînd un profil plan al concentra..ţiilor (din punct de vedere tehnic acest lucru este realizabil ..u arzător de difuzie tip "ţeavă în ţeavă");
- ..ul are pereţii impermeabili;
- condiţiile de contur ale concentraţiilor la pereţi şi la ieşirea ..n focar sînt date de acelaşi tip de ecuaţii (gradienţi).

În aceste condiţii variabilele $\bar{\varphi}_j$ (j = 2,...,m) şi concen..ţiile $\bar{m}_j$ ale componentelor inerte (j = m+1,...,p-1), prin in..rea aşa numitei "fracţii a amestecului" (raportul ameste..cu.. i.

$$\bar{f} = \frac{\bar{\varphi}_j - (\bar{\varphi}_j)_s}{(\bar{\varphi}_j)_p - (\bar{\varphi}_j)_s} = \frac{\bar{m}_j - (\bar{m}_j)_s}{(\bar{m}_j)_p - (\bar{m}_j)_s} \qquad (3.4-9)$$

.. fi determinate prin reducerea ecuaţiilor p-2 (3.4-7b şi 3.4-7c) .. o singură ecuaţie pentru $\bar{f}$:

$$\mathrm{div}\left(\bar{\varrho}\,\bar{f}\,\bar{\bar{v}} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{f,ef}}\,\mathrm{grad}\,\bar{f}\right) = 0 \qquad (3.4-10)$$

..de $\bar{f}$ = 1 pentru secţiunea de intrare primară şi $\bar{f}$ = o pentru ..ţiun.. a de intrare secundară, conform relaţiei (3.4-9).

3.4.4. MODELUL REACŢIEI "AMESTEC = ARS"

Dacă presupunem că viteza reacţiei brute (3.4-1) este infinit de mare, se obține o nouă simplificare a ecuației de bilanț a arderii (3.4-7a,d). Prin substituția ecuației (3.4-8) în ecuația (3.4-7a) și prin împărțirea la $\bar{k}_d$, considerînd $\bar{k}_d \to \infty$, rezultă în locul ecuației diferențiale (3.4-7a) pentru bilanțul material ecuația algebrică nelineară :

$$\left(\bar{\rho}\frac{\bar{m}_1}{\mathcal{M}_1}\right)^{-\nu_1^*}\left(\bar{\rho}\frac{\bar{m}_2}{\mathcal{M}_2}\right)^{-\nu_2^*} - \frac{1}{K_c}\prod_{j=3}^{m}\left(\bar{\rho}\frac{\bar{m}_j}{\mathcal{M}_j}\right)^{\nu_j^*} = 0 \qquad (3.4\text{-}11)$$

Considerînd pentru o reacție de ardere $K_c \to \infty$, se obține

$$\bar{m}_1^{-\nu_1^*}\ \bar{m}_2^{-\nu_2^*} = 0 \qquad (3.4\text{-}12)$$

Acest model al reacției exclude posibilitatea existenței în același timp și loc a combustibilului și oxidantului, corespunzînd expresiei "amestec = ars"; prin "amestec" înțelegîndu-se amestecul macroscopic. Această formulare este identică cu ipoteza unei viteze medii de reacție infinit de mare.

Ecuația (3.4-12) are soluția generală :

$$\bar{m}_2 = 0 \quad \text{pentru} \quad \bar{m}_1 \geq 0 \qquad (3.4\text{-}13a)$$

$$\bar{m}_1 = 0 \quad \text{pentru} \quad \bar{m}_2 \geq 0 \qquad (3.4\text{-}13b)$$

Cu ajutorul relațiilor (3.4-13a,b), din rezolvarea ecuațiilor diferențiale (3.4-7b) rezultă următoarea distribuție a concentrațiilor reactanților :

$$\text{pentru} \quad \bar{\varphi}_2 \leq 0 \ : \ \bar{m}_1 = \nu_1 \bar{\varphi}_2 \ ; \ \bar{m}_2 = 0$$
$$\bar{\varphi}_2 \geq 0 \ : \ \bar{m}_1 = 0 \ ; \ \bar{m}_2 = -\nu_2 \bar{\varphi}_2 \qquad (3.4\text{-}14a)$$

$$\text{pentru} \quad j = 3,\ldots m \ : \ \bar{m}_j = \frac{\nu_j}{\nu_1}\bar{m}_1 - \nu_j \bar{\varphi}_j \qquad (3.4\text{-}14b)$$

În cazul utilizării unui arzător de difuzie dublu concentric cu admisie primară și secundară, rezolvarea ecuației diferențiale (3.4-7b) duce la următoarele soluții :

$$\text{pentru} \quad \bar{f} \geq -\frac{(\bar{\varphi}_2)_s}{(\bar{\varphi}_2)_p - (\bar{\varphi}_2)_s} \ : \ \bar{m}_1 = \nu_1\left[(\bar{\varphi}_2)_p - (\bar{\varphi}_2)_s\right]\bar{f} + \nu_1(\bar{\varphi}_2)_s ; \ \bar{m}_2 = 0$$

$$\bar{f} \leq -\frac{(\bar{\varphi}_2)_s}{(\bar{\varphi}_2)_p - (\bar{\varphi}_2)_s} \ : \ \bar{m}_1 = 0 ; \ \bar{m}_2 = -\nu_2\left[(\bar{\varphi}_2)_p - (\bar{\varphi}_2)_s\right]\bar{f} - \nu_2(\bar{\varphi}_2)_s \qquad (3.4\text{-}15a)$$

$$\text{pentru} \quad j = 3,\ldots m \ : \ \bar{m}_j = \frac{\nu_j}{\nu_1}\bar{m}_1 - \nu_j\left[(\bar{\varphi}_j)_p - (\bar{\varphi}_j)_s\right]\bar{f} - \nu_j(\bar{\varphi}_j)_s \qquad (3.4\text{-}15b)$$

Din ecuațiile (3.4-14a) și (3.4-15a), pentru suprafața unde se stabileşte amestecul stoechiometric, avem :

$$\bar{\varphi}_2 = (\bar{\varphi}_s)_{st} = o \tag{3.4-16}$$

şi

$$\bar{f} = \bar{f}_{st} = \frac{-(\bar{\varphi}_2)_s}{(\bar{\varphi}_2)_p - (\bar{\varphi}_2)_s} \tag{3.4-17}$$

Dacă la arzătorul de difuzie dublu concentric introducem prin orificiul primar numai combustibil $(\bar{m}_1)_p = 1$; iar dacă prin orificiul secundar se introduce doar oxidant $(\bar{m}_2)_s = 1$. Astfel ecuaţia (3.4-17) se mai poate scrie

$$\bar{f} = \bar{f}_{st} = \frac{1}{1 + \frac{\nu_2}{\nu_1}} \tag{3.4-18}$$

3.4.5. CALCULUL CONCENTRAŢIILOR MASICE AL COMPONENTELOR LA ARDEREA GAZULUI METAN

Considerînd reacţia brută de oxidare a metanului într-o singură etapă

$$CH_4 + 2O_2 \xrightarrow{k_d = \infty} 2H_2O + CO_2 \tag{3.4-19}$$

de tipul "amestec = ars", doar CH_4, O_2, H_2O, CO_2 şi N_2 sînt luate în considerare ca şi componente de calcul.

Aceste simplificări permit determinarea fracţiilor de masă locale a tuturor speciilor chimice m_j din raportul adimensional de amestec f (ec.3.4-9) (fracţia amestecului)

- metanul - CH_4

$$\left.\begin{array}{l} f \geq f_{st} : m_{O_2} = o \\ f < f_{st} : m_{O_2} = (m_{O_2})_s(1-f) - \lambda (m_{CH_4})_p\, f \\ \qquad\qquad m_{CH_4} = o \end{array}\right\} \tag{3.4-2o}$$

- oxigenul - O_2

$$\left.\begin{array}{l} f \geq f_{st};\ m_{CH_4} = \frac{1}{\lambda}(m_{O_2})_s(f-1) + f(m_{CH_4})_p \\ \qquad\qquad m_{O_2} = o \\ f < f_{st} : m_{CH_4} = o \end{array}\right\} \tag{3.4-21}$$

- vaporii de apă-H_2O

În focar vaporii de apă provin din două surse :

- introduşi cu aerul necesar arderii şi
- ca produs al reacţiei conform ecuaţiei :

$$C_xH_y + (x + \frac{1}{4}y)O_2 \longrightarrow xCO_2 + \frac{1}{2}y\,H_2O \qquad (3.4\text{-}22)$$

Pe unitatea de masă de combustibil arsă se obţine cantitatea de apă

$$R_{H_2O} = \frac{9y}{12x + y} \qquad (3.4\text{-}23)$$

la consumul stoechiometric de oxigen

$$\lambda = \frac{32x + 8y}{12x + y} \qquad (3.4\text{-}24)$$

Pentru CH_4 ($x = 1$, $y = 4$, $\lambda = 4$).

Cantitatea de apă din fiecare punct de calcul al focarului se obţine cu relaţiile

$$\left.\begin{aligned} m_{H_2O} &= R_{H_2O}\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] \\ m_{H_2O} &= 9\left(\frac{3}{16}\lambda - \frac{1}{2}\right)\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] + f(m_{H_2O})_e \\ m_{H_2O} &= \frac{9}{4}\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] + f(m_{H_2O})_e \end{aligned}\right\} \qquad (3.4\text{-}25)$$

- bioxidul de carbon - CO_2

$$R_{CO_2} = \frac{44x}{12x + y} \qquad (3.4\text{-}26)$$

Din ecuaţiile (3.4-24) şi (3.4-26) rezultă cantitatea de bioxid de carbon în punctele de calcul :

$$\left.\begin{aligned} m_{CO_2} &= R_{CO_2}\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] \\ m_{CO_2} &= 11\left(\frac{1}{2} - \frac{\lambda}{16}\right)\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] \\ m_{CO_2} &= \frac{11}{4}\left[f(m_{CH_4})_p - m_{CH_4}\right] \end{aligned}\right\} \qquad (3.4\text{-}27)$$

- azotul - N_2

Fiind gaz inert, azotul nu ia parte la reacţie şi se determină din condiţia :

$$\sum m_j = 1 \qquad (3.4\text{-}28)$$

$$m_{N_2} = 1 - (m_{CH_4} + m_{O_2} + m_{H_2O} + m_{CO_2}) \qquad (3.4\text{-}29)$$

3.5. CALCULUL SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ PRIN RADIAŢIE

3.5.1. CONSIDERAŢII TEORETICE

Considerînd spaţiul focarului ca un fluid neizoterm care curge, acesta transportă în primul rînd căldură prin convecţie şi prin difuzie moleculară şi turbulentă. Corespunzător compoziţiei şi caracteristicilor optice, un mediu poate să emită, să absoarbă şi să disipeze radiaţia termică. Transferul de căldură prin radiaţie este independent de cîmpul curgerii. La transmiterea căldurii prin convecţie şi difuzie, schimbul de căldură şi substanţă are loc între volumul infinit de mic considerat în cîmpul curgerii şi volumele învecinate. În cazul radiaţiei cantitatea de căldură absorbită de un volum elementar provine de la toate volumele infinitezimale ale spaţiului focarului cît şi de la pereţii acestuia.

Astfel valoarea netă a densităţii fluxului de căldură schimbată de un volum elementar în unitatea de timp este definită prin :

$$- \operatorname{div} (\vec{J}_{q,R}) \qquad (3.5\text{-}1)$$

care apare ca termen de sursă în ecuaţia entalpiei (3.1-7od).

Pentru curgeri turbulente se poate considera densitatea fluxului de căldură prin radiaţie ca fiind format din componenta continuă şi cea pulsatorie :

$$\vec{J}_{q,R} = \bar{\vec{J}}_{q,R} + \vec{J}'_{q,R} \qquad (3.5\text{-}2)$$

În această lucrare influenţa turbulenţei asupra transferului de căldură prin radiaţie va fi neglijată, avîndu-se în vedere faptul că zonele prioritare participante sînt cele de recirculaţie, unde fluctuaţiile temperaturilor sînt cele mai reduse.

Din punct de vedere matematic, transmiterea căldurii prin convecţie şi difuzie, respectiv prin radiaţie este definită prin formulări diferite. Astfel transferul convectiv şi difuziv este descris prin ecuaţii diferenţiale cu derivate parţiale, în timp ce schimbul de căldură prin radiaţie are la bază ecuaţii integro-diferenţiale.

Pentru calculele tehnice şi mai ales în condiţiile utilizării calculatorului electronic, este necesar de a se aduce la aceeaşi formă ecuaţiile transferului prin radiaţie cu cele ale transportului convectiv şi difuziv. Doar în cazuri particulare şi cu multe simplificări acest lucru este posibil. Prezentarea metodelor de aproximare a schimbului de căldură prin radiaţie face obiectul acestui subcapitol.

3.5.2. MĂRIMI VECTORIALE CARACTERISTICE SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ PRIN RADIAŢIE

O mărime caracteristică a transferului de căldură prin radiaţie este intensitatea direcţională a radiaţiei i. Legătura dintre această mărime şi densitatea fluxului de căldură prin radiaţie $\vec{J}_{q,R}$ este dată de relaţia :

$$d\,\vec{J}_{q,R} = d\,\dot{\vec{q}}_R = i\,\vec{e}_R\,d\Omega \qquad (3.5\text{-}3)$$

$\vec{e}_R$ fiind versorul în direcţia de propagare considerată a radiaţiei, al cărui unghi de divergenţă este dat de unghiul solid $d\Omega$. Mărimile introduse sînt definite în fig.3.8.

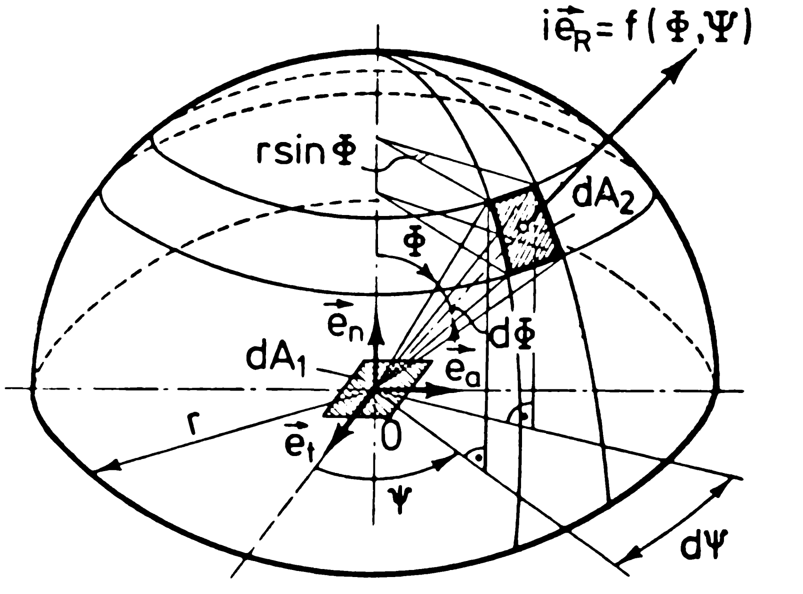


Fig.3.8. Emisferă de radiaţii cu unghiul solid.

$$d\Omega = \frac{dA_2}{r^2}$$

$$dA_2 = r^2 d\Phi \sin\Phi \, d\Psi$$

$$d\Omega = d\Phi \sin\Phi \, d\Psi$$

Prin integrarea ecuaţiei (3.5-3) pe întreaga sferă se obţine densitatea fluxului total de radiaţie emis de un corp plasat în O.

$$\dot{\vec{q}}_R = \int_{4\pi} i\,\vec{e}_R\,d\Omega \qquad (3.5\text{-}4)$$

În general intensitatea radiaţiei într-un punct din spaţiul considerat este o funcţie de unghiul polar Φ şi de cel azimutal Ψ

$$i = i(\Phi, \Psi) \qquad (3.5\text{-}5)$$

Dacă dA_1 din fig.3.8 este un element de suprafaţă al unui corp negru, integrala (3.5-4) poate fi calculată avîndu-se în vedere că

$$i = i_N = \text{const.} \qquad (3.5\text{-}6)$$

pe semispaţiul $0 \leq \Phi \leq \frac{\pi}{2}$ şi $0 \leq \Psi \leq 2\pi$ pe direcţie normală :

$$\dot{q}_{R,n} = \dot{\vec{q}}_R \cdot \vec{e}_n = i_N \int_0^{2\pi} (\vec{e}_R \cdot \vec{e}_n)\,d\Omega = i_N \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \cos\Phi \sin\Phi \, d\Phi \, d\Psi = \pi \cdot i_N = \dot{q}_N \qquad (3.5\text{-}7)$$

Conform legii lui STEFAN-BOLZMANN, energia totală radiată de un corp negru cu temperatura T este :

$$\dot{q}_N = \sigma T^4 \qquad (3.5\text{-}8)$$

astfel că intensitatea radiaţiei corpului negru se poate calcula cu :

$$i_N = \frac{\dot{q}_N}{\pi} = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \qquad (3.5\text{-}9)$$

Dependenţa intensităţii i a radiaţiei de lungimea de undă se face prin introducerea intensităţii spectrale i_λ a radiaţiei avînd relaţia de legătură :

$$i = \int_0^\infty i_\lambda \, d_\lambda \qquad (3.5\text{-}1o)$$

i_λ fiind intensitatea monocromatică a radiaţiei.

3.5.3. ECUAŢIILE DE TRANSPORT ALE RADIAŢIEI MONOCROMATICE

Pentru a calcula distribuţia spaţială a intensităţii radiaţiei i într-un mediu staţionar ce emite, absoarbe şi reflectă, se scrie bilanţul energetic pentru un fascicol infinitezimal de raze cu lungimea ds în ipoteza existenţei echilibrului termodinamic local. Acest bilanţ energetic duce la următoarea ecuaţie de transport a intensităţii după o direcţie a radiaţiei :

$$\frac{di_\lambda}{ds} = \vec{e}_R \text{grad } i_\lambda = -(K_{a,\lambda}+K_{R,\lambda})i_\lambda + K_{a,\lambda} i_{N,\lambda} + \frac{K_{R,\lambda}}{4\pi}\int_0^{4\pi} p_\lambda(\Phi^*) i_\lambda(\Omega^*) d\Omega^* \qquad (3.5\text{-}11)$$

Relaţia (3.5-11) este dedusă în /11/, termenii ecuaţiei fiind explicaţi în fig.3.9.

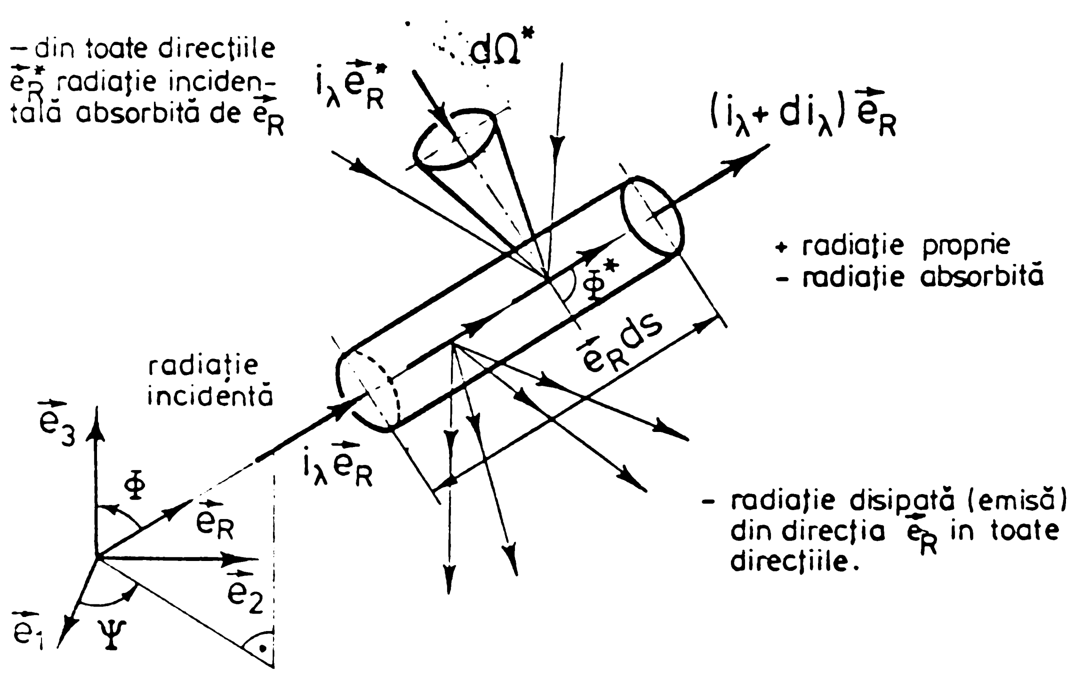


Fig.3.9. Interpretarea ecuaţiei de transport a radiaţiei (ec.3.5-11).

Termenul di_λ : variaţia lui i_λ de-a lungul elementului infinitezimal linear ds, orientat pe direcţia versorului $\vec{e}_R$.

$-(K_{a,\lambda}+K_{R,\lambda})i_\lambda$: suma radiaţiilor absorbite şi difuzate (emise) de-a lungul lui ds în direcţia $\vec{e}_R$.

$K_{a,\lambda} i_{N,\lambda}$ - emisia volumului elementar de lungime ds în direcţia $\vec{e}_R$.

$\frac{K_{R,\lambda}}{4\pi} \int_0^{4\pi} p_\lambda(\Phi^*) i_\lambda(\Omega^*) d\Omega^*$ - emisia şi dispersia radiaţiei din toate direcţiile $\vec{e}_R^{\,*}$ de-a lungul lui ds.

3.5.4. ECUAŢIILE DE BILANŢ PENTRU RADIAŢIA TERMICĂ MONOCROMATICĂ

Prin integrarea ecuaţiei (3.5-11) a intensităţii direcţionale a radiaţiei pe un unghi solid de 4π (în toate direcţiile) se obţine ecuaţia de bilanţ pentru căldura radiată :

$$\int_{4\pi} \vec{e}_R \cdot \mathrm{grad}\, i_\lambda \, d\Omega = -K_{a,\lambda} \int_{4\pi} i_\lambda \, d\Omega + 4\pi K_{a,\lambda} \cdot i_{N,\lambda} \qquad (3.5\text{-}12)$$

În ecuaţia (3.5-12) s-a considerat :

$$\frac{K_{R,\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} \int_{4\pi} p_\lambda(\Phi^*) i_\lambda(\Omega^*) d\Omega^* d\Omega = K_{R,\lambda} \int_{4\pi} i_\lambda d\Omega \qquad (3.5\text{-}13)$$

Termenii ecuaţiei (3.5-12) care se referă la radiaţia disipată nu participă la ecuaţia de bilanţ, aceasta fiind scrisă doar pentru energia înmagazinată în elementul de volum infinitezimal considerat.

3.5.5. ECUAŢIA DE BILANŢ A RADIAŢIEI TERMICE

Dacă se integrează ecuaţia (3.5-12) pe toate lungimile de undă, rezultă ecuaţia de bilanţ a întregii călduri radiate.

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} \vec{e}_R \mathrm{grad}\, i_\lambda \, d\Omega \, d\lambda = \mathrm{div}\, \vec{J}_{q,R} \equiv \mathrm{div}\, \vec{q}_R =$$

$$= -\int_0^\infty K_{a,\lambda} \int_{4\pi} i_\lambda \, d\Omega \, d\lambda + 4\pi \int_0^\infty K_{a,\lambda} i_{N,\lambda} d\lambda \qquad (3.5\text{-}14)$$

Membrul stîng al ecuaţiei reprezintă cantitatea netă de căldură radiată de un element infinitezimal de volum în unitatea de timp şi corespunde cu termenul de sursă negativ (ec.3.5-1) al ecuaţiei entalpiei. $\vec{J}_{q,R} \equiv \mathrm{div}\, \vec{q}_R$. Primul termen din membrul drept este căldura radiată absorbită pe unitatea de volum şi timp, iar al doilea termen căldura iradiată pe unitatea de volum şi timp.

3.5.6. CONDIŢII DE CONTUR A ECUAŢIILOR DE TRANSPORT A RADIAŢIEI LA PEREŢI

Se presupune că emisia şi reflexia radiaţiei termice la pereţii ce limitează domeniul de radiaţie, respectă legea cosinusului a lui LAMBERT. Cu notațiile din fig.3.1o condițiile de contur pentru intensitatea radiației monocromatice devin :

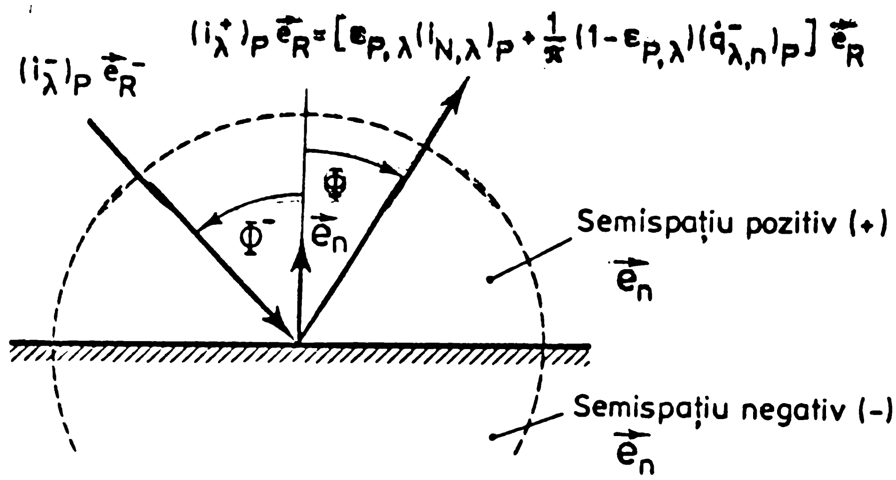


Fig.3.1o. Notații ale intensității radiației la perete.

$$(i_\lambda^+)_P = \varepsilon_{P,\lambda}(i_{N,\lambda})_P + \frac{1}{\pi}(1 - \varepsilon_{P,\lambda})(\dot{q}_{\lambda,n}^-)_P \qquad (3.5\text{-}15)$$

Componenta normală a vectorului densității de flux termic radiat considerîndu-se ecuația (3.5-15) pentru $\vec{e}_n^-$ este :

$$(\dot{q}_{\lambda,n}^-)_P = \int_{2\pi} (i_\lambda^-)_P(\vec{e}_R^-\cdot\vec{e}_n)d\Omega^- = -\int_{2\pi}(i_\lambda^-)_P\cos\Phi^-\,d\Omega^- \qquad (3.5\text{-}16)$$

Pentru radiația monocromatică se obține condiția de contur

$$(\dot{q}_{\lambda,n}^+)_P = \pi\varepsilon_{P,\lambda}(i_{N,\lambda})_P + (1 - \varepsilon_{P,\lambda})(\dot{q}_{\lambda,n}^-)_P \qquad (3.5\text{-}17)$$

iar pentru întreaga căldură radiată rezultă :

$$(\dot{q}_{R,n}^+)_P = \pi\int_0^\infty \varepsilon_{P,\lambda}(i_{N,\lambda})_P d\lambda + \int_0^\infty (1-\varepsilon_{P,\lambda})(\dot{q}_{\lambda,n}^-)_P\,d\lambda \qquad (3.5\text{-}18)$$

Densitatea fluxului net al radiației termice la perete rezultă din diferența densității fluxului de căldură radiat și absorbit

$$(\dot{q}_{R,n})_P = \dot{q}_{R,n}^+ - \dot{q}_{R,n}^- = \pi\int_0^\infty \varepsilon_{P,\lambda}(i_{N,\lambda})_P d\lambda - \int_0^\infty \varepsilon_{P,\lambda}(\dot{q}_{\lambda,n}^-)_P\,d\lambda \qquad (3.5\text{-}19)$$

3.5.7. METODE DE REZOLVARE A ECUAȚIILOR DE TRANSPORT A RADIAȚIEI TERMICE

Soluția analitică a ecuațiilor schimbului de căldură prin radiație (3.5.11) și (3.5-15) este posibilă doar pentru cîteva cazuri simple, la care printre alte simplificări, transmiterea căldurii prin convecție este neglijată /1o/,/12/. Pentru cazurile practice și în deosebi pentru calculul transferului de căldură prin radiație în focare și flăcări, trebuie să acceptăm soluții aproximative, obținute mai nou cu ajutorul metodelor numerice.

Interpretarea ecuațiilor integro-diferențiale ce descriu transmiterea căldurii prin radiație, conduc la două grupe de probleme :

- problema geometrică a schimbului de căldură prin radiație, care constă în determinarea dependenței de direcție a intensității radiației și
- problema tratării dependenței de lungimea de undă a coeficienților de atenuare $K_{a,\lambda}$, a funcției de dispersie $p_\lambda(\Phi^*)$ și a factorilor energetici de emisie $\varepsilon_{P,\lambda}$ ai radiației.

O altă problemă s-ar putea ridica, cînd pereții nu respectă legea lui LAMBERT (reflectă doar parțial difuz). Acest lucru nu face obiectul prezentei lucrări.

3.5.7.1. METODE PENTRU REZOLVAREA PROBLEMEI GEOMETRICE A SCHIMBULUI DE CĂLDURĂ PRIN RADIAȚIE

Problema geometrică a calculului schimbului de căldură prin radiație se poate trata simplificat considerînd gazele din focar și pereții corpuri cenușii. În acest caz mărimile caracteristice K_a, ε_P și $p(\Phi^*)$ ale radiației cenușii nu depind de lungimea de undă λ . Astfel ecuația de transport (3.5-11) pentru i_λ și condiția ei de contur (3.5-15) se pot integra pe toate lungimile de undă :

$$\vec{e}_R \operatorname{grad} i = -(K_a+K_R)i + K_a \frac{\sigma}{\pi} T^4 + \frac{K_R}{4\pi}\int_0^{4\pi} p(\Phi^*) i(\Omega^*) d\Omega \qquad (3.5\text{-}20)$$

$$i_P^+ = \varepsilon_P \frac{\sigma}{\pi} T_P^4 + \frac{1}{\pi}(1-\varepsilon_P)\int_0^{2\pi} i_P^- \cos\Phi^- \, d\Omega^- \qquad (3.5\text{-}21)$$

Ecuația de transport și condiția de contur pentru întreaga căldură de radiație cenușie este :

$$\operatorname{div} \vec{q}_R = \int_{4\pi} \vec{e}_R \operatorname{grad} i \, d\Omega = -K_a \int_{4\pi} i \, d\Omega + 4K_a \sigma T^4 \qquad (3.5\text{-}22)$$

$$(\dot{q}_{R,n})_P = \varepsilon_P \sigma T_P^4 - \varepsilon_P \int_{2\pi} i_P^- \cos\Phi^- \, d\Omega^- \qquad (3.5\text{-}23)$$

Rezolvarea ecuațiilor (3.5-20) și (3.5-21) necesită cunoașterea distribuției spațiale a temperaturii și a coeficienților de atenuare și difuzie a radiației. Astfel apare ca singură variabilă necunoscută, dependența intensității radiației i de factorii geometrici :

$$i = f(\vec{r}, \Phi, \Psi) \qquad (3.5\text{-}24a)$$

Metodele de rezolvare numerică prevăd introducerea ecuaţiei (3.5-22) în ecuaţia entalpiei ca termen de sursă, pentru a obţine pe cale iterativă o rezolvare simultană a acesteia cu ecuaţiile de bilanţ pentru impuls şi specii chimice.

Pentru rezolvarea aproximativă a ecuaţiei de transport a radiaţiei s-au dezvoltat două grupe de metode :

- metoda zonei şi
- modele de curgere.

Metoda zonei, dezvoltată de HOTTEL şi SAROFIM /1o/ permite o evaluare aproape exactă a schimbului de căldură prin radiaţie în incinta focarului, cu condiţia ca proprietăţile radiative ale gazelor de ardere şi pereţilor să fie cunoscute. Cîmpurile de temperatură şi distribuţia fluxului de căldură prin radiaţie sînt calculate cu ajutorul bilanţurilor energetice totale pe fiecare zonă a focarului. Metoda prezintă două neajunsuri importante :

- determină doar fluxul de căldură prin radiaţie şi
- necesită un volum mare de date de intrare.

Scopul acestui capitol fiind elaborarea unui model matematic "închis" al distribuţiei fluxului de căldură în focare axial-simetrice, doar modelele de curgere prezintă interes.

3.5.7.2. MODELE DE CURGERE

Ideea ce stă la baza modelelor de curgere constă în a aproxima apriori dependenţa de direcţie a intensităţii radiaţiei i prin funcţii discontinue sau continue a unghiurilor Φ şi Ψ .

În funcţie de felul în care a fost transformată ecuaţia (3.5-2o), se deosebesc încă două metode :

- modele pe baza aproximării SCHUSTER-SCHWARZSCHILD /11/ şi
- modele pe baza aproximării MILNE-EDDINGTON /42/.

Metoda SCHUSTER-SCHWARZSCHILD constă din integrarea ecuaţiei intensităţii radiaţiei pe domenii parţiale ale unghiului solid complet 4π, după ce i a fost înlocuit cu funcţia aleasă $f(\Phi,\Psi)$. Astfel rezultă pentru fiecare domeniu parţial ales o ecuaţie diferenţială a fluxului de radiaţie. O împărţire în 2 domenii duce la un model cu două fluxuri, în 4 domenii la un model cu patru fluxuri etc., funcţie de posibilităţile calculatorului electronic.

La metoda MILNE-EDDINGTON se ajunge prin înmulţirea ecuaţiei (3.5-2o) cu cosinusurile unghiului polar al direcţiilor de curgere aleşi. Prin integrarea ecuaţiei (3.5-2o) şi a ecuaţiilor derivate din ea pe întreg unghiul polar 4π, considerînd o distribuţie apriori $i = f(\Phi,\Psi)$ se obţine un sistem de ecuaţii diferenţiale, din rezolvarea căruia rezultă fluxurile de radiaţie de-a lungul direcţiilor alese.

O evaluare exactă, comparativă a modelelor schimbului de căldură prin radiaţie este greu de obţinut, datorită lipsei materialelor bibliografice. Autorul preferă pentru sisteme axial-simetrice, un model cu două fluxuri dedus pe baza metodei SCHUSTER-SCHWARZSCHILD. Metoda este în primul rînd apropiată de fenomenul fizic şi în al doilea rînd superioară metodei MILNE-EDDINGTON a lui GIBSON /43/ în aprecierea fluxului de căldură în apropierea axei.

Modelul de curgere pentru un proces axial-simetric are la bază un sistem de coordonate cilindrice, fig.3.11.

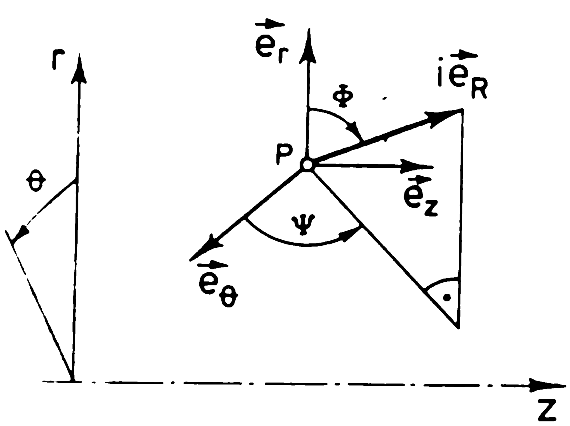


Fig.3.11. Sistemul de coordonate cilindrice pentru deducerea modelului de curgere.

În cazul cel mai general distribuţia intensităţii radiaţiei este de forma :

$$i = f(z,r,\theta,\Phi,\Psi) \qquad (3.5\text{-}24b)$$

Alegînd un model de curgere cu două fluxuri, fig.3.12 prezintă distribuţia intensităţii radiaţiei pentru acest caz.

Unghiul solid 4π este împărţit în două domenii. Cu notaţiile din fig. 3.12 rezultă pentru i :

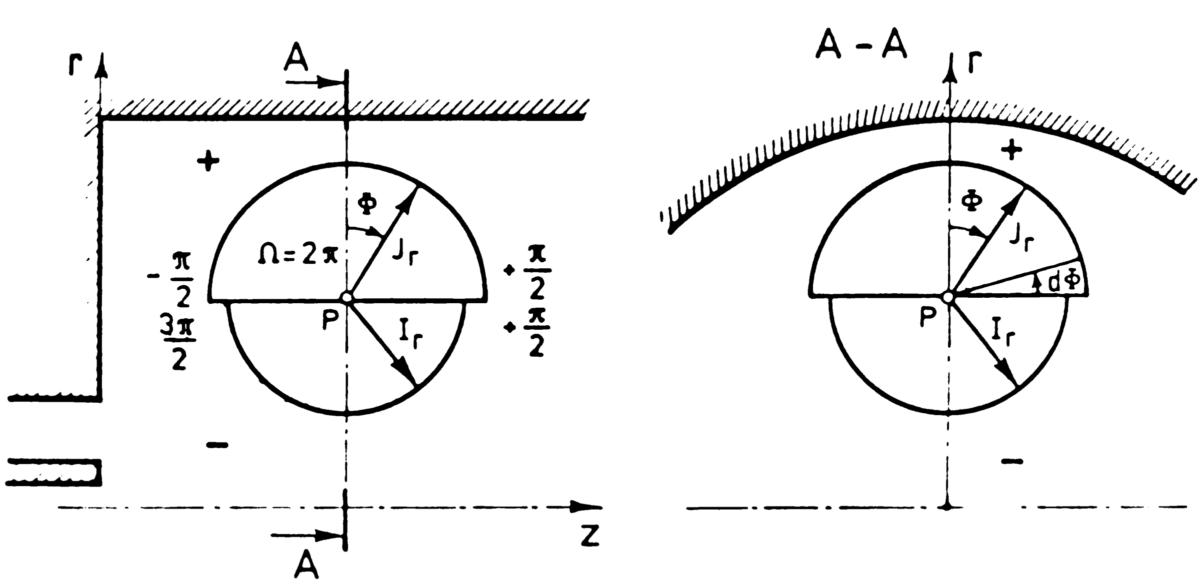


Fig.3.12. Distribuţia presupusă a intensităţii radiaţiei în spaţiul focarului.

$$i = f(\Phi,\Psi) = I_r \text{ - pentru toate direcţiile din semi-spaţiul r negativ } -\frac{\pi}{2} < \Phi \leq \frac{\pi}{2} \text{ şi} \qquad (3.5\text{-}25a)$$

$$i = f(\Phi,\Psi) = J_r \text{ - pentru toate direcţiile din semi-spaţiul r pozitiv } +\frac{\pi}{2} < \Phi \leq \frac{3\pi}{2} \qquad (3.5\text{-}25b)$$

Pentru punctul P în sistemul de coordonate cilindrice, intensitatea radiaţiei ce pleacă din P are următoarele componente scalare, fig.3.13

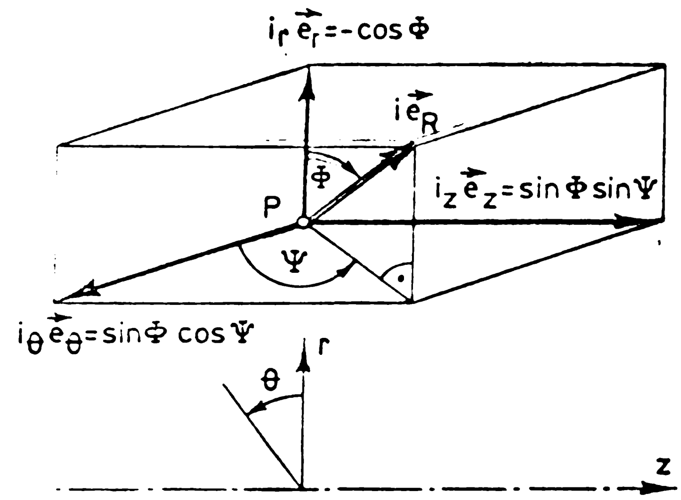


Fig.3.13. Descompunerea vectorului intensităţii radiaţiei în componentele sale scalare.

Membrul stîng al ecuaţiei (3.5-2o) poate fi scris astfel :

$$\vec{e}_R \text{grad } i = i_r \vec{e}_r \left(\frac{\partial i}{\partial r}\right)_{\theta,z} + \frac{i_\theta \vec{e}_\theta}{r}\left(\frac{\partial i}{\partial \theta}\right)_{r,z} + i_z \vec{e}_z \left(\frac{\partial i}{\partial z}\right)_{\theta,r} \qquad (3.5\text{-}26)$$

Cu ajutorul transformărilor trigonometrice din fig.3.13, considerînd gazul cenuşiu, ecuaţia (3.5-2o) se poate integra pe domeniile unghiului solid stabilit.

Astfel, transferul net al căldurii prin radiaţie în direcţie axială este zero :

$$\left(\frac{\partial i}{\partial z}\right)_{\theta,r} = 0 \qquad (3.5\text{-}27)$$

Sistemul tratat fiind axial-simetric

$$\left[\left(\frac{\partial i}{\partial \theta}\right)_{\theta,\Psi}\right]_r = 0 \qquad (3.5\text{-}28)$$

Intensitatea radiaţiei în direcţia emisferelor are o valoare constantă stabilită, fig.3.12.

$$\left(\frac{\partial i}{\partial \Psi}\right)_{r,z} = 0 \qquad (3.5\text{-}29)$$

Se obţine astfel valoarea netă a fluxului de căldură prin radiaţie în punctul P.

$$\int_{4\pi} \vec{e}_R \text{ grad } i \, d\Omega = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}(r.\dot{q}_r) \qquad (3.5\text{-}3o)$$

Pentru domeniile celor două unghiuri solide considerate rezultă următoarele ecuaţii diferenţiale :

$$\frac{1}{r}\frac{d(r\dot{q}_r^+)}{dr} = -A_r K_a \dot{q}_r^+ + B_r K_a \sigma T^4 + \frac{\dot{q}_r^-}{r} \qquad (3.5\text{-}31a)$$

$$-\frac{1}{r}\frac{d(r\dot{q}_r^-)}{dr} = -A_r K_a \dot{q}_r^- + B_r K_a \sigma T^4 - \frac{\dot{q}_r^-}{r} \qquad (3.5\text{-}31b)$$

Fluxurile de radiaţie sînt legate de intensităţile stabilite conform fig.3.12 :

$$\dot{q}_r^+ = \pi \frac{B_r}{A_r} I_r \; ; \quad \dot{q}_r^- = \pi \frac{B_r}{A_r} J_r \qquad (3.5-32)$$

Pentru un model cu două fluxuri, coeficienţii A_r şi B_r sînt determinaţi din distribuţia presupusă $\Phi = f(z,r)$:

$A_r = 2$; $B_r = 2$

astfel rezultă densităţile fluxurilor de căldură prin radiaţie :

$$\dot{q}_r^+ = \pi I_r \; ; \quad \dot{q}_r^- = \pi J_r \qquad (3.5-33a,b)$$

Condiţiile de contur la pereţii focarului pentru distribuţia fluxului de căldură prin radiaţie se obţin prin înmulţirea ecuaţiei (3.5-21) cu cos Φ şi integrarea acesteia pe domeniul unghiului solid. Densitatea fluxului termic în direcţie verticală, notat cu indicele n, este :

$$\dot{q}^{\pm}_{n,P} = (1 - \varepsilon_P)\dot{q}^{\mp}_{n,P} + \left(\frac{B_n}{A_n}\right)_P \varepsilon_P \, \sigma T_P^4 \qquad (3.5-34)$$

Condiţia de contur pe axa de simetrie

$$\dot{q}^+_{a,m} = \dot{q}^-_{a,m} \qquad (3.5-35)$$

Din rezolvarea sistemului de ecuaţii diferenţiale (3.5-31a,b) rezultă termenul de sursă negativ din ecuaţia entalpiei $\vec{q}_R$

$$\operatorname{div} \vec{q}_R = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\dot{q}_r^+ - \dot{q}_r^-) \right] \qquad (3.5-36a)$$

precum şi densitatea fluxului termic net prin radiaţie la perete

$$(\dot{q}_{R,n})_P = \dot{q}^+_{n,P} - \dot{q}^-_{n,P} \qquad (3.5-36b)$$

Cele două ecuaţii diferenţiale de ordinul 1 (3.5-31a,b) se transformă pentru o mai uşoară rezolvare numerică într-o ecuaţie diferenţială de ordinul 2. Pentru aceasta se introduce o nouă variabilă

$$F_r = \frac{2}{3} (\dot{q}_r^+ + \dot{q}_r^-) \qquad (3.5-37)$$

astfel rezultă :

$$-\frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{rA_rK_a+1} \frac{dF_r}{dr}\right) - rK_a\left(\frac{4}{3} B_r \, \sigma T^4 - A_r F_r\right) = 0 \qquad (3.5-38)$$

Ecuaţia diferenţială (3.5-38) are aceeaşi formă ca şi ecuaţia generală de bilanţ (3.3-14) pentru transportul variabilei φ , fiind un avantaj prin posibilitatea de utilizare a procedeului general numeric.

Condiţiile de contur ale ecuaţiei (3.5-38) sînt :

la pereţi

$$\frac{r(2-\varepsilon_P)}{rA_rK_a+1} \frac{dF_r}{dr} + \varepsilon_P F_r - \frac{4}{3} \frac{B_r}{A_r} \varepsilon_P \, \sigma T_P^4 = 0 \qquad (3.5-39)$$

- la axa de simetrie

$$\frac{dF_r}{dr} = 0 \qquad (3.5-40)$$

După introducerea variabilei F_r, termenul de sursă negativ al entalpiei $\vec{\dot{q}}_R$ este :

$$\operatorname{div} \vec{\dot{q}}_R = 2K_a B_r \sigma T^4 - \frac{3}{2} A_r F_r \qquad (3.5-41)$$

şi densitatea fluxului net prin radiaţie la perete

$$(\dot{q}_{R,r})_P = - \frac{3}{2} \frac{r}{rA_r K_a + 1} \frac{dF_r}{dr} \qquad (3.5-42)$$

În fig.3.14 este reprezentată distribuţia presupusă a fluxului de căldură prin radiaţie la perete pentru un model cu două fluxuri.

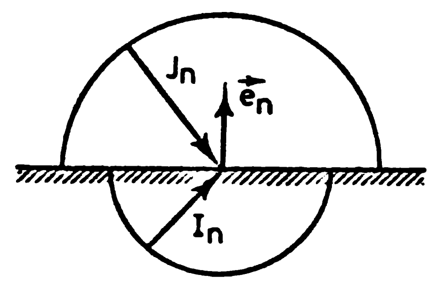


Fig.3.14. Distribuţia intensităţii radiaţiei la perete pentru un model cu două fluxuri.

3.5.8. CAPACITATEA DE EMISIE ŞI DE ABSORBŢIE A GAZELOR DE ARDERE

Procedeul de rezolvare a ecuaţiei de transport a radiaţiei prezentat anterior a fost dedus pentru un mediu cu radiaţie ce nu difuzează (cu radiaţie neselectivă). Radiaţia gazelor din focarele utilizate cu combustibili gazoşi este determinată pe de o parte de temperatura ce se realizează prin ardere, iar pe de altă parte de compoziţia lor (gaze triatomice, particule de funingine etc.). Pentru determinarea caracteristicilor radiaţiei au fost dezvoltate o serie de modele matematice, care iau în considerare parţial şi selectivitatea radiaţiei gazoase. Considerînd arderea gazului metan sub formă de flacără neluminoasă (transparentă), se poate utiliza un model simplu al radiaţiei avînd ca bază conceptul densităţii optice a stratului gazos /73/. Metoda a fost perfecţionată de HADVIG /72/, obţinîndu-se o foarte bună concordanţă între valorile calculate şi măsurate.

Considerînd radiaţia gazoasă cenuşie, se poate scrie legea lui BOUGUER sub forma :

$$\alpha_g = \varepsilon_g = 1 - e^{-K_a, L_m} \qquad (3.5-43)$$

fiind coeficientul de atenuare al radiaţiei, iar L_m grosimea a stratului gazos.

Totodată este valabilă şi ecuaţia :

$$K_a = K_{aCO_2}(T_g) + K_{aH_2O}(T_g) \quad (3.5-44)$$

Pentru o cameră de ardere axial-simetrică de volum V şi suprafaţa secţiunii S, L_m se calculează cu relaţia :

$$L_m = 0,88 \frac{4V}{S} \quad (3.5.45)$$

şi considerînd o temperatură medie T_g a spaţiului focarului, la o presiune parţială medie a produselor de ardere $(P_{CO_2} + P_{H_2O})$ din fig.3.15 rezultă coeficientul de emisie ε_g. Cu aceste date, utilizînd relaţia (3.5-43) se poate determina coeficientul mediu de atenuare al radiaţiei :

$$K_a = \frac{\ln(1 - \varepsilon_g)}{L_m} \quad (3.5-46)$$

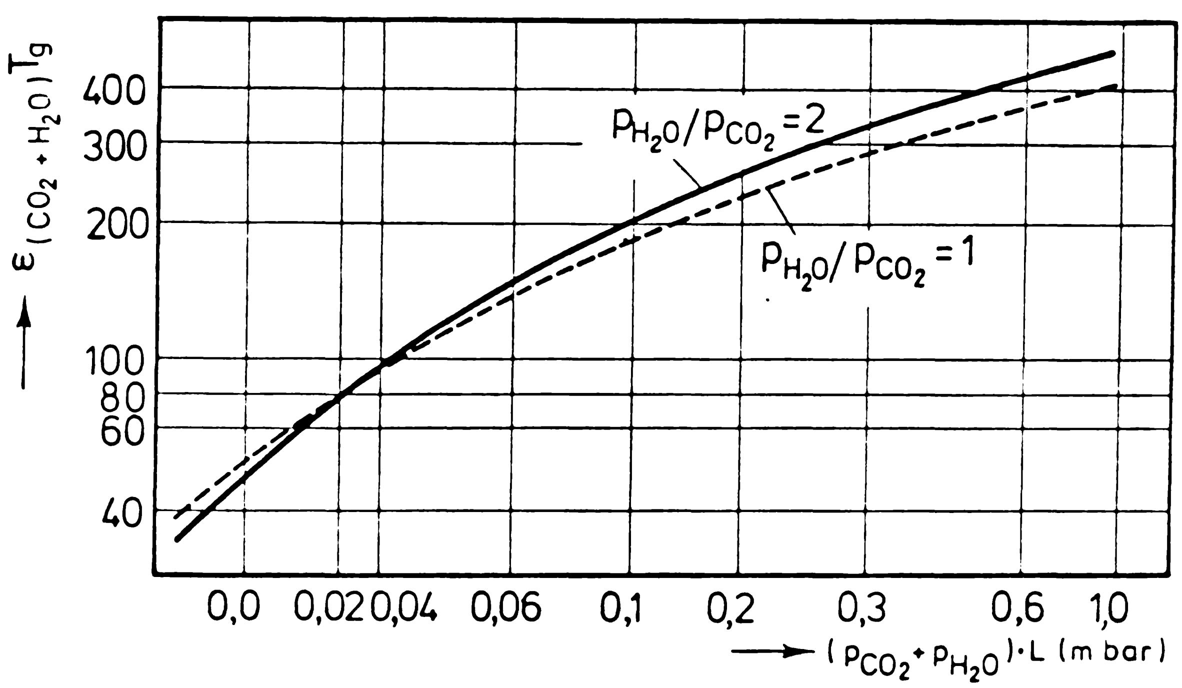


Fig.3.15. Diagrama simplificată a coeficientului de emisie al amestecurilor H_2O/CO_2 funcţie de temperatură, presiuni parţiale şi lungimea medie a traiectoriei radiaţiei. După HADVIG /72/.

În cazul focarului studiat, pentru o temperatură medie a gazelor de ardere $T_g = 1173^oK$ (900^oC), $p = p_{CO_2} + p_{H_2O} = 0,3$ bar (ardere completă), $L_m = 2,6$ m şi $\varepsilon_g = 0,33$ (fig.3.15) rezultă

$$K_a = \frac{\ln(1 - \varepsilon_g)}{L_m} = 0,15 \left[\frac{1}{m}\right] \quad (3.5-47)$$

O comparaţie între rezultatele experimentale şi cele obţinute prin utilizarea diferitelor modele ale radiaţiei privind calculul distribuţiei fluxului de căldură la pereţii focarului a fost prezentată de I.F.R.F. /74/, fig.3.16, constituind un îndrumar în alegerea modelelor.

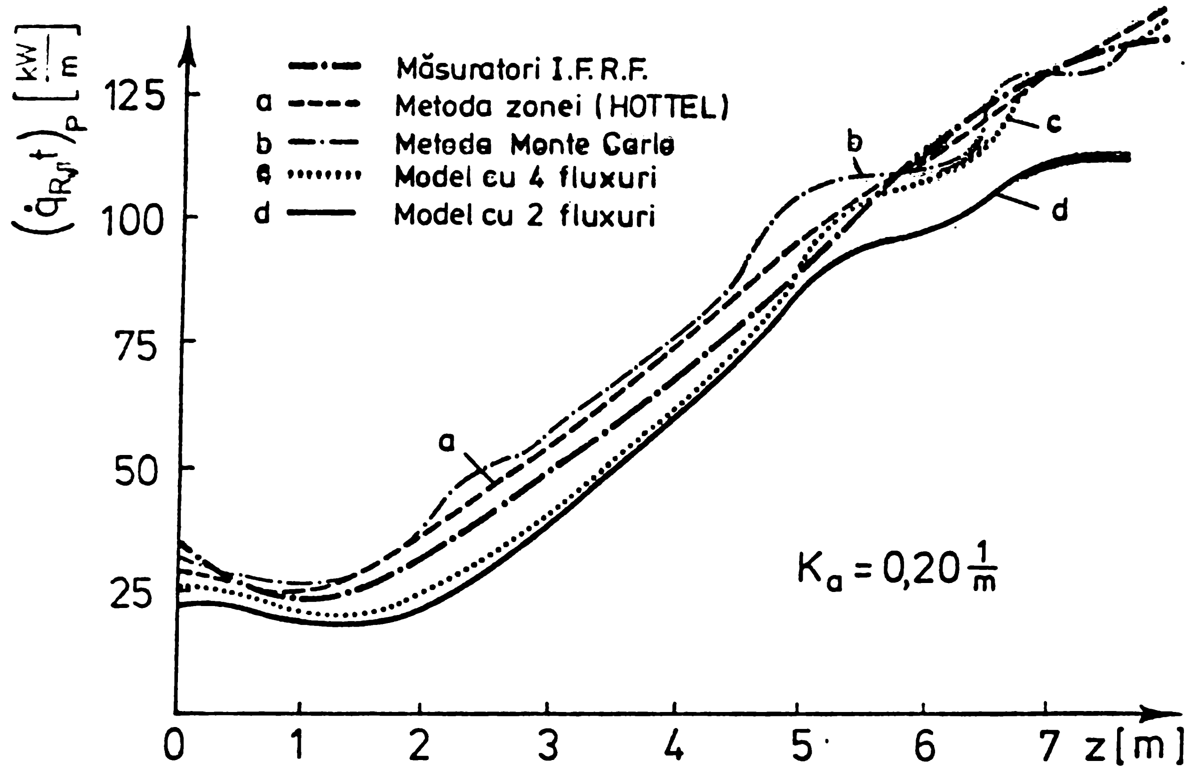


Fig.3.16. Comparație între rezultatele obținute cu diferite modele ale radiației (după I.F.R.F. /66/).

Pentru un gaz real, care emite și absoarbe în benzi, coeficientul total de emisie ε_g este o funcție de presiunea parțială p, grosimea stratului L_m și de temperatura gazului T_g.

$$\varepsilon_g = f(p.L,T_g) = \frac{1}{\sigma T_g^4}\int_0^{\infty}(1-e^{-K_{a,\lambda},L})E_{\lambda,g}\,d\lambda \qquad (3.5-48)$$

în care $K_{a,\lambda} = f(p,T_g)$ este coeficientul spectral de atenuare al radiației;

$E_{\lambda,g} = f(T_g)$ - este puterea de emisie spectrală a corpului negru la temperatura T_g.

Similar coeficientului de emisie se poate defini și coeficientul total de absorbție :

$$\alpha_g = f(p.L,T_g,T_R) = \frac{1}{\sigma T_R^4}\int_0^{\infty}(1-e^{-K_{a,\lambda}L})E_{\lambda,R}\,d\lambda \qquad (3.5-49)$$

E_λ - fiind puterea de emisie spectrală a corpului negru la temperatura T_R a sursei de radiație (temp.superficială).

Pentru calcule inginerești HOTTEL și SERAFIM /10/ propun determinarea lui ε_g și α_g ca sumă ponderată a coeficienților de emisie respectiv absorbție a părților neselective și a unei părți ... care radiază.

$$\varepsilon_g = \sum_n a_{g,n}(T_g)(1 - e^{-K_{a,n}pL}) \qquad (3.5\text{-}5o)$$

$$\alpha_g = \sum_n a_{R,n}(T_R)(1 - e^{-K_{a,n}pL}) \qquad (3.5\text{-}51)$$

unde $\sum_n a_{g,n} = \sum_n a_{R,n} = 1$ (3.5-52)

Avantajul relaţiilor (3.5-5o) şi (3.5-51) constă în posibilitatea de a face independent de temperatură coeficientul de atenuare al radiaţiei K_a. Dependenţa de temperatură a lui ε_g şi α_g este cuprinsă doar în termenul $a_{g,n}$ şi $a_{R,n}$, fiind reprezentată de o funcţie ce ţine seama de compoziţia gazelor de ardere (termenii $b_{1,n}$ şi $b_{2,n}$)

$$a_{g,n} = b_{1,n} + b_{2,n} \cdot T_g \qquad (3.5\text{-}53)$$

Valorile lui $b_{1,n}$ şi $b_{2,n}$ sînt date în lucrarea /1o/.

3.6. CONDIŢII GENERALE DE CONTUR

Pentru cazurile particulare studiate, rezolvarea ecuaţiilor diferenţiale ce descriu procesele din focare necesită cunoaşterea mărimilor iniţiale şi de cîmp (inclusiv pereţii) a tuturor variabilelor dependente cercetate. În lucrarea de faţă, calculul curgerii, arderii şi transferului de căldură are la bază rezolvarea ecuaţiilor de bilanţ staţionare

$$\frac{\partial}{\partial t} = o \qquad (3.6\text{-}1)$$

Din punct de vedere matematic, condiţiile de contur pentru o ecuaţie diferenţială cu derivate parţiale se pot da prin :

- valori ale mărimilor variabile la limita domeniului de integrare
- gradientul mărimilor variabile pe contur şi
- o combinaţie dintre valoarea variabilelor şi gradientul acestora pe contur.

Privind fizic condiţiile de contur se pot împărţi în două funcţie de felul mărginirii domeniului cercetat :

- condiţii de contur la pereţi ficşi şi
- condiţii de contur la pereţi liberi.

În a doua grupă de condiţii de contur se numără de exemplu: condiţiile de admisie în focar, condiţiile pe axa sau planul de simetrie şi condiţiile la orificiile de ieşire.

3.6.1. CONDIȚII DE CONTUR LA PEREȚI FICȘI

Stabilirea condițiilor de contur la pereți ficși se face utilizîndu-se sistemul de coordonate ortogonal, fig.3.17.

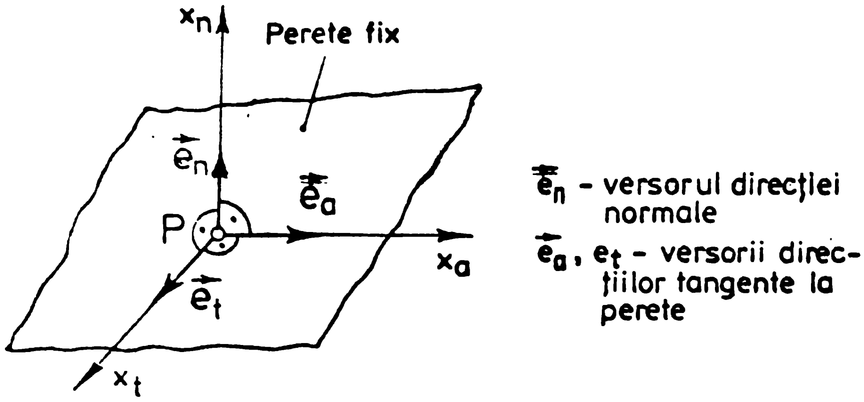


Fig.3.17. Dispunerea sistemului de coordonate pentru descrierea condițiilor de contur la pereți ficși.

3.6.1.1. CONDIȚII DE CONTUR PENTRU COMPONENȚELE VITEZEI ȘI PRESIUNE

a) Componentele vitezei

Pereții focarelor fiind impermeabili pentru materie, componentele normale la perete ale vitezelor sînt zero

$$(v_n)_P = o \tag{3.6-2}$$

Din condiția de aderență (contact) la perete rezultă că și componentele tangențiale sînt zero

$$(v_a)_P = o \tag{3.6-3a}$$

$$(v_t)_P = o \tag{3.6-3b}$$

b) Presiunea

Valorile presiunii statice de-a lungul pereților ficși ai focarelor este în general necunoscută. Pentru o curgere laminară, în stratul limită SCHLICHTING /49/ a arătat că

$$\frac{\partial p}{\partial x_n} < \frac{\partial p}{\partial x_a} \tag{3.6-4}$$

astfel că se poate considera

$$\left(\frac{\partial p}{x_n}\right)_P = o \tag{3.6-5}$$

În stratul limită turbulent al unui perete plan este valabilă relația /61/

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_n} = - \bar{\rho}\, \frac{\partial \bar{v}_n'^2}{\partial x_n} \tag{3.6-6}$$

dar pentru o aproximație mai grosieră se poate utiliza și relația (3.6-5).

3.6.1.2. CONDIȚII DE CONTUR PENTRU FUNCȚIA DE CURENT ȘI VITEZA UNGHIULARĂ A VIRTEJULUI

a) Funcția de curent

Așa cum s-a arătat în paragraful 3.3.3, pentru curgeri bidimensionale se poate defini o "funcție de curent" scalară. Astfel toate derivatele în direcţia x_t sînt zero (vezi fig.3.17); condiţia de contur pentru Ψ este :

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_a}\right)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}7)$$

sau după integrare

$$\Psi_P = \text{const.} \qquad (3.6\text{-}8)$$

Din condiţia de aderenţă la perete rezultă :

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}9)$$

Avem astfel pentru funcţia de curent două formulări ale condiţiei de contur. Dacă dorim să rezolvăm doar ecuaţia pentru Ψ (pentru ω_θ = const), atunci se poate folosi la alegere una din formulările condiţiei de contur (3.6-8 sau 3.6-9); altfel s-ar ajunge la o supradeterminare. Pentru cazul rezolvării simultane a ecuaţiei funcţiei de curent şi a ecuaţiei vitezei unghiulare a vîrtejului sînt necesare ambele condiţii de contur. Se foloseşte de obice pentru Ψ ecuaţia (3.6-8), iar pentru ω_θ ecuaţia (3.6-9).

b) Viteza unghiulară a vîrtejului

Sistemul de coordonate din fig.3.17 defineşte viteza unghiulară a vîrtejului ca :

$$\omega_t = \frac{\partial v_n}{\partial x_a} - \frac{\partial v_a}{\partial x_n} \qquad (3.6\text{-}10)$$

ceea ce corespunde pentru un sistem de coordonate cilindrice cu ω_θ.

S-au propus mai multe soluţii pentru formularea condiţiilor de contur pentru ω_t /26/,/20/. În această lucrare s-a ales metoda lui GOSMAN şi alţii /20/, care va fi descrisă simplificat. Profilul lui Ψ în apropierea peretelui poate fi aproximat printr-o serie TAYLOR :

$$\Psi = \Psi_P + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)_P x_n + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)\right]_P x_n^2 + \dots \qquad (3.6\text{-}11)$$

Dacă există condiţia de aderenţă la perete (ecuaţia 3.6-9) şi dacă se întrerupe seria TAYLOR după termenul la pătrat se simplifică ecuaţia (3.6-11) la forma :

$$\Psi = \Psi_P + \frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)\right]_P x_n^2 \qquad (3.6\text{-}12)$$

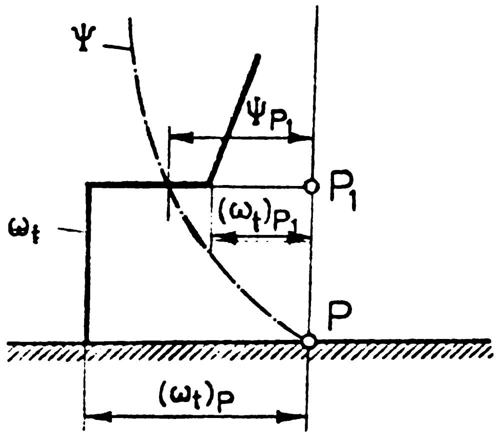
$$-\left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)\right]_P = -\frac{2(\Psi - \Psi_z)}{x_n^2} \qquad (3.6\text{-}13)$$

În coordonate cilindrice

$$v_a = \frac{1}{r\rho}\frac{\partial \Psi}{\partial x_n} \quad \text{şi} \quad v_n = -\frac{1}{r\rho}\frac{\partial \Psi}{\partial x_a}$$

cu aceste relaţii $(\omega_t)_P$ devine :

$$(\omega_t)_P = -\left(\frac{\partial v_a}{\partial x_n}\right)_P = -\frac{1}{r_P\, \rho_P}\left[\frac{\partial}{\partial x_n}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x_n}\right)_P\right] \qquad (3.6\text{-}14)$$



Comparînd ecuaţia (3.6-14) cu ecuaţia (3.6-13) rezultă relaţia de legătură între $(\omega_t)_P$ şi Ψ .

$$(\omega_t)_P = -\frac{2(\Psi - \Psi_P)}{r_P\, \rho_P\, x_n^2} \qquad (3.6\text{-}15)$$

Fig.3.18. Variaţia funcţiilor ω_t şi Ψ în apropierea peretelui (relaţia 3.6-15).

3.6.1.3. CONDIŢII DE CONTUR PENTRU CELELALTE VARIABILE STUDIATE

a) Concentraţia m_j a speciilor chimice

Presupunînd că pereţii focarului sînt impermeabili şi nereactivi (se neglijează eventualele efecte catalitice ale pereţilor) pentru componentele participante la procesele din focar, rezultă condiţia de contur pentru concentraţia m_j :

$$\left(\frac{\partial m_j}{\partial x_n}\right)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}16)$$

b) Entalpia - h

Funcţie de felul transferului de căldură la perete şi de transmiterea căldurii prin peretele focarului, condiţiile de contur pentru entalpie pot fi grupate în trei cazuri :

- perete izoterm
- perete adiabat şi
- perete ce transmite căldura unui mediu înconjurător.

b.1 - Perete izoterm

Introducînd temperatura interioară a peretelui T_P în ecuaţia (3.5-3g) rezultă :

$$h_P = \sum_{j=1}^{p}\left[c_{p,j}\Big|_0^{T_P}(m_j)_P\, T_P + \sum_{j=1}^{p} h_j (m_j)_P\right] \qquad (3.6\text{-}17)$$

Valorile $(m_j)_P$ sînt preluate de la rezolvarea ecuaţiilor bilanţului material.

b.2 - Perete adiabat

Neglijînd radiaţia termică şi considerînd doar transferul convectiv la perete, acesta fiind impermeabil pentru materia şi căldură, condiţia de contur pentru entalpie este :

$$\left(\frac{\partial h}{\partial x_n}\right)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}18)$$

Dacă se ţine seama şi de radiaţia termică, atunci relaţia (3.6-18) este valabilă doar pentru pereţi care reflectă totalitatea radiaţiilor $\varepsilon_P = 0$. În mod real $\varepsilon_P > 0$ şi pentru deducerea condiţiei de contur în acest caz se scrie ecuaţia de bilanţ termic total la suprafaţa peretelui

$$(\dot{q}_R)_P + (\dot{q}_C)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}19)$$

$(\dot{q}_R)_P$ este densitatea fluxului net al radiaţiei la perete şi $(\dot{q}_C)_P$ densitatea fluxului convectiv la perete.

Inlocuind $(\dot{q}_C)_P$ cu formularea ecuaţiei difuziei, se obţine pentru perete adiabatic

$$-\left(\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{h,ef}}\right)_P\left(\frac{\partial h}{\partial x_n}\right)_P + (\dot{q}_R)_P = 0 \qquad (3.6\text{-}20)$$

$(\dot{q}_R)_P$ se calculează conform relaţiei (3.5-42). Relaţia (3.6-20) prezintă o contradicţie aparentă, privind transformarea fluxului de căldură convectiv în flux de căldură de radiaţie, ceea ce contravine unui perete adiabat. Totuşi acest fenomen la perete se produce în stratul (limită) de suprafaţă.

b.3 - Perete ce transmite căldură unui mediu înconjurător

Schema fluxurilor de căldură la perete este prezentată simplificat în fig.3.19.

Astfel se neglijează pe suprafaţa exterioară fluxul de căldură prin raidaţie; transferul de căldură prin convecţie fiind determinat de coeficientul de transmitere a căldurii α_A pentru o temperatură constantă a mediului exterior T_M.

Pentru regim staţional, utilizînd notaţiile din fig.3.19, se scrie bilanţul termic total

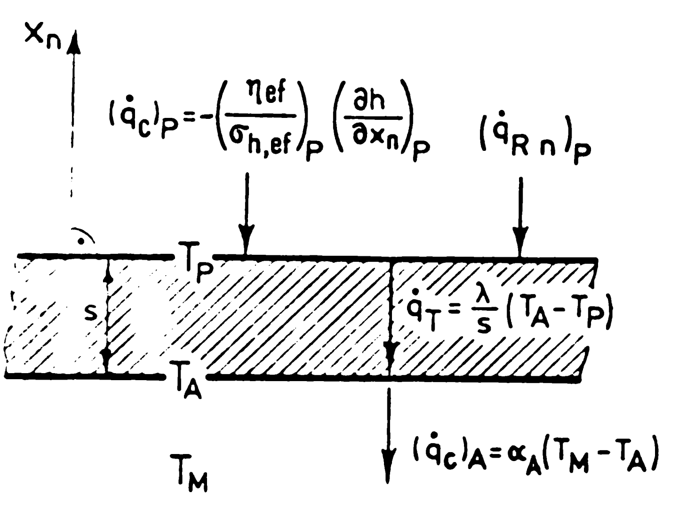


Fig.3.19. Fluxurile termice la transferul de căldură prin perete.

$$(\dot{q}_C)_P + (\dot{q}_R)_P = \dot{q}_T = (\dot{q}_C)_A \qquad (3.6\text{-}21)$$

Cu expresiile fluxurilor de căldură din fig.3.19 şi înlocuind T_P cu h_P (relaţia 3.6-17), se ajunge la următoarea condiţie de contur pentru h :

$$-\left(\frac{\eta_{ef}}{\sigma_{h,ef}}\right)_P\left(\frac{\partial h}{\partial x_n}\right)_P + \frac{\lambda\alpha_A}{\lambda + S\cdot\alpha_A}\,\frac{h_P - \sum_{j=1}^{p} h_j(m_j)_P}{\sum_{j=1}^{p}\left[c_{p,j}\,\Big|_0^{T_P}(m_j)_P\right]} + (\dot{q}_R)_P - \frac{\lambda\alpha_A}{\lambda + S\alpha_A}T_M = 0 \qquad (3.6\text{-}22)$$

Condiţia (3.6-2o) pentru pereţi adiabatici este menţinută ca şi caz particular ($\lambda = o$) în relaţia (3.6-22).

c) Energia cinetică specifică pulsatorie şi patratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente

În apropierea pereţilor, stratul limită turbulent prezintă totdeauna un strat laminar (chiar dacă este foarte subţire), în care dispar pulsaţiile componentelor variabilelor curgerii. Rezultă ca şi condiţie de contur pentru energia cinetică specifică pulsatorie şi patratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente relaţiile :

$$k_p = o \qquad (3.6\text{-}23)$$

şi

$$W_p = o \qquad (3.6\text{-}24)$$

3.6.2. CONDIŢII DE CONTUR LA LIMITELE LIBERE ALE DOMENIULUI CURGERII CERCETAT

3.6.2.1. CONDIŢII DE CONTUR PENTRU AXE DE SIMETRIE

Sistemul de coordonate utilizat pentru prezentarea condiţiilor de contur pentru o axă de simetrie este prezentat în fig.3.2o.

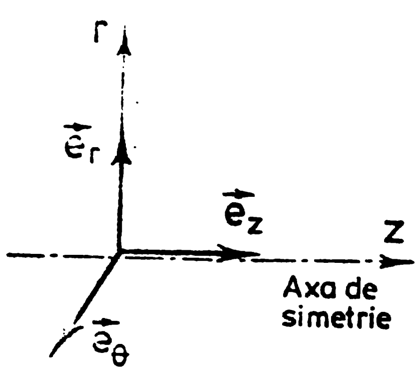


Fig.3.2o. Dispunerea sistemului de coordonate pentru prezentarea condiţiilor de contur pe axa de simetrie

a) Componentele vitezei

Pe axa de simetrie a curgerii componentele vitezei verticale la axă sînt zero, în timp ce viteza axială prezintă un maxim sau minim.

$$\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)_{ax} = o \qquad (3.6\text{-}25a)$$

$$\left(v_r\right)_{ax} = o \qquad (3.6\text{-}25b)$$

$$\left(v_\theta\right)_{ax} = o \qquad (3.6\text{-}25c)$$

b) Funcţia de curent

Pentru curgeri axial-simetrice trebuie să fie îndeplinită condiţia :

$$\left(\Psi\right)_{ax} = \text{const.} \qquad (3.6\text{-}26)$$

adică axa de simetrie coincide cu linia de curent Ψ = const.

c) Viteza unghiulară a vîrtejului

Pentru sistemul de coordonate din fig.3.2o, viteza unghiulară a vîrtejului este dată de relaţia :

$$\omega_\theta = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \qquad (3.6\text{-}27)$$

şi ţinînd seama de expresiile (3.6-25a,b) rezultă

$$\left(\omega_\theta\right)_{ax} = o \qquad (3.6\text{-}28)$$

Am utilizat în ecuaţia (3.3-14b) variabila $\frac{\omega_\theta}{r}$ în locul lui

ω_θ , care duce condiţia (3.6-28) la o formă nedeterminată. Variabila Ψ se aproximează în apropierea axei de simetrie printr-o serie TAYLOR in care elementul linear dispare din cauza :

$$r.\rho v_z = \frac{\partial \Psi}{\partial r} = o \qquad (3.6\text{-}29)$$

iar ceilalţi termeni de ordin impar sînt zero din motive de simetrie

$$\Psi = \Psi_{ax} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2}\right)_{ax} r^2 + \frac{1}{24}\left(\frac{\partial^4\Psi}{\partial r^4}\right)_{ax} r^4 + \dots \qquad (3.6\text{-}30)$$

Cu ajutorul acestei relaţii se poate aproxima ω_θ în apropierea axei de simetrie

$$\omega_\theta = -\frac{\partial v_z}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r\rho}\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) = -\frac{1}{3\rho}\left(\frac{\partial^4\Psi}{\partial r^4}\right)_{ax} r - \left[\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2}\right)_{ax} + \frac{1}{6}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^4}\right)_{ax} r^2\right]\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

(3.6-31)

Dacă masa specifică a fluidului este constantă de-a lungul axei, se poate admite pentru $\frac{\omega_\theta}{r}$ relaţia :

$$\left(\frac{\omega_\theta}{r}\right)_{ax} = -\frac{1}{3\rho}\left(\frac{\partial^4\Psi}{\partial r^4}\right)_{ax} \qquad (3.6\text{-}32)$$

Pentru curgerile din focare, care sînt neizoterme, relaţia (3.6-31) devine complicată, GOSMAN şi alţii /2o/ au propus ca variaţia lui ω_θ în apropierea axei să fie aproximată cu o expresie patratică :

$$\omega_\theta = ar + br^2 \qquad (3.6\text{-}33)$$

unde a şi b sînt constante în aproximarea patratică.

d) Restul variabilelor

Pentru variabila generală φ pe axa de simetrie avem condiţia :

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r}\right)_{ax} = o \qquad (3.6\text{-}34)$$

φ putînd fi p, m_j, h, k sau W.

3.6.2.2. CONDIŢII DE CONTUR LA ORIFICIILE DE ÎNTRARE

Condiţiile de intrare la orificiile de admisie într-un focar sînt desemnate din punct de vedere matematic ca şi condiţii de contur. Ele pot fi date în mai multe feluri :

- profile ale variabililelor obţinute din rezolvarea în amonte a ecuaţiilor curgerii pe conductele de admisie,
- profile ale variabilelor rezultate din măsurători în secţiunile de intrare şi
- profile ale variabilelor determinate cu ajutorul formulelor empirice avînd la bază parametrii geometrici şi proprietăţile fizice ale agenţilor introduşi.

Lucrarea de faţă a folosit aproape în exclusivitate condiţiile de intrare a ultimei grupe.

3.6.2.2.1. CONDIŢII DE INTRARE PENTRU UN ARZATOR DUBLU CONCENTRIC

Arzătorul studiat corespunde tipului de arzător difuziv des utilizat în practică, la care combustibilul (sau amestec de combustibil şi aer) este admis printr-un orificiu circular central, iar aerul necesar arderii este insuflat printr-un orificiu circular concentric. Profilul vitezelor în orificiile de intrare depind de forma interioară a arzătorului. În cazul în care nu avem valori măsurate ale distribuţiei vitezei, profilul acesteia poate fi aproximat printr-o lege de puteri /57/ fig.3.21.

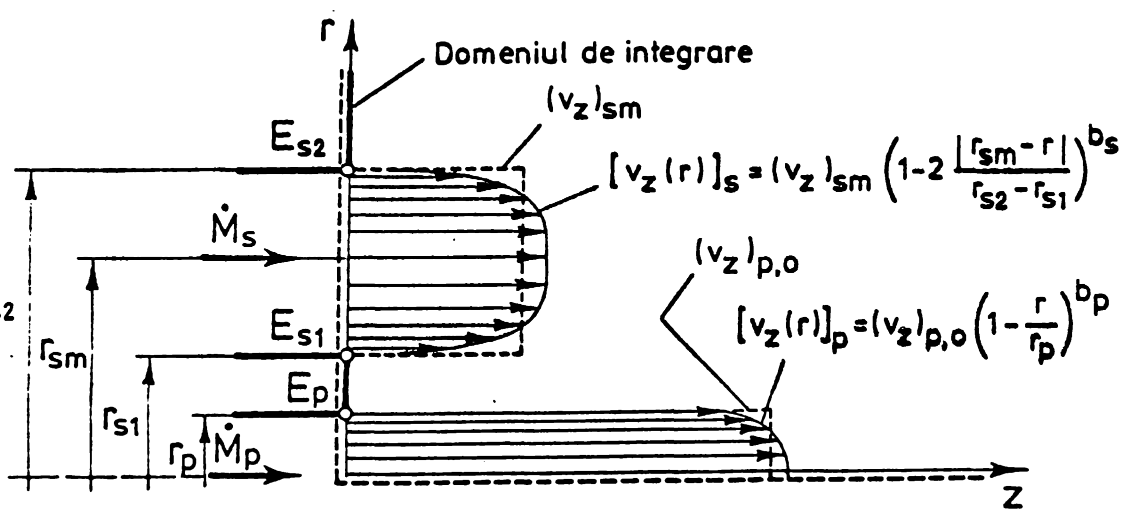


Fig.3.21. Condiţii de intrare pentru un arzător dublu concentric.

Dacă se cunoaşte debitul de combustibil $\dot{M}_p$ şi de aer insuflat $\dot{M}_s$, condiţia de contur pentru distribuţia vitezei axiale, în ipoteza simetriei faţă de axa Oz pentru curentul primar şi a simetriei faţă de axa $r_{s,m}$ a curentului secundar este :

$$[v_z(r)]_p = (v_z)_{p,o}\left(1 - \frac{r}{r_p}\right)^{b_p} \qquad (3.6\text{-}35)$$

$$[v_z(r)]_s = (v_z)_{s,m}\left(1 - 2\,\frac{|r_{sm}-r|}{r_{s2}-r_{s1}}\right)^{b_s} \qquad (3.6\text{-}36)$$

şi

$$(v_r)_p = o \qquad (3.6\text{-}37a)$$

$$(v_r)_s = o \qquad (3.6\text{-}37b)$$

pentru cazul cînd curentul nu este turbionat

$$(v_\theta)_p = o \qquad (3.6\text{-}38a)$$

$$(v_\theta)_s = o \qquad (3.6\text{-}38b)$$

Exponenţii b_p şi b_s sînt funcţie de numărul lui RAYNOLDS şi pentru regim turbulent ($Re > 10^6$) au o valoare pozitivă mai mică decît 1/lo.

Prin integrarea relaţiilor (3.6-35) şi (3.6-36) pe secţiunea de intrare se obţine :

$$(v_z)_{p,o} = \frac{(1+b_p)(2+b_p)}{2}\,\frac{\dot{M}_p}{\rho_p\,\pi r_p^2} \qquad (3.6\text{-}39)$$

şi

$$(v_z)_{s,m} = (1+b_s)\,\frac{\dot{M}_s}{\rho_s\,(r_{s2}^2 - r_{s1}^2)} \qquad (3.6\text{-}4o)$$

Condiţia de contur pentru funcţia de curent se obţine prin integrarea curenţilor de masă pe secţiunile de intrare (ec.3.3-6a)

$$[\Psi(r)]_p = \int_o^{\Psi(r)} [\rho_p\, v_z(r)]_p\, r dr =$$

$$= \rho_p (v_z)_{p,o}\left[\frac{r_p^2}{(1+b_p)(2+b_p)} - r_p\left(1-\frac{r}{r_p}\right)^{1+b_p}\frac{1}{1+b_p}\left(r+\frac{r_p}{1+b_p}\right)\right] \qquad (3.6\text{-}41)$$

Datorită existenţei unui maxim al distribuţiei vitezei în curentul secundar $(v_z)_{s,m}$, funcţia de curent este dată pe două domenii

a) pentru $r_{s,1} \leqslant r \leqslant r_{s,m}$

$$[\Psi(r)]_s = \Psi_{s1} + \frac{\rho_s (v_z)_{s,m}}{\left(\frac{r_{s2}-r_{s1}}{2}\right)^{b_s}}\left[\frac{1}{2+b_s}(r-r_{s,1})^{2+b_s} + \frac{r_{s,1}}{1+b_s}(r-r_{s1})^{1+b_s}\right] \qquad (3.6\text{-}42a)$$

b) pentru $r_{s,m} \leqslant r \leqslant r_{s,2}$

$$[\Psi(r)]_s = \Psi_{s1} + \frac{\rho_s (v_z)_{s,m}}{\left(\frac{r_{s2}-r_{s1}}{2}\right)^{b_s}}\left[\frac{1}{2+b_s}(r_{s2}-r)^{2+b_s} - \frac{r_{s,2}}{1+b_s}(r_{s2}-r)^{1+b_s} + \frac{r_{s1}+r_{s2}}{1+b_s}\left(\frac{r_{s2}-r_{s1}}{2}\right)^{1+b_s}\right] \qquad (3.6\text{-}42)$$

Ţinînd cont de relaţia (3.6-8), valoarea funcţiei de curent Ψ_{s1} este :

$$\Psi_{s1} = \Psi_p = \frac{\dot{M}_p}{2\pi} \qquad (3.6\text{-}43)$$

Pentru a stabili profilul lui ω_θ în secţiunea de intrare primară, se acceptă că liniile de curent sînt paralele cu axa de simetrie a focarului. Astfel avem :

$$\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)_p = o \qquad (3.6\text{-}44)$$

și cu relația (3.6-35) se ajunge la următoarea distribuție a lui ω_ϑ pe intervalul o-r_p :

$$[\omega_\theta(r)]_p = b_p \frac{(v_z)_{p,o}}{r_p} (1 - \frac{r}{r_p})^{b_p-1} \qquad (3.6\text{-}45)$$

pe axa de simetrie rezultă :

$$(\omega_\theta)_{p,o} = o \qquad (3.6\text{-}46)$$

Distribuția lui ω_θ în secțiunea de intrare secundară se tratează ca și funcția de curent pe două domenii. Pentru $r = r_{s,m}$

$$(\omega_\theta)_{r=r_{s,m}} = o \qquad (3.6\text{-}47)$$

și din distribuția vitezei (3.6-36) avem :

a) pentru : $r_{s,1} \leqslant r \leqslant r_{s,m}$

$$[\omega_\vartheta(r)]_s = -\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)_s = -\frac{2b_s(v_z)_{s,m}}{r_{s,2}-r_{s,1}} (1 - 2\frac{r_{s,m}-r}{s_{s,2}-r_{s,1}})^{b_s-1} \qquad (3.6\text{-}48)$$

b) pentru $r_{s,m} \leqslant r \leqslant r_{s,2}$

$$[\omega_\vartheta(r)]_s = -\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)_s = +\frac{2b_s(v_z)_{s,m}}{r_{s,2}-r_{s,1}} (1 - 2\frac{r-r_{s,m}}{r_{s,2}-r_{s,1}})^{b_s-1} \qquad (3.6\text{-}49)$$

Arzătorul experimental utilizat (vezi cap.5) a permis și turbionarea aerului insuflat utilizînd palete directoare. Astfel a trebuit să se țină seama de distribuția vitezei tangențiale, care pentru o formă simplificată se considera :

$$[v_\theta(r)]_s = \text{const} \qquad (3.6\text{-}50)$$

și se definește "numărul de turbionare" S_s prin expresia :

$$S_s = \frac{(\dot{M}_\theta)_s}{(\dot{G}_z)_s \cdot r_{s,2}} = \frac{\int_{r_{s,1}}^{r_{s,2}} \rho (v_z)_s (v_\theta)_s \, r^2 dr}{r_{s,2} \int_{r_{s,1}}^{r_{s,2}} \rho (v_z)_s^2 \, r \, dr} \qquad (3.6\text{-}51)$$

și rezultă pentru $(v_\theta)_s$

$$(v_\theta)_s = \frac{3}{2} S_s (v_z)_s \frac{r_{s,2}(r_{s,2}^2 - r_{s,1}^2)}{r_{s,2}^3 - r_{s,1}^3} \qquad (3.6\text{-}52)$$

Distribuția concentrațiilor speciilor chimice $[m_j]_o$ și a entalpiei $[h]_o$ în secțiunea de intrare se consideră de cele mai multe ori plană.

Datele experimentale /79/ au arătat că energia cinetică specifică pulsatorie se modifică puţin pentru diferite regimuri de curgere şi la numere REYNOLDS mari profilul de intrare se poate aproxima cu relaţia :

$$[k(r)]_o = k_o = \text{const.} \qquad (3.6\text{-}53)$$

Relaţia (3.6-53) este confirmată şi de calculele efectuate cu modelul matematic, care au arătat că mărimea k_o în secţiunea de intrare nu influenţează esenţial desfăşurarea curgerii.

O influenţă mai mare asupra curgerii o are însă patratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente W_o în secţiunea de intrare. Calculul distribuţiei lui W_o se face pornind de la formula lui NIKURADSE pentru determinarea lungimii de amestec a lui PRANDTL (3.2-22). La o curgere turbulentă printr-o conductă, generarea şi disiparea energiei turbulente se află în echilibru. Astfel :

$$l = (C_D)^{\frac{1}{4}}\, l_m \qquad (3.6\text{-}54)$$

Din definiţia lui W (relaţia 3.2-33) cu expresia (3.6-54) şi (3.2-22) W_o devine :

$$[W_{(r)}]_o = \frac{k_o}{C_D^{\frac{1}{2}}\, r_o^2\left[0{,}14-0{,}08\left(\frac{r}{r_o}\right)^2-0{,}06\left(\frac{r}{r_o}\right)^4\right]^2} \qquad (3{,}6\text{-}55)$$

Pentru cazurile practice, k_o trebuie pe cît posibil evaluat din cercetări experimentale. Evaluarea lui $[W_{(r)}]_o$ la numere REYNOLDS mari (profil aplatizat al vitezelor la intrare) se poate face cu ajutorul profilului măsurat sau calculat al vitezei axiale, fig.3.22, din care se calculează grosimea stratului limită δ.

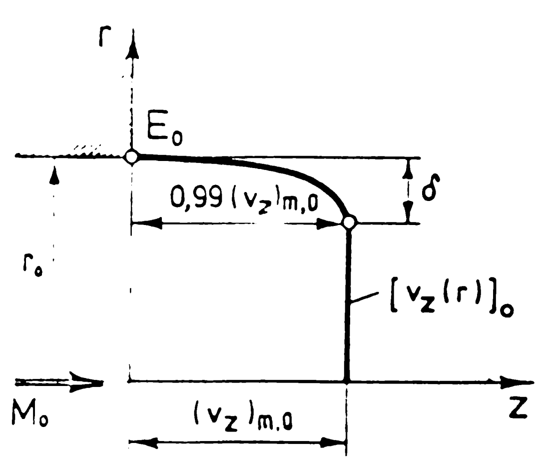


Fig.3.22. Stabilirea grosimii stratului limită a profilului curgerii la orificiul de intrare.

Presupunînd lungimea de amestec l_m proporţională cu grosimea stratului limită δ

$$l_m = \lambda\delta \qquad (3.6\text{-}56)$$

unde λ este constanta de proporţionalitate,

se obţin în concordanţă cu relaţia (3.6-55) următoarele formule de calcul :

pentru $\frac{r_o - r}{\delta} > \frac{\lambda}{\varkappa}$:

$$[W_{(r)}]_o \cong \frac{k_o}{C_D^{\frac{1}{2}}\,\lambda^2\,\delta^2} \qquad (3.6\text{-}57a)$$

BUPT

$$\text{pentru } \frac{r_o - r}{\delta} \leq \frac{\lambda}{\delta} : \left[W_{(r)}\right]_o \cong \frac{k_o}{C_D^{\frac{1}{2}} \varkappa^2 (r_o - r)^2} \qquad (3.6\text{-}57b)$$

3.6.2.3. CONDIŢII DE CONTUR LA ORIFICIUL DE EVACUARE

Valorile variabilelor la orificiul de evacuare al focarului sînt mărimi care interesează în mod deosebit atît pe proiectant cît şi în exploatarea agregatelor. O stabilire apriori a valorilor variabilelor nu poate duce la rezultate mulţumitoare, pentru aceasta se preferă o formulare de tip gradient a condiţiilor de contur la evacuare. La o curgere cu caracter eliptic trebuie avut grijă ca limita domeniului de integrare în secţiunea de ieşire să se situeze în afara zonei de recirculaţie (zonă în care se presupune curgerea într-un singur sens) fig.3.23.

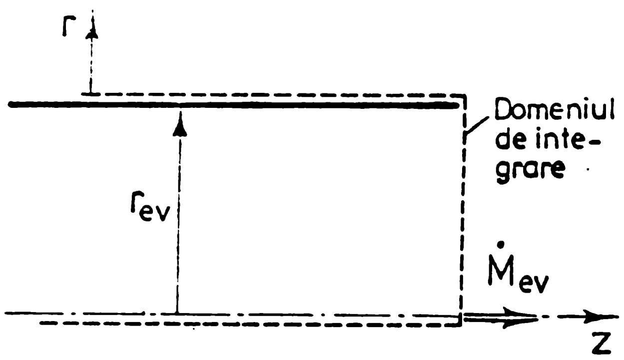


Fig.3.23. Condiţii de evacuare pentru un focar axial-simetric.

Acceptînd liniile de curent paralele cu axa de simetrie la evacuare (condiţia $(v_r)_{ev} = o$) rezultă :

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial z}\right)_{ev} = o \qquad (3.6\text{-}58)$$

Pentru restul variabilelor se acceptă că gradientul lor la evacuare este zero

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_{ev} = o \qquad (3.6\text{-}59)$$

3.6.3. CONDIŢII PARTICULARE DE CONTUR ALE PERETELUI

Ecuaţia generală de bilanţ (3.3-14) pentru variabilele φ considerate, împreună cu condiţiile de contur prezentate anterior (capitolul 3.6) formează baza de plecare pentru o rezolvare numerică a modelului matematic. Astfel se transformă ecuaţiile diferenţiale cu derivate parţiale în ecuaţii algebrice cu diferenţe finite, iar după rezolvarea acestora se obţine soluţia aproximativă a problemei studiate.

În apropierea pereţilor, variaţia coeficienţilor de transport efectivi cît şi unele variabile ale curgerii, prezintă gradienţi mari. Pentru tratarea exactă a fenomenului, cîmpul curgerii trebuie discretizat foarte fin. În general studiul proceselor din focare se ocupă cu desfăşurarea curgerii în zonele mai depărtate de pereţi; astfel că o discretizare fină în apropierea pereţilor nu justifică creşterea cheltuielilor de calcul, care sînt proporţionale cu numărul nodurilor reţelei.

Pentru a lua în considerare, cel puţin aproximativ, influenţa stratului limită turbulent al peretelui, asupra transportului impulsului şi energiei la pereţii camerei de ardere, se utilizează aşa numitele "funcţii ale peretelui". Acestea fac legătura între valorile variabilelor la perete şi valorile acestora din punctele ce se găsesc în afara stratului limită aderent, scoţîndu-se în evidenţă variaţia nelineară a coeficienţilor de transport.

Deducerea funcţiei peretelui pentru o variabilă φ se obţine prin integrarea ecuaţiei respective de bilanţ de-a lungul direcţiei normale la perete x_n, între limitele $x_n = o$ şi x_n. Considerînd curgerea în lungul peretelui de tip COUETTE, pentru un perete plan, fluxul de difuzie al variabilei este /2o/ :

$$(J_\varphi)_p = \frac{\varphi - \varphi_p + \int_o^{x_n} \frac{1}{b_\varphi} \int_o^{\xi_n} d_\varphi \, d\xi_n \, d\xi_n}{\int_o^{x_n} \frac{1}{b_\varphi} \, d x_n} \tag{3.6-6o}$$

în care coeficienţii b_φ şi d_φ sînt preluaţi din ecuaţiile de bilanţ (paragraf 3.3.3), iar ξ este variabilă de integrare din ecuaţia considerată.

Ecuaţia (3.6-6o) poate fi adusă într-o formă mai simplă prin neglijarea efectului presiunii de-a lungul peretelui

$$d_\varphi = - \frac{\partial p}{\partial x_a} = o \tag{3.6-61}$$

obţinînd efortul tangenţial la perete

$$(J_\varphi)_p \equiv \tau_p = \frac{v_a}{\int_o^{x_n} \frac{1}{\eta_{ef}} \, d x_n} \tag{3.6-62}$$

variaţia lui η_{ef} în stratul limită turbulent putîndu-se formula cu ajutorul ecuaţiei lungimii de amestec (3.2-2o)

$$\eta_{ef} = \rho \, x^2 \, x_n^2 \left| \frac{\partial v_a}{\partial x_n} \right| \tag{3.6-63}$$

Înlocuind relaţia (3.6-63) în (3.6-62), în ipoteza că $\tau(x_n) = \tau_p = ct.$ se obţine funcţia logaritmică a peretelui :

$$\frac{v_a}{v_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \left(C \, \frac{x_n \, v_\tau}{\nu} \right) \tag{3.6-64}$$

unde $v_\tau = \sqrt{\frac{|\tau_p|}{\rho_p}}$ este viteza tensiunii tangenţiale la perete,

iar C o constantă de integrare.

Relaţia (3.6-64) nu este valabilă pentru stratul limită laminar. În stratul limită al peretelui, dacă turbulenţa este numai parţial realizată, relaţia (3.6-64) se înlocuieşte printr-o funcţie de puteri, ce prezintă o aproximare mai bună a profilului vitezelor în apropierea peretelui /2o/ :

$$\frac{v_a}{v_\tau} = a\left(\frac{x_n\, v_\tau}{\nu_p}\right)^b \tag{3.6-65}$$

Pornind de la funcţia de puteri (3.6-65) împreună cu definiţia funcţiei de curent (3.3-6a,b) şi a vitezei unghiulare a vîrtejului (3.6-1o) în stratul limită turbulent al peretelui, se poate stabili o dependenţă între ω_t şi Ψ care înlocuieşte relaţia (3.6-15) ca şi condiţie de contur. In coordonate cilindrice, şi pentru un strat limită izoterm :

$$\omega_t = -\frac{(1+b)b(\Psi - \Psi_p)}{r_p\, \rho_p\, x_n^2} \tag{3.6-66}$$

Comparativ cu relaţia (3.6-15), care stabileşte valorile la limita stratului pentru ω_t, relaţia (3.6-66) dă valoarea lui ω_t în cadrul stratului limită turbulent la distanţa x_n de perete.

Considerînd valabilitatea funcţiei de puteri şi pentru stratul limită neizoterm, ecuaţia (3.6-66) devine :

$$\omega_t = -\frac{(2+b)(1+b)b(\Psi - \Psi_p)}{r_p\left[\rho_p + (1+b)\rho\right] x_n^2} \tag{3.6-67}$$

Variaţia lui k şi W în stratul limită al peretelui este puternic nelineară, astfel încît condiţiile de contur

$$k_p = o \tag{3.6-68}$$

$$W_p = o \tag{3.6-69}$$

pot fi utilizate pentru o rezolvare numerică numai în cazul unei discretizări foarte fine a reţelei de calcul. Ca şi în cazul precedent, se poate simplifica variaţia lui k şi W în stratul limită al peretelui, obţinînd o relaţie ce poate fi utilizată în calculele numerice. Cu condiţia menţinerii echilibrului dintre generarea şi disiparea lui k în stratul limită aderent, rezultă din funcţia logaritmică a peretelui (3.6-64) şi din condiţia $\tau_t = \tau_p$

$$k = C_D^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right) v_\tau^2 \tag{3.6-7o}$$

$$W = \frac{1}{C_D}\,\frac{v_\tau^2}{(\varkappa x_n)^2} \tag{3.6-71}$$

unde v_τ se calculează din funcţia de puteri

$$v_\tau = v_a^{\frac{1}{1+b}} \, a^{-\frac{1}{1+b}} \left(\frac{\nu}{x_n}\right)^{\frac{b}{1+b}} \qquad (3.6-72)$$

şi rezultă :

$$v_a = \frac{(1+b)(\Psi-\Psi_p)}{r_p \, \varrho_p \, x_n} \quad \text{respectiv} \quad v_a = \frac{(2+b)(1+b)(\Psi-\Psi_p)}{r_p\left[\varrho_p + (1+b)\varrho\right] x_n} \qquad (3.6-73a,b)$$

pentru cazul izoterm, respectiv neizoterm.

Ultima variabilă importantă, care se desfăşoară puternic nelinear în apropierea peretelui este entalpia. Fluxul de difuzie al entalpiei la perete, în cazul cel mai simplu, presupunînd o curgere COUETTE şi neglijînd radiaţia şi absorbţia energiei termice în stratul limită (d_h = o) se poate determina pe baza relaţiei generale (3.6-6o)

$$(J_h)_p = \frac{h - h_p}{\int_o^{x_n} \frac{\sigma_{h,ef}}{\eta_{ef}} \, d\, x_n} \qquad (3.6-74)$$

Cînd integrarea se face pe întreaga grosime δ a stratului limită, se obţine relaţia de calcul a transferului de căldură prin convecţie :

$$(J_h)_p = \frac{c_p T - (c_p T)_p}{\int_o^{\delta} \frac{\sigma_{h,ef}}{\eta_{ef}} \, d\, x_n} = \alpha\,(T - T_p) \qquad (3.6-75)$$

Aprecierea coeficientului de transmitere a căldurii prin convecţie α şi a grosimii stratului limită δ fiind destul de dificilă, relaţia (3.6-75) are o exactitate limitată. Avînd în vedere că la pereţii focarelor schimbul de căldură prin radiaţie este preponderent, eroarea de calcul datorată relaţiei (3.6-75) în bilanţul energetic total este mică.

Toate condiţiile de contur deduse în paragraful 3.6.3 s-au obţinut în ipoteza peretelui plan (neglijînd curbura). Ele rămîn valabile şi pentru focare axial-simetrice în condiţiile utilizării coordonatelor cilindrice.

4 REZOLVAREA MODELULUI MATEMATIC

Munca practică a inginerului are nevoie, după elaborarea unui model matematic şi punerea condiţiilor de contur, de un instrument de rezolvare al procesului modelat. Acest instrument trebuie să rămînă în cadrul posibilităţilor sale reale de utilizare, putînd fi folosit cu certitudine chiar dacă nu i se cunoaşte structura sa internă. Astfel s-au dezvoltat o serie de "instrumente" inginereşti de calcul; cele mai cunoscute fiind metoda diferenţelor finite şi a elementelor finite. Calculul fenomenelor complexe de curgere, ardere şi transmitere de căldură nu şi-au găsit pînă acum o rezolvare unitară. De asemenea multe din procedeele aplicate nu sînt suficient cercetate în privinţa stabilităţii, convergenţei şi evaluării erorilor /26/. Printre primele realizări practice în soluţionarea unor probleme de curgere cu metode numerice sînt cele ale grupului de la IMPERIAL COLLEGE /63/,/2o/. Au fost publicate pentru curgeri bidimensionale eliptice şi parabolice şi programele de calcul /63/,/2o/ într-o formă generală.

În această lucrare, fiind stabilit caracterul eliptic, bidimensional şi axial-simetric al curgerii, procedeul descris în /2o/ poate fi utilizat. Aplicarea acestui "instrument" necesită însă modificări în programul de calcul pentru a putea fi adaptat cazului studiat. Aceste modificări cer o înţelegere profundă a procedeului de rezolvare şi a structurii programului, motiv pentru care va fi recapitulat pe scurt în continuare.

4.1. METODA DIFERENŢELOR FINITE

Rezolvarea numerică a ecuaţiilor de transport descrise în capitolul 3 dă numai soluţii aproximative. Cîmpul în realitate continuu al mărimilor fizice trebuie înlocuit printr-un număr finit de puncte ale unei reţele de calcul ortogonale. Aproximarea valorilor funcţiilor cercetate în nodurile reţelei sau în domeniul din jurul acestora se poate face prin patru metode :

- dezvoltări de serii TAYLOR,
- prin polinoame,
- integrarea aproximativă a ecuaţiilor diferenţiale pe volumele stabilite de reţeaua de calcul din jurul unui punct şi
- rezolvarea ecuaţiilor de bilanţ pe volumele de control a reţelei de calcul.

Ultima metodă este din punct de vedere fizic cea mai apropiată de realitate şi este folosită şi în această lucrare.

Punctul de plecare al calculelor îl constituie ecuaţia generală de bilanţ (3.3-14) pentru variabila φ

$$a_\varphi \frac{\partial}{\partial z}\left[(\varphi\frac{\partial\Psi}{\partial r}) - \frac{\partial}{\partial r}(\varphi\frac{\partial\Psi}{\partial z})\right] - \frac{\partial}{\partial z}\left[r b_\varphi \frac{\partial}{\partial z}(c_\varphi\varphi)\right] - \frac{\partial}{\partial r}\left[r b_\varphi \frac{\partial}{\partial r}(c_\varphi\varphi)\right] - r d_\varphi = 0 \quad (4.1-1)$$

ale cărei forme particulare sînt prezentate în tabelul 3.7.

Ecuaţia (4.1-1) este valabilă pe curgeri bidimensionale, axial-simetrice, staţionare de tip eliptic. Procedeul de calcul numeric descris în continuare pentru curgeri axial-simetrice, cu mici modificări, poate fi aplicat şi la curgeri plane bidimensionale.

4.1.1. DEDUCEREA ECUAŢIILOR DE BILANŢ PENTRU PUNCTELE INTERIOARE ALE REŢELEI

Împărţirea unei camere de ardere cilindrice printr-o reţea de calcul ortogonală cu pas variabil, pentru θ = const. este redată în fig.4.1.

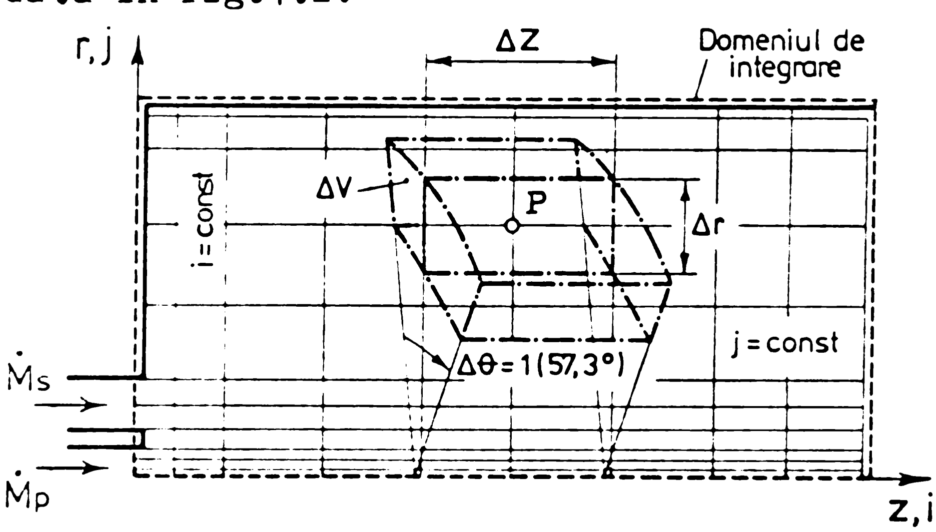


Fig.4.1. Împărţirea domeniilor de integrare în volume de control.

Axa de simetrie şi contururile coincid cu liniile reţelei, adică din punctele de colţ trebuie să pornească linii de reţea. În jurul fiecărui punct interior al reţelei se ataşează un volum de control ΔV, fig.4.1 de mărime

$$\Delta V = \Delta z\,\Delta r . r_P \Delta\theta = \Delta z . \Delta r . r_P \quad (4.1-2)$$

Δz şi Δr se stabilesc în aşa fel încît să înjumătăţească distanţa dintre liniile reţelei ce trec prin P şi cele învecinate.

Notaţii suplimentare pentru deducerea ecuaţiilor cu diferenţe finite cît şi corespondenţa acestora cu notaţiile din program sînt date în fig.4.2.

a) APROXIMAREA TERMENILOR DE CONVECŢIE

Convecţia totală a variabilei φ pe volumul de control rezultă din suma $\dot{S}_C$ a fluxurilor de convecţie pe suprafeţele e,w,n şi s. Dacă variabila φ pe suprafeţele considerate este constantă,

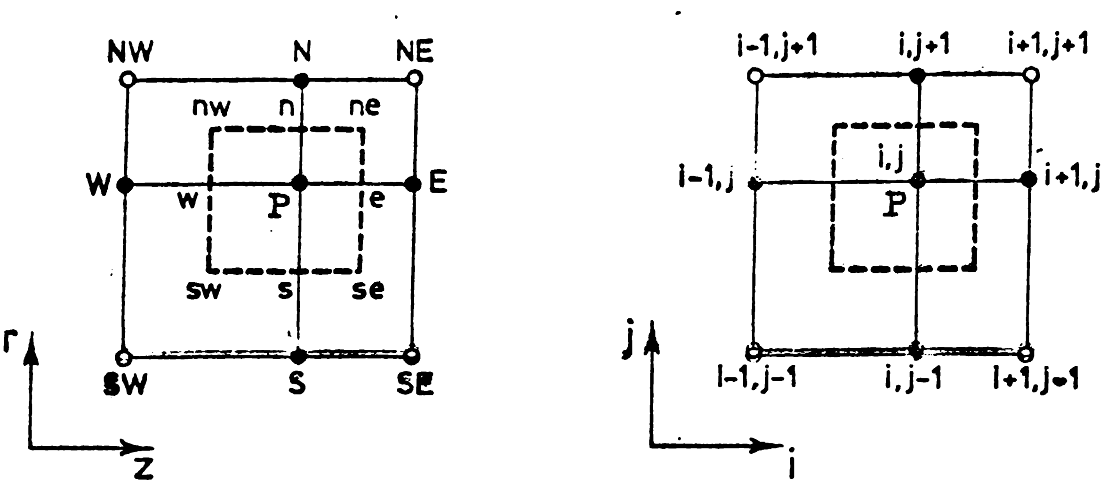


Fig.4.2. Notaţii pentru deducerea ecuaţiilor cu diferenţe finite.

$\dot{S}_C$ este :

$$\dot{S}_C = \varphi_e(\Psi_{ne}-\Psi_{se})-\varphi_w(\Psi_{nw}-\Psi_{sw})+\varphi_n(\Psi_{ne}-\Psi_{nw})-\varphi_s(\Psi_{se}-\Psi_{sw}) \qquad (4.1\text{-}3)$$

Presupunînd variaţia lineară a lui Ψ în punctele de reţea învecinate, punctelor de colţ a volumului de control, putem scrie

$$\Psi_{ne} = \frac{1}{4}(\Psi_N + \Psi_{NE} + \Psi_E + \Psi_P) \qquad (4.1\text{-}4)$$

şi similar pentru Ψ_{se}, Ψ_{nw} şi Ψ_{sw} încă trei ecuaţii.

La numere REYNOLDS mari, rezolvarea numerică a ecuaţiilor curgerii devine instabilă datorită diferenţelor mici dintre φ_e şi $(\varphi_E + \varphi_P)/2$ (analog şi pentru φ_w, φ_n, φ_s), numită şi anomalia mediei. O rezolvare stabilă se obţine, dacă la stabilirea valorilor lui φ pe suprafaţa de control se ţine seama de direcţia de curgere. Astfel, de exemplu, pe suprafaţa de control e se consideră curgerea în sensul lui z pozitiv, atunci φ_e ia valoarea lui φ_P în volumul de control şi φ_e ia valoarea lui φ_E în direcţia curgerii, acest procedeu numindu-se al diferenţelor ascensionale, fiind valabil şi pentru suprafeţele n, w şi s.

Sensul direcţiei de curgere pe suprafaţa de control se determină prin diferenţele funcţiei de curent în punctele de colţ :

$$\varphi_e(\Psi_{ne}-\Psi_{se}) = \frac{1}{2}\varphi_P\left[(\Psi_{ne}-\Psi_{se})+|\Psi_{ne}-\Psi_{se}|\right] + \frac{1}{2}\varphi_E\left[(\Psi_{ne}-\Psi_{se})-|\Psi_{ne}-\Psi_{se}|\right] \qquad (4.1\text{-}5)$$

şi încă trei ecuaţii analoage pentru w, n şi s.

Rezultă aproximarea termenului de convecţie din ecuaţia (4.1-1)

$$a_\varphi\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\varphi\frac{\partial\Psi}{\partial r}\right) - \frac{\partial}{\partial r}\left(\varphi\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)\right] \approx a_{\varphi,P}\frac{\dot{S}_C}{\Delta z\,\Delta r} \qquad (4.1\text{-}6)$$

$\dot{S}_C$ se calculează cu ecuaţiile (4.1-3), (4.1-5) şi (4.1-4).

b) APROXIMAREA TERMENILOR DE DIFUZIE

Relaţiile de calcul al fluxurilor de difuzie pe volumul de control sînt date de ecuaţiile :

$$\dot{S}_D = (rb_\varphi)_e \frac{(c_\varphi\varphi)_P-(c_\varphi\varphi)_E}{z_E - z_P}\Delta r - (rb_\varphi)_w \frac{(c_\varphi\varphi)_W-(c_\varphi\varphi)_P}{z_P - z_W}\Delta r +$$

$$+ (rb_\varphi)_n \frac{(c_\varphi\varphi)_P-(c_\varphi\varphi)_N}{r_N - r_P}\Delta z - (rb_\varphi)_s \frac{(c_\varphi\varphi)_S-(c_\varphi\varphi)_P}{r_P - r_S}\Delta z \qquad (4.1\text{-}7)$$

unde

$$(rb_\varphi)_e \approx \frac{1}{2}\left[(rb_\varphi)_E + (rb_\varphi)_P\right] \qquad (4.1\text{-}8)$$

şi analog alte trei relaţii.

Astfel rezultă pentru aproximarea termenilor de difuzie din ecuaţia (4.1-1)

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left[rb_\varphi \frac{\partial}{\partial z}(c_\varphi\varphi)\right] - \frac{\partial}{\partial r}\left[rb_\varphi \frac{\partial}{\partial r}(c_\varphi\varphi)\right] \approx \frac{\dot{S}_D}{\Delta z\,\Delta r} \qquad (4.1\text{-}9)$$

c) APROXIMAREA TERMENULUI DE SURSĂ

Dacă sursa $\dot{S}_s$ are o intensitate constantă în volumul de control

$$\dot{S}_s = r_P d_{\varphi,P}\,\Delta z\,\Delta r \qquad (4.1\text{-}1o)$$

Aşa cum rezultă din tabelul 3.6, termenul de sursă d_φ este format din derivate parţiale, care se aproximează în punctul P prin polinoame al căror grad nu trebuie să depăşească ordinul derivatei.

Dacă variabilele termenului de sursă în cadrul volumului de control indică gradienţi mari, se recomandă ca în locul variabilei punctului $d_{\varphi,P}$ din (4.1-1o) să se utilizeze valoarea medie a lui d_φ pentru volumul de control. Acest lucru se foloseşte în special la aproximarea termenului de sursă al ecuaţiei funcţie de curent în apropierea peretelui /75/.

Indiferent cum este descris termenul de sursă, din ecuaţia (4.1-1o) rezultă valoarea aproximativă a lui rd_φ :

$$rd_\varphi \approx \frac{\dot{S}_s}{\Delta z\,\Delta r} \qquad (4.1\text{-}11)$$

d) ECUAŢIA DIFERENŢIALĂ COMPLETĂ

Pentru volumul de control din jurul punctului P, pe baza transformărilor anterioare, ecuaţia diferenţială generală de transport (4.1-1), devine

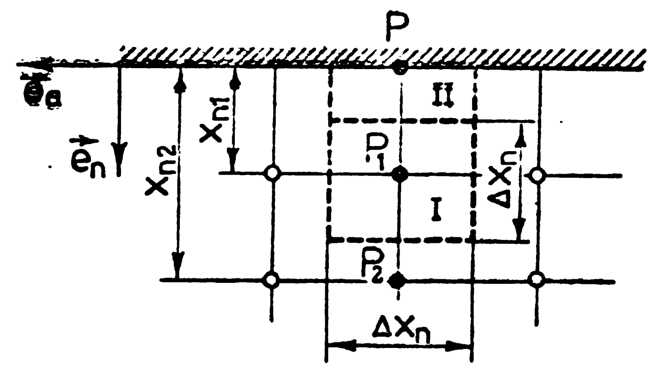
$$a_{\varphi,P}\frac{\dot{S}_C}{\Delta z\,\Delta r} + \frac{\dot{S}_D}{\Delta z\,\Delta r} - \frac{\dot{S}_S}{\Delta z\,\Delta r} = o \qquad (4.1\text{-}12)$$

4.1.2. APROXIMAREA CONDIŢIILOR DE CONTUR

Ecuaţiile cu diferenţe finite pentru punctele interioare au fost deduse pe baza bilanţurilor pe volumul de control din jurul punctului considerat. Pentru volumele de control din apropierea conturului de integrare, fig.4.3, se desemnează relaţii matematice între variabilele pe contur şi valorile acestora în punctele interioare învecinate. Funcţie de formularea condiţiilor de contur acestea pot fi scrise în trei feluri.

a) Dacă valoarea variabilei pe contur este dată inițial, ca de exemplu pentru funcţia de curent (ec.3.6-8) sau dacă este precizată dinainte printr-o funcţie f a valorilor pe contur, atunci

φ_P = const sau $\varphi_P = f$ (4.1-13)



I. Volum de control interior
II. Volum de control pe contur

Fig.4.3. Dispunerea volumelor de control la aproximarea condiţiilor de contur.

b) În cazul în care gradientul variabilelor dispare pe direcţia verticală la perete, de exemplu pentru componentele materiale la pereţi impermeabili (ecuaţia 3.6.16) se poate folosi una din relaţiile :

$$\varphi_P = \varphi_{P_1} \tag{4.1-14a}$$

sau

$$\varphi_P = \frac{x_{n2}^2}{x_{n2}^2 - x_{n1}^2}\varphi_{P_1} - \left(\frac{x_{n2}^2}{x_{n2}^2 - x_{n1}^2} - 1\right)\varphi_{P_2} \tag{4.1-14b}$$

Expresiile de mai sus reprezintă aproximări prin polinoame de ordinul 1, respectiv 2.

c) Gradientul variabilelor mai poate fi scris şi sub forma unei funcţii g a valorilor pe contur a altor variabile; cum este cazul pereţilor conducători de căldură (ec.3.6-22). Atunci pot fi folosite ecuaţiile :

$$\varphi_P = \varphi_{P_1} - g\, x_{n1} \tag{4.1-15a}$$

sau

$$\varphi_P = \frac{x_{n2}^2}{x_{n2}^2-x_{n1}^2}\varphi_{P_1} - \left(\frac{x_{n2}^2}{x_{n2}^2-x_{n1}^2} - 1\right)\varphi_{P_2} - g\,\frac{x_{n1}x_{n2}(x_{n1}+x_{n2})}{x_{n2}^2 - x_{n1}^2} \tag{4.1-15b}$$

4.2. METODE DE REZOLVARE A ECUAŢIILOR CU DIFERENŢE FINITE

Ecuaţia generală cu diferenţe finite (4.1-12) împreună cu condiţiile de contur pentru fiecare variabilă formează un sistem de n·m ecuaţii algebrice nelineare corespunzător nodurilor reţelei de calcul, cu n+m necunoscute. Sistemele de ecuaţii sînt cuplate între ele prin coeficienţi şi prin termenii de sursă. Ecuaţiile ce descriu procesele din focare sînt puternic nelineare; la aceasta adăugîndu-se caracterul eliptic al curgerii, impune ca unic procedeu de rezolvare - metoda iterativă.

Un astfel de procedeu porneşte de la o serie de mărimi ale variabilelor (numite valori brute), pe care le îmbunătăţeşte prin menţinerea condiţiilor iniţiale şi de contur la fiecare ciclu de iteraţie.

4.2.1. PROCEDEUL GAUSS-SEIDEL

Pentru rezolvarea ecuaţiilor cu diferenţe finite se foloseşte următorul algoritm de calcul : ecuaţia (4.1-12) se mai poate scrie sub formă desfăşurată :

$$A_E(\varphi_P-\varphi_E)+A_W(\varphi_P-\varphi_W)+A_N(\varphi_P-\varphi_N)+A_S(\varphi_P-\varphi_S)-B_E(c_{\varphi,E}\varphi_E-c_{\varphi,P}\varphi_P) -$$
$$- B_W(c_{\varphi,W}\varphi_W-c_{\varphi,P}\varphi_P)-B_N(c_{\varphi,N}\varphi_N-c_{\varphi,P}\varphi_P)-B_S(c_{\varphi,S}\varphi_S-c_{\varphi,P}\varphi_P) +$$
$$+ d_{\varphi,P}V_P = 0 \qquad (4.1\text{-}16)$$

Cu notaţiile din fig.4.2 rezultă următoarea formulă generală de substituţie :

$$\varphi_P = C_E\varphi_E + C_W\varphi_W + C_N\varphi_N + C_S\varphi_S + D \qquad (4.1\text{-}17)$$

unde :

$$\left.\begin{aligned}
C_E &= (A_E + B_E c_{\varphi,E})/\textstyle\sum AB \\
C_W &= (A_W + B_W c_{\varphi,W})/\textstyle\sum AB \\
C_N &= (A_N + B_N c_{\varphi,N})/\textstyle\sum AB \\
C_S &= (A_S + B_S c_{\varphi,S})/\textstyle\sum AB \\
D &= - d_{\varphi,P}V_P/\textstyle\sum AB \\
\textstyle\sum_{AB} &= A_E + A_W + A_N + A_S + c_{\varphi,P}(B_E + B_W + B_S)
\end{aligned}\right\} \qquad (4.1\text{-}17')$$

Coeficienţii pentru termenii de convecţie (ec.4.1-18) :

$$\left.\begin{aligned}
A_E &= \frac{a_{\varphi,P}}{8}\left[(\Psi_{SE} + \Psi_S - \Psi_{NE} - \Psi_N)+(\Psi_{SE} + \Psi_S - \Psi_{NE} - \Psi_N)\right] \\
A_W &= \frac{a_{\varphi,P}}{8}\left[(\Psi_{NW} + \Psi_N - \Psi_{SW} - \Psi_S)+(\Psi_{NW} + \Psi_N - \Psi_{SW} - \Psi_S)\right] \\
A_N &= \frac{a_{\varphi,P}}{8}\left[(\Psi_{NE} + \Psi_E - \Psi_{NW} - \Psi_W)+(\Psi_{NE} + \Psi_E - \Psi_{NW} - \Psi_W)\right] \\
A_S &= \frac{a_{\varphi,P}}{8}\left[(\Psi_{SW} + \Psi_W - \Psi_{SE} - \Psi_E)+(\Psi_{SW} + \Psi_W - \Psi_{SE} - \Psi_E)\right]
\end{aligned}\right\} (4.1\text{-}18)$$

Coeficienţii pentru termenii de difuzie (ecuaţiile 4.1-19):

$$\left.\begin{aligned}
B_E &= \frac{b_{\varphi,E} + b_{\varphi,P}}{8}\,\frac{r_N - r_S}{z_E - z_P}(r_E + r_P) \\
B_W &= \frac{b_{\varphi,W} + b_{\varphi,P}}{8}\,\frac{r_N - r_S}{z_P - z_W}(r_W + r_P)
\end{aligned}\right\} (4.1\text{-}19)$$

$$\left.\begin{aligned} B_N &= \frac{b_{\varphi,N} + b_{\varphi,P}}{8} \frac{z_E - z_W}{r_N - r_P} (r_N + r_P) \\ B_S &= \frac{b_{\varphi,S} + b_{\varphi,P}}{8} \frac{z_E - z_W}{r_P - r_S} (r_S + r_P) \end{aligned}\right\}$$

şi coeficienţii termenului de sursă (ecuaţiile 4.1-2o)

$$v_P = \frac{r_P}{4} (z_E - z_W)(r_N - r_S) \qquad (4.1\text{-}2o)$$

Într-un ciclu iterativ, se parcurge pentru fiecare variabilă φ punctele interioare ale reţelei de calcul, se află coeficienţii şi conform ecuaţiei (4.1-17) se calculează valorile îmbunătăţite ale variabilelor. Aceasta corespunde procedeului GAUSS-SEIDEL. Condiţiile de contur ale variabilelor, în măsura în care se cer se îmbunătăţesc după fiecare parcurgere a punctelor interioare. După fiecare ciclu iterativ se calculează din nou coeficienţii de transport şi mărimile termodinamice, în măsura în care nu sînt variabile dependente. Procesul iterativ continuă atîta timp, pînă cînd resturile relative, respectiv maximele absolute ale cîmpurilor variabilelor a două cicluri de iteraţii succesive, sînt mai mici decît valoarea prescrisă. Această valoare trebuie să fie desemnată ca şi criteriu de convergenţă.

În paragraful 3.5.7.2 a fost dedusă ecuaţia de definiţie (3.5-38) a unui model al fluxului de radiaţie pentru variabila F_r şi condiţiile de contur aferente, ecuaţiile (3.5-39) şi (3.5-4o). Ecuaţiile au aceeaşi formă ca şi ecuaţia generală de bilanţ (4.1-1) pentru variabila φ ; astfel că pentru rezolvarea lor se poate folosi procedeul iterativ elaborat pe baza formulei generale de substituţie (4.1-17).

4.2.2. CONVERGENŢA PROCEDEULUI - FACTORII CE INFLUENŢEAZĂ CONVERGENŢA ŞI PRECIZIA CALCULULUI

Algoritmul unui procedeu iterativ de rezolvare este util, dacă duce într-un timp accesibil de calcul la rezultate ce tind cît mai rapid spre valoarea limită. Pentru sisteme de ecuaţii lineare (ec.4.1-17) se pot fixa criterii exacte de convergenţă /2o/. Din păcate nu există astfel de criterii pentru ecuaţiile nelineare. Criteriile de convergenţă ale ecuaţiilor lineare se pot totuşi folosi ca orientative. Experienţa altor autori /66/, cît şi experienţa proprie, au arătat că procedeul descris duce la rezultate de convergenţă prin utilizarea şi respectarea următoarelor metode :

a) Subrelaxarea

Cea mai utilizată metodă de asigurare a convergenţei este subrelaxarea. Ea constă din faptul că valoarea nou calculată a unei mărimi într-un punct al reţelei nu intră cu mărimea sa întreagă în continuare în calcule, ci cu o medie dintre valoarea ciclului de iteraţie n-1 şi cea a ciclului următor n. Astfel avem relaţia :

$$\varphi_n^* = \alpha_{SR}\,\varphi_n + (1 - \alpha_{SR})\varphi_{n-1} \qquad (4.1\text{-}21)$$

φ_n^* este valoarea nou calculată, α_{SR} = o ÷ 1 - coeficientul de subrelaxare.

Subrelaxarea se poate folosi la calculul variabilelor dependente sau la mărimile care influenţează coeficienţii C şi D din ecuaţia (4.1-17).

RICHTER /66/ recomandă utilizarea următorilor coeficienţi de subrelaxare, la rezolvarea programului de calcul al arderii difuzive a gazului metan : $\alpha_{SR}\Psi$ = o,6; α_{SR},T = o,5; α_{SR}, ρ = o,7 şi $\alpha_{SR}\,\eta_{ef}$ = o,75.

b) Evaluarea valorilor brute

Valorile brute greşit alese pot duce la divergenţa rezolvării. Se pot utiliza pentru un nou exemplu de calcul, valori brute care converg ale unui program asemănător rulat.

c) Condiţiile de intrare

În general modificarea regimurilor de lucru în focare se face prin variaţia debitelor şi vitezelor combustibilului şi aerului, ceea ce din punct de vedere al modelului matematic corespunde cu condiţiile de intrare. În aceste cazuri se recomandă utilizarea mai întîi a valorilor brute a unui calcul anterior care converg, inclusiv a condiţiilor de intrare, iar apoi să se modifice treptat(pe parcursul rulărilor)noile condiţii de intrare.

d) Tratarea implicită a condiţiilor de contur

În unele cazuri condiţiile de contur se pot include în formula de substituţie a punctelor de reţea din vecinătatea peretelui. După părerea autorilor /2o/ aceasta duce la o convergenţă mai rapidă a programului.

e) Pasul reţelei de calcul

Pasul reţelei de calcul (distanţa dintre două linii de reţea succesive) pe cît este posibil nu trebuie să depăşească valoarea de 1,5. Aceasta mai ales la dispunerea liniilor reţelei în apropierea orificiilor de intrare şi în vecinătatea peretelui. În anumite cazuri, doar prin rearanjarea dispoziţiei liniilor reţelei de calcul se poate obţine convergenţa calculului. Acest lucru trebuie făcut în strînsă dependenţă cu gradienţii aşteptaţi ai mărimilor cercetate, astfel ca în zonele unde grdienţii sînt mari să avem o reţea deasă de calcul.

Pasul reţelei mai are şi o influenţă asupra erorilor numerice, care devin cu atît mai mici cu cît se alege o reţea mai fină de calcul. Fineţea necesară reţelei se poate stabili calculînd acelaşi exemplu de utilizare cu diferiţi paşi ai reţelei pînă la atingerea masei de convergenţă stabilite. Se observă că timpii de calcul cresc mai mult decît proporţional cu numărul nodurilor. Astfel pasul reţelei şi dispunerea acesteia trebuie făcută cu atenţie, pentru a realiza timpi cît mai mici de calcul la erori numerice acceptabile.

4.3. PROGRAMUL DE CALCUL

În timpul cercetărilor întreprinse, autorul a conceput mai multe programe de calcul /76/,/77/, care au avut ca bază de pornire procedeul descris în /2o/. S-a încercat, pentru varianta de program ce va fi descrisă în continuare, să se răspundă la principalele le cerinţe ale unui calcul numeric utilizat în inginerie :

a) aplicabilitate cît mai generală - programul, ca şi procedeul soluţiei trebuie să fie larg aplicabil; astfel, deşi conceput iniţial pentru studiul proceselor din focare ce utilizează combustibili gazoşi, el poate fi utilizat şi la rezolvarea problemelor legate de arderea combustibililor lichizi şi solizi pulverizaţi.

b) uşurinţă de aplicare - programul trebuie scris cît mai clar, pentru a uşura munca de înţelegere a celui care-l utilizează în problema sa specială. Mai mult, schimbările din program cerute pentru fiecare problemă particulară trebuie să fie cît mai puţine.

c) economie - programul de calcul trebuie să necesite timpi minimi de calcul şi spaţii de memorie cît mai mici.

Astfel, s-a elaborat un program general pentru sisteme axial-simetrice bidimensionale ce studiază curgerile cu şi fără turbionare a flăcărilor de gaz metan închise. Programul a fost scris în limbaj FORTRAN IV şi faţă de modelul din /2o/ au fost aduse următoarele modificări esenţiale :

- calculul coeficienţilor de schimb turbionari cu modele ale turbulenţei cu mai multe ecuaţii - modelul k-W;
- includerea funcţiilor peretelui în calcululcondiţiilor de contur;
- luarea în considerare a schimbului de căldură prin radiaţie în focar cu un model al fluxului;
- formularea mai exactă a transferului total de căldură la pereţii focarului;
- realizarea bilanţurilor totale de materie şi căldură în focar.

Paralel cu aceste completări impuse de necesităţile fizice ale fenomenului studiat, au fost întreprinse şi unele dezvoltări ale tehnicii de calcul şi programare :

- utilizarea unei reţele de calcul cu pas variabil, în scopul măririi preciziei rezultatelor pentru zonele cu gradienţi mari de transformare, care a dus implicit şi la o reducere substanţială a nodurilor reţelei;
- programare cu alocare dinamică de memorie, pentru a obţine o economie cît mai mare;
- posibilitatea introducerii valorilor iniţiale ale variabilelor de pe banda magnetică şi înmagazinarea variabilelor calculate pe bandă;
- reorganizarea subprogramului de trasare a graficelor izoliniilor mărimilor calculate.

Timpii de calcul pentru programele rulate au fost influenţaţi de foarte mulţi factori. O influenţă mare a avut-o alegerea masei de convergenţă. Aceasta se poate stabili cu ajutorul resturilor absolute şi relative. Masa de convergenţă absolută este definită prin :

$$(\varphi_{P,n} - \varphi_{P,n-1})_{max} \leq \lambda_1 \qquad (4.1\text{-}22)$$

iar masa de convergenţă relativă cu :

$$\left[(\varphi_{P,n} - \varphi_{P,n-1})/\varphi_{nou}\right]_{max} \leq \lambda_2 \qquad (4.1\text{-}23)$$

unde n - este numărul de iteraţii şi φ_{nou} se calculează cu relaţia (4.1-21).

În general, timpii de calcul al programelor rulate pe calculatorul FELIX C-256 au fost de un minut pentru o iteraţie.

4.3.1. IPOTEZE DE CALCUL

Ipotezele considerate în studiul arderii şi transferului de căldură în focare ce utilizează combustibili gazoşi, se referă la mecanismele curgerii, arderii şi schimbului de căldură.

a) Ipoteze pentru calculul curgerii

Se presupune că :

- este îndeplinită condiţia pentru folosirea modelului k-W al turbulenţei, adică numerele REYNOLDS turbulente locale sînt mari, că C_D, C_1, C_2, C_3, $\sigma_{\varphi,t}$ sînt constante şi că se poate considera $\eta_{ef} = \eta_t$;
- procesul curgerii în apropierea peretelui poate fi descris prin funcţii ale peretelui, fiind o curgere COUETTE;
- se cunosc profilele cîmpului vitezelor şi mărimile turbulente $\bar{k}$ şi $\bar{W}$ la orificiile de intrare (pentru curentul primar şi secundar);

- profilele la orificiile de intrare a temperaturilor sînt plane, iar pereţii sînt izotermi;
- liniile de curent în punctele de colţ ale orificiilor de admisie se desfăşoară paralel cu direcţia principală de curgere imprimată în conductele de alimentare;
- pentru mişcarea turbulentă, curgerea în apropierea peretelui este de tip COUETTE, produsă de rezultanta dintre componentele axiale şi tangenţiale ale vitezei.

b) Ipoteze pentru calculul arderii :

- aşa cum s-a mai arătat, se consideră modelul arderii complete - "amestec = ars" care pentru metan are următoarea reacţie brută:

$$CH_4 + 2O_2 \xrightarrow{k_d = \infty} 2H_2O + CO_2 \qquad (4.1-24)$$

- nu se ia în considerare influenţa turbulenţei asupra desfăşurării reacţiei;
- pereţii focarului sînt nereactivi şi inpenetranţi pentru speciile chimice ce participă la reacţii.

c) Ipoteze pentru calculul schimbului de căldură :

- cantitatea de căldură transmisă prin convecţie la pereţii focarului se determină cu relaţia (3.6-75).
  Se presupun cunoscute valorile coeficienţilor de transfer prin convecţie cît şi temperaturile de-a lungul pereţilor focarului.
- schimbul de căldură prin radiaţie în focar se calculează cu un model cu două fluxuri descris în subcapitolul 3.5;
- comportarea la radiaţie a gazelor de ardere H_2O şi CO_2 se aproximează cu cea a unui gaz cenuşiu cu coeficientul de atenuare al radiaţiei $k_a = 0{,}15\ ^1/_m$. Acest coeficient a fost determinat în paragraful 3.5.8.

4.3.2. ECUAŢIILE DE BAZĂ ŞI CONDIŢIILE DE CONTUR

Sistemul de ecuaţii diferenţiale de bază conţinut în program este rezolvat pentru următoarele variabile dependente :

- viteza unghiulară a vîrtejului ω_θ/r	ecuaţia	(3.3-14b)
- funcţie de curent Ψ	"	(3.3-14a)
- viteza tangenţială $r.v_\theta$	"	(3.3-14c)
- energia cinetică specifică pulsatorie k	"	(3.3-14f)
- pătratul frecvenţei medii a pulsaţiilor turbulente W	"	(3.3-14g)
- fracţia amestecului f	"	(3.3-14d)
- entalpia h	"	(3.3-14e)
- fluxul de radiaţie F_r	"	(3.5-38)

Pentru modelul arderii complete "amestec = ars" nu sînt necesare ecuaţii suplimentare.

Condiţiile de contur aferente ecuaţiilor diferenţiale prezentate, sînt de-a lungul pereţilor :

- ω_θ / r ecuaţia (3.6-66)
- Ψ " (3.6-9)
- $r.v_\theta$ " (3.6-3b)
- k " (3.6-7o)
- W " (3.6-71)
- f " (3.6-16)
- h " (3.6-75)
- F_r " (3.6-39)

Cu excepţia lui ω_θ/r (relaţia 3.6-33), pe axa de simetrie şi la orificiul de evacuare gradienţii variabilelor se anulează.

Condiţiile de contur la orificiile de intrare au fost pe larg prezentate în paragraful 3.6.2.2. Astfel pentru v_z se presupune o distribuţie dedusă din concepţia lui PRANDTL asupra regimului turbulent de mişcare în conducte circulare /81/. Se obţine funcţie de numărul lui REYNOLDS un profil mai alungit la admisia curentului primar şi unul aplatizat la cel secundar. În cazul turbionării curentului, profilul lui v_z nu trebuie influenţat de v_θ, care se consideră cu o distribuţie plană. Valoarea lui v_θ se determină cu ajutorul numărului de turbionare definit de relaţia (3.6-52). Pentru restul variabilelor, condiţiile de contur la orificiile de admisie se calculează în funcţie de tipul arzătorului utilizat, geometria focarului, debitul, compoziţia gazelor introduse, proprietăţile fizice şi termodinamice ale acestora. Pentru calculul entalpiei de intrare a gazului metan se foloseşte puterea calorifică măsurată a combustibilului. Evaluarea condiţiilor de intrare pentru $\bar{k}$ şi $\bar{W}$ se face după rezultatele experimentale ale jeturilor dublu-concentrice publicate în /82/.

4.3.3. CONSTANTE ALE MODELULUI MATEMATIC

Principalii parametri utilizaţi în soluţionarea modelului matematic sînt :

- constantele modelului k-W al turbulenţei - Tabelul 3.4, cu valorile propuse de ROBERTS şi RICHTER.

Pentru curenţi turbionaţi, constanta de disipare C_2 se calculează cu relaţia :

$$C_2' = C_2 + 0{,}45 \frac{\frac{v_\theta}{r}\frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta^2}{r^2}}{\left(\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r}\right)^2} \qquad (4.1\text{-}25)$$

- coeficienţii funcţiei peretelui a = 8,4; b = o,143 /82/
- numerele SCHMIDT-PRANDTL turbulente pentru f şi h sînt

$$\sigma_{f,t} = \sigma_{h,t} = 0{,}7$$

- dependenţa de temperatură a căldurilor specifice ale componentelor gazoase considerate este dată de expresia

$$c_p(t)\Big|_o^t = A + B\,e^{Ct} \qquad (4.1-26)$$

în care constantele A, B şi C au fost preluate din /83/.

4.4. ORGANIZAREA PROGRAMULUI

Programul este scris în limbaj FORTRAN IV. De regulă registrele unice sînt repartizate celor mai importante variabile sau mărimi. Aceasta face posibilă utilizarea cartelelor COMMON pentru legarea diferitelor subprograme, concomitent cu reducerea la minim a variabilelor fictive necesare. Cele mai multe dintre datele numerice sînt specificate în BLOCK DATA, altele, de obicei cele de tip parametric (ex. mărimile de intrare) în subprogramul GEOMET sau chiar în programul principal FLAMM.

4.4.1. REŢEAUA DE CALCUL

În calculele numerice s-a folosit o reţea rectangulară de 2o x 2o de linii cu pas variabil. Liniile reţelei sînt drepte paralele cu direcţiile coordonatelor x şi r , primele avînd indicele I, ultimele J. Prima dreaptă J coincide cu axa de simetrie a focarului. Configuraţia cea mai generală a focarului şi sistemul reţelei utilizat este prezentat în fig.4.4, menţinîndu-se notaţiile din program.

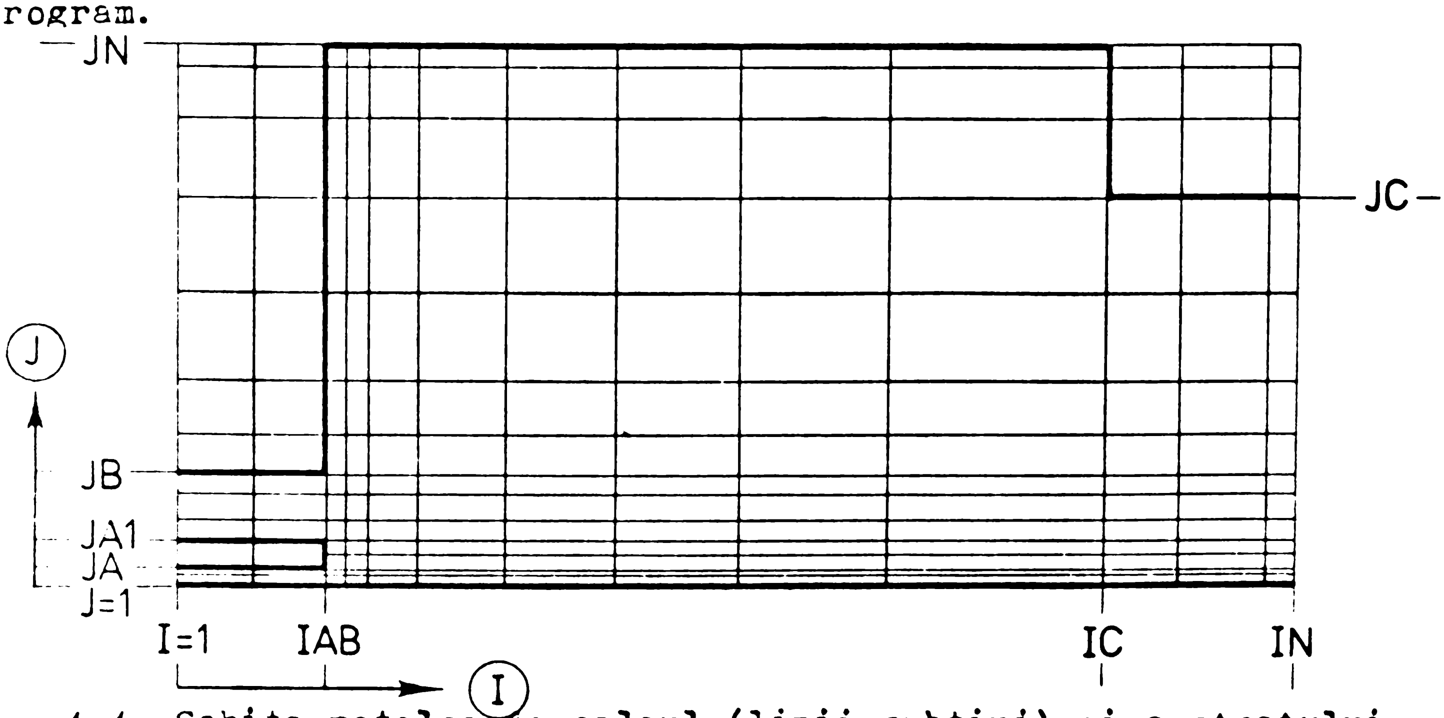


Fig.4.4. Schiţa reţelei de calcul (linii subţiri) şi a stratului de contur (linii groase) cu notaţiile variabilelor programului pentru cazul general al configuraţiei focarului.

4.4.2. VARIABILELE DEPENDENTE

Toate variabilele dependente au numele de registru A, reprezentînd un sistem tridimensional. Primele două dimensiuni specifică poziția în rețea (valorile lui I și J), în timp ce a treia dimensiune identifică variabila dependentă. Astfel A(I,J,NF) este valoarea funcției de curent Ψ (indicele NF) în nodul (I,J). Alți indici sînt afectați pentru a desemna restul de variabile dependente; aceștia vor fi găsiți în subcapitolul următor. Acești indici ai variabilelor dependente controlează numai ordinea în care sînt rezolvate ecuațiile diferențiale. Selecția unei anumite variabile dependente se efectuează prin fixarea indicelui INDE(K) egal cu 1, K fiind indicele de ordine al variabilei dependente considerate. Astfel, fixînd INDE(NF) egal cu 1, rezultă că ecuația funcției de curent trebuie rezolvată.

4.4.3. LISTA SIMBOLURILOR FORTRAN UTILIZATE

Dată fiind lungimea programului, numărul variabilelor utilizate în calcul este mare. O prezentare detaliată a acestora consider că ar ieși din cadrul lucrării. Pentru aceasta, în următoarea listă se prezintă informații numai despre cele mai importante variabile, insistînd asupra acelora din subprogramul BLOCK DATA, unde sînt introduși indicii de control și datele numerice speciale pentru cazul studiat.

Simboluri FORTRAN	Semnificație
A(I,J,1 la 1o)	Variabile dependente
A[illegible]A[illegible]E	Nume întregi pentru variabilele dependente folosite la tipărire
[illegible](I,J,1 la 1o) [illegible]I,J,1 la 1o)	Vectori de lucru ai programului
A[illegible]AK,AKENER	Constante ale vitezei de reacție
[illegible]SYMBL	Simboluri pentru variabilele dependente folosite la tipărire
[illegible],[illegible]FK	Coeficienți ai funcției peretelui
[illegible],[illegible]R,CR	Coeficienți pentru calculul termenului de sursă al concentrației gazoase
[illegible]	Aproximare cu diferențe finite a termenilor de convecție pentru variabila dependentă φ
[illegible]	Coeficient al transferului de căldură prin convecție
[illegible]	Coeficient în aproximarea patratică a variației funcției φ în apropierea stratului [illegible] contur

ERP,PRS	Compoziţia procentuală a curentului primar şi secundar
CC	Criteriu de convergenţă - similar cu masa de convergenţă
CN,CS,CE,CW	Coeficienţi ai formulei generale de substituţie pentru termenii de difuzie
CPJ	Căldurile specifice ale componentelor amestecului gazos
CPREF	Căldură specifică de referinţă
DC	Criteriu de divergenţă
DELX1 (I)	Lungimea intervalului de calcul în direcţia x pentru nodurile reţelei de pe dreapta J
DELX2 (J)	Lungimea intervalului de calcul în direcţia r pentru nodurile reţelei de pe dreapta I
DK	Debitul curentului primar
DLS	Debitul curentului secundar
EW,ET	Coeficienţii de emisie ai pereţilor şi volumului gazos al focarului
G1, G2	Vitezele masice în direcţia x şi r
GC	Acceleraţia gravitaţională
GCPM	Constanta universală a gazelor
GM1E, GM1W, GM1N, GM1S	Mărimi folosite la evaluarea termenilor de convecţie
HK	Puterea calorifică a combustibilului gazos
ENP,ENS	Entalpia la intrare a curentului primar (combustibil), respectiv entalpia la intrare a curentului secundar (aer)
IE	Numărul ecuaţiilor diferenţiale ce urmează să fie rezolvate
ISTR	Indice de control ce desemnează numărul ecuaţiilor diferenţiale ce descriu schimbul de căldură prin radiaţie
IBR, IKJ	Indici de control pentru variabilele dependente calculate NW,NF,NVT,NK,NL,MM,NKJ,NEN.
INW, IN	Numărul dreptelor de reţea în direcţia x
INDE(K)	Indice de control - numai cînd acest indice este egal cu 1 ecuaţia pentru variabila dependentă cerută va fi rezolvată
INPR	Indice de control al tipăririi tabelare sau grafice

JNW, JN		Numărul dreptelor rețelei în direcția r
JA,JA1,JB,JC,IAB,IC		Dimensiunile camerei de ardere
K		Indice de specificare a variabilei dependente luate în considerare
KVORT		Indice de control utilizat la calculul condițiilor de contur. Cînd KVORT = 1 condițiile de contur la pereți sînt calculate
NW	Variabile dependente	viteza unghiulară a vîrtejului
NF		funcția de curent
NVT		viteza tangențială
NK		energia cinetică specifică pulsatorie
NL		patratul frecvenței medii a pulsațiilor turbulente
N[illegible]		fracția amestecului
N[illegible]		alte fracții masice
N[illegible]		entalpia
NVJ		Numărul izoliniilor ce urmează a fi tipărite sub formă de grafice
NMAX		Numărul maxim de iterații ce trebuie executate
NPRIN		Numărul de iterații după care sînt tipărite rezultatele calculate
PR		Numerele PRANDTL-SCHMIDT
PREF		Presiunea statică de referință
PHIO		Unghi azimutal
RC		Densitatea amestecului
ROP,ROS		Densitatea amestecului la intrare - curent primar; - curent secundar
ROREF		Densitatea de referință
ROWF		Coeficient de subrelaxare pentru densitate
RP		Parametrii de relaxare pentru variabilele dependente
STC		Raport stoechiometric
SIGMA		Constanta ŞTEFAN-BOLTZMANN
SOURCE		Termenul de sursă pentru variabila dependentă
T		Temperatura absolută
TREF		Temperatura de referință
TPC, TSC		Temperaturile la intrare ale curentului primar și secundar
TGRD1,TGRD2, ZK1,ZK2,CMY, CD,CC1,CC2,CC3		Constante ale modelului turbionar k-W

TWF	Coeficient de subrelaxare la calculul temperaturii
VINP,VINS	Vitezele axiale la intrare ale curentului primar şi secundar
X1,X2(R)	Abscisa şi ordonata sistemului de coordonate
XDRUCK,YDRUCK	Numărul de puncte în direcţiile x şi r, necesare trasării graficelor
XEMTY,XBOUN,XSTRCH, XSTERN,XA,XPLUS	Simboluri utilizate în trasarea graficelor
XEINH,YEINH	Unităţile în direcţiile x şi r folosite la trasarea graficelor
ZMU	Viscozitatea efectivă
ZMW	Masele moleculare ale speciilor chimice considerate
ZMUWF	Coeficient de subrelaxare la calculul viscozităţii
ZU	Vezi AU
ZQ	Vezi SOURCE
MARKE {FALSE, TRUE}	Mărimile de intrare în subrutina GEOMET se citesc de pe cartele /FALSE/ sau după bandă magnetică /TRUE/

4.4.4. DESCRIEREA PROGRAMULUI

După cum reiese din analiza modelului matematic, s-a căutat să se ataşeze fiecărui model parţial (curgere, ardere, transfer de căldură) un subprogram de calcul. Aceste subprograme sînt de două tipuri : SUBROUTINE şi FUNCTION. Ele diferă în special în maniera în care sînt apelate pentru a acţiona.

Înainte de a descrie mai în detaliu diferitele părţi ale programului rezumînd funcţiile acestora, în fig.4.5 este prezentată schema logică, reprezentînd organizarea subprogramelor. În afară de numele SUBROUTINE şi FUNCTION, fiecărui subprogram i-a fost atribuit arbitrar o notare alfabetică unică, pentru uşurarea referirilor.

a) Programul principal - FLAMM

Datorită împărţirii calculului în subprograme, programul principal este puţin încărcat. Astfel, aici se calculează adresele relative de implantare a principalilor vectori de calcul în masivul de date declarat cu A (13.040), cifră ce reprezintă suma dimensiunilor tuturor vectorilor (memoria alocată).

După pregătirea adreselor relative, programul introduce da-

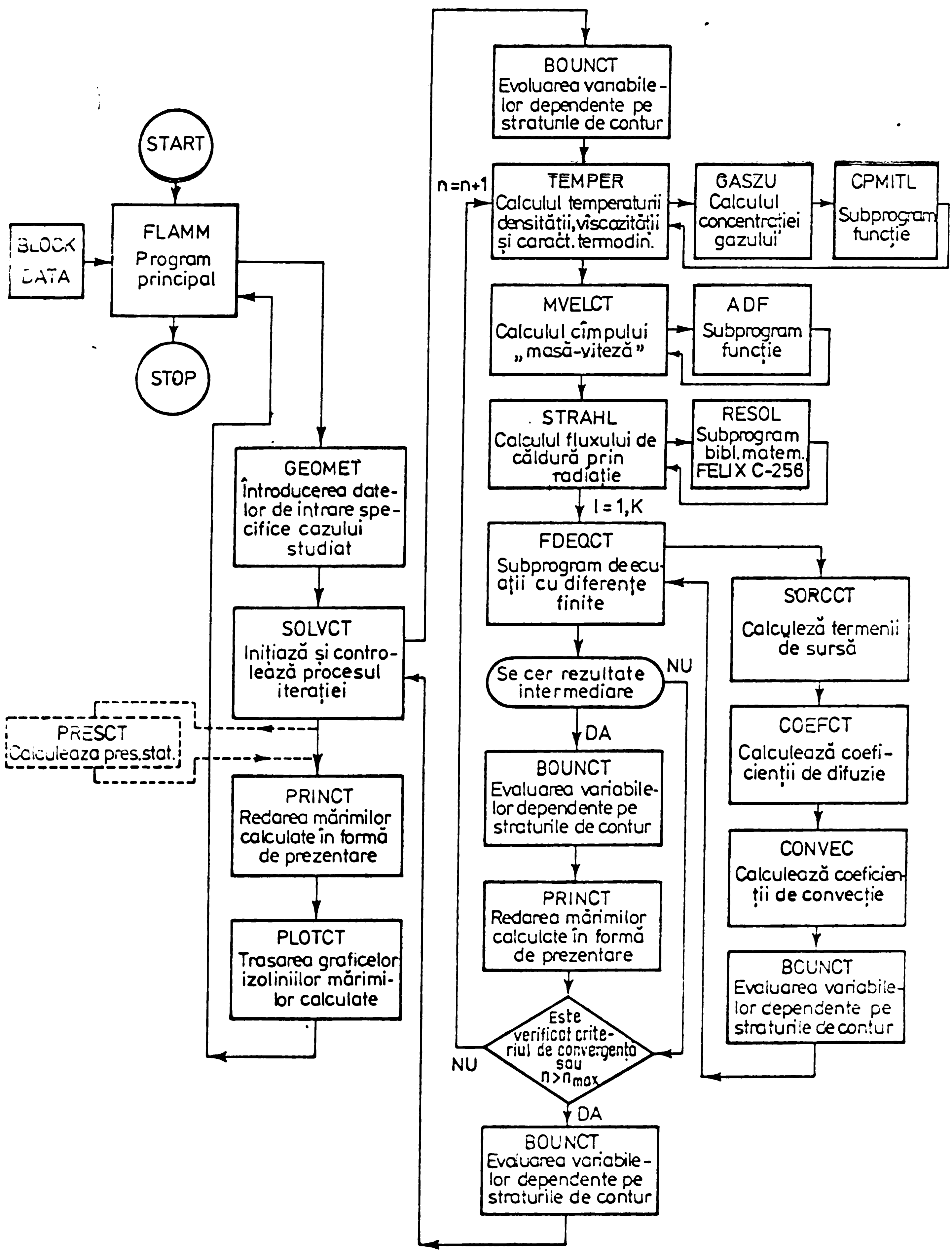


Fig.4.5. Schema logică a programului de calcul al curgerii, arderii și transferului de căldură (organizarea subprogramelor).

tele specifice cazului cercetat şi apelează subrutina de rezolvare. Cînd criteriul de convergenţă este satisfăcut sau s-a atins numărul de iteraţii propus, programul comandă tipărirea rezultatelor şi trasarea graficelor.

b) BLOCK DATA

Conţine toate datele numerice şi indicii de control ce nu au fost specificaţi în programul principal şi fac obiectul problemei studiate : dispunerea liniilor reţelei de calcul, numărul ecuaţiilor diferenţiale care trebuie rezolvate, constante ale modelului matematic, criteriul de convergenţă, numărul maxim de iteraţii etc.

c) Subprogramul - GEOMET

Acest subprogram, comparativ cu restul subrutinelor care au o valabilitate generală pentru întreaga clasă de procese studiate, particularizează şi defineşte mărimile caracteristice strîns legate de obiectul propus.

Astfel sînt introduse datele geometriei focarului şi ale arzătorului, proprietăţile fizice, chimice şi termodinamice ale curenţilor la intrare, condiţiile de contur constante pentru toate variabilele, domeniul de integrare, mărimile de referinţă etc.

Este prima subrutină de calcul ce pregăteşte toate mărimile de intrare şi ajutătoare într-o formă accesibilă pentru rezolvarea numerică a ecuaţiilor diferenţiale.

d) Subprogramul SOLVCT

Subprogramului de "rezolvare" i se face apel de către programul principal FLAMM. Iniţiază procesul iteraţiei, selectează, în funcţie de datele puse la dispoziţie, ecuaţiile care urmează a fi rezolvate şi exercită un control general al procesului iterativ. Cînd s-a ajuns la numărul maxim de iteraţii prescrise, NMAX, sau s-a atins criteriul de convergenţă specificat, CC, procesul iteragiv este întrerupt.

Este util de a avea date privind comportarea procesului iterativ; aceste informaţii sînt furnizate de subprogram în două feluri :

- reziduul relativ - fiind raportul dintre diferenţa maximă între două iteraţii consecutive ale variabilei φ şi valoarea nou calculată a funcţiei (relaţia 4.1-23);
- reziduul absolut - reprezentînd diferenţa maximă între două iteraţii consecutive ale variabilei φ (relaţia 4.1-22).

Atît reziduul relativ cît şi cel absolut sînt imprimate la fiecare iteraţie pentru variabilele dependente calculate. Reziduul relativ este mult utilizat pentru localizarea transformărilor variabilei φ (în special cînd aceasta suferă o schimbare de semn) prin posibilitatea de a tipări toate variabilele dependente la numărul respectiv de iteraţii NPRIN.

e) <u>Funcţia CPMITL şi subprogramele GASZU şi TEMPER</u>

Aceste trei subrutine sînt într-o strînsă dependenţă, motiv pentru care vor fi descrise împreună. Subprogramul GASZU calculează concentraţiile amestecului gazos corespunzător modelului arderii descris. Proprietăţile termodinamice ale diverselor specii chimice sînt calculate în TEMPER prin apelarea funcţiei CPMITL. Tot în acest subprogram sînt calculate masele specifice ale amestecului gazos pentru întregul domeniu de integrare în conformitate cu legea gazelor perfecte şi presiunea statică considerată constantă. Coeficientul de subrelaxare pentru densitate este dat prin factorul RCWF precizat în BLOCK DATA.

De asemenea este calculată şi viscozitatea efectivă pe întregul domeniu de integrare, în conformitate cu modelul k-W al turbulenţei (relaţia 3.2-37), folosind coeficientul de subrelaxare ZMUWF.

Calculul temperaturii într-un nod al reţelei se obţine din funcţia amestecului, entalpie (sau puterea calorifică a combustibilului) şi căldura specifică a amestecului gazos. Este utilizat coeficientul de subrelaxare TWF.

Subprogramul TEMPER mai conţine informaţii privind coeficientul de atenuare al radiaţiei EAK, cît şi relaţiile de calcul ale coeficienţilor de transfer de căldură la pereţii focarului.

f) <u>Subprogramul MVELCT</u>

Utilizînd valorile funcţiei de curent, subprogramul calculează, prin apelarea funcţiei ADF, componentele axiale şi radiale ale vitezei în toate punctele reţelei, cu excepţia celor de pe straturile de contur.

g) <u>Funcţia ADF</u>

Acest subprogram are funcţia de a evalua prima derivată a unei variabile în oricare punct al domeniului de integrare. Prima derivată este calculată printr-o aproximare patratică în trei puncte, astfel că expresia generală a derivatei cantităţii B într-un nod P este :

$$\left(\frac{\partial B}{\partial x, r}\right)_P \cong \frac{(X^2_{E/N/Q} - X^2_{W/S/R})B_P + X^2_{W/S/R}\cdot B^2_{E/N/Q} - X^2_{E/N/Q}\cdot B_{W/S/R}}{X_{E/N/Q}\cdot X_{W/S/R}(PN\cdot X_{E/N/Q} + X_{W/S/R})} \quad (4.1\text{-}27)$$

unde E,N,W,S au semnificaţia obişnuită (fig.4.2), iar $Q(P_1)$ şi $R(P_2)$ sînt folosite în cazul în care punctul P se află pe stratul de contur (fig.4.3), X este mărimea distanţei dintre nodul P şi punctul său învecinat precizat prin indice (X_E - distanţa dintre nodurile P şi E), PN are valoarea 1 pentru toate dreptele de reţea exceptînd cele de contur, cînd ia valoarea -1.

Argumentele subprogramului sînt (I,J,LX,L,...). Primele două I şi J precizează poziţia punctului în reţea. LX indică tipul derivatei dorite : cînd LX = 1 va fi calculată $\frac{\partial}{\partial x}$, iar cînd L ≠ 1 se calculează $\frac{\partial}{\partial r}$; L identifică variabila de calcul în matricea AQ ce urmează a fi aproximată.

h) Subprogramele STRAHL şi RESOL

In paragraful 3.5.7.2 au fost deduse ecuaţiile de bază pentru calculul radiaţiei cu un model cu două fluxuri pentru variabila F_r şi condiţiile de contur corespunzătoare (ecuaţiile 3.5-38 - 3.5-4o). Ecuaţiile au aceeaşi structură ca şi ecuaţia generală de bilanţ pentru variabila φ ; astfel ca pentru rezolvarea ecuaţiilor cu diferenţe finite aparţinătoare să se poată folosi procedeul iterativ corespunzător formulei generale de substituţie (4.1-17).

Deoarece ecuaţiile pentru F_r sînt ecuaţii diferenţiala ordinare (conţin atîtea necunoscute cît este numărul nodurilor unei linii de reţea), nu s-a mai utilizat formula generală de substituţie, ci sistemul de ecuaţii cu diferenţe finite ataşat unei linii de reţea se rezolvă într-o singură etapă prin inversarea matricei şi apelarea subprogramului de rezolvare RESOL, din biblioteca matematică a calculatorului FELIX C-256.

În general, prin acest procedeu se obţine o convergenţă mai rapidă, faţă de utilizarea formulei generale de substituţie.

g) Subprogramul FDEQCT

Numit şi subprogram de "ecuaţii cu diferenţe finite", este apelat de către SOLVCT. Funcţia lui este de a calcula valorile noi ale variabilei φ în domeniul de integrare, corespunzător ecuaţiei (4.1-17). Cu notaţiile variabilelor de calcul introduse în acest subprogram, φ_P este exprimat astfel :

$$\varphi_P = ANUM/ADNM \qquad (4.1\text{-}28)$$

Formulele generale pentru ANUM şi ADNM sînt :

$$ANUM = CE.(c.\varphi)_E + CW(c.\varphi)_W + CN(c.\varphi)_N + CS(c.\varphi)_S + AU + SOURCE \qquad (4.1\text{-}29)$$

$$ADNM = (CE + CW + CN + CS)(c)_P + ZU + ZQ \qquad (4.1\text{-}3o)$$

În relaţiile de mai sus CE,CW,CN şi CS reprezintă contribuţia termenilor de difuzie

$$\text{Termenii difuziei} \cong \begin{bmatrix} CE(c.\varphi)_E + CW(c.\varphi)_W + \\ +CN(c.\varphi)_N + CS(c.\varphi)_S \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} CE + CW + \\ +CN + CS \end{bmatrix} (c.\varphi)_P \qquad (4.1\text{-}31)$$

şi sînt calculaţi pentru fiecare nod de către subprogramul COEFCT. AU şi ZU sînt contribuţia termenilor de convecţie :

$$\text{Termenii convecţiei} \cong ZU.\varphi_P - AU \qquad (4.1\text{-}32)$$

şi sînt calculaţi în toate nodurile domeniului de integrare de subprogramul CONVEC.

Termenul de sursă este reprezentat prin SOURCE şi ZQ.

$$\text{Termenul sursei} \cong - SOURCE + ZQ.\varphi_P \qquad (4.1\text{-}33)$$

şi este calculat în fiecare nod de subprogramul SORCCT.

Cîmpul de integrare este explorat pentru variabila φ în felul următor : fiecare dreaptă J este parcursă de la stînga la dreapta în sensul creşterii lui I, operaţiunea se repetă pentru a (J+1)-a dreaptă dinspre axa de simetrie spre peretele longitudinal.

j) Subprogramele SORCCT, COEFCT şi CONVEC

Instrucţiunea de apel a acestor subprograme este de exemplu: CALL SORCCT (I,J,K,SOURCE,ZQ...). Indicii I şi J specifică poziţia punctului în reţea, în timp ce indicele K identifică variabila dependentă luată în considerare. Aceste instrucţiuni de apel se aplică şi subprogramelor COEFCT şi CONVEC.

Subprogramul SORCCT calculează termenul de sursă definit în ecuaţia (3.3-14) şi aproximat de relaţia (4.1-33).

Coeficienţii CE, CW, CN şi CS pentru toate variabilele dependente din relaţia (3.3-14) sînt calculaţi de subprogramul COEFCT, care aproximează termenii difuziei (ec.4.1-31).

Termenii convecţiei sînt precizaţi în ecuaţia (3.3-14) şi reprezentaţi aproximativ în(4.1-32); cantităţile AU şi ZU sînt evaluate de subprogramul CONVEC.

k) Subprogramul BOUNCT

În acest subprogram sînt specificate şi calculate condiţiile de contur pentru toate variabilele dependente ce sînt identificate prin variabila fictivă K.

Întregul subprogram este împărţit în mai multe unităţi, corespunzător variabilei dependente speciale luate în considerare. O parte din condiţiile de contur constante şi specifice geometriei studiate au fost precizate în GEOMET.

Valorile lui ω_θ/r la axa de simetrie sînt evaluate explicit de următoarea aproximare patratică a profilului ω :

$$\omega_\theta = ar + br^2 \qquad (4.1\text{-}34)$$

unde a şi b sînt funcţii determinate din valorile lui ω_θ şi r la două noduri adiacente.

Cînd gradientul normal al variabilei φ se anulează la stratul de contur, ipoteza unui profil φ patratic permite evaluarea valorii peretelui φ_P.

$$\varphi_P = \left[\frac{n_2^2}{n_2^2 - n_1^2}\right]\varphi_1 - \left(\frac{n_2^2}{n_2^2 - n_1^2} - 1\right)\varphi_2 \qquad (4.1\text{-}35)$$

din valorile la două noduri învecinate pe aceeaşi normală

Indicii 1 şi 2 se referă la două puncte adiacente şi n este distanţa normală la stratul de contur. Cantitatea în paranteze drepte este reprezentată în calcul de variabila BB.

l) Subprogramul PRINCT

Subprogramul redă în forma de prezentare corespunzătoare geometriei focarului, a numărului de linii şi coloane, valorile variabilelor dependente şi a celorlalte funcţii calculate.

Redarea rezultatelor (apelarea subprogramului) se face în două feluri : cînd procesul iterativ a convers spre exactitatea specificată, sau cînd la un anumit număr de iteraţii i se face apel prin NPRIN.

m) Subprogramul PLOTCT

Graficele izoliniilor variabilelor dependente cît şi ale funcţiilor calculate se obţin prin apelarea subprogramului de "grafice". Fiindcă nu se face uz de un înregistrator grafic special, curbele sînt trasate cu aproximaţie în ceea ce priveşte scara.

Principiul operaţiei subprogramului este aplicarea directă a interpolării lineare între valorile la două noduri date.

Numărul curbelor de nivel, care urmează a fi reprezentate grafic pentru fiecare variabilă calculată, este prescris prin NVJ şi valorile constante introduse sînt specificate prin VJ-uri. Cu prezentul subprogram se pot trasa grafic zece izolinii, număr ce poate fi extins cu uşurinţă.

5 CERCETĂRI EXPERIMENTALE

Utilitatea aplicării modelului matematic asupra focarelor industriale necesită comparaţia datelor calculate cu valorile măsurate. Modelul matematic descris în capitolul 3, pe lîngă rezultatul final care interesează în primul rînd - distribuţia fluxului de căldură la pereţii focarului - calculează şi alte mărimi intermediare ca : distribuţia temperaturii, procesul curgerii, amestecului şi arderii complete.

Pentru a putea verifica şi rezultatele intermediare care fac obiectul modelelor parţiale din modelul matematic complet, pe lîngă măsurarea fluxurilor de căldură la pereţi sînt necesare măsurători privind cîmpul temperaturilor, concentraţiei gazoase şi al vitezei în camera de ardere.

Procedeul de calcul a fost dezvoltat pentru focare care se găsesc în regim staţionar de funcţionare. Fluctuaţiile temporale ale mărimilor locale de stare nu pot fi luate în considerare. Aceste condiţii corespund funcţionării focarelor generatoarelor de abur, facilitînd cercetările experimentale.

Pentru cercetarea proceselor de ardere şi transmitere a căldurii s-au utilizat fie focare experimentale, fie focare industriale sau chiar cuptoare /84/,/85/,/86/. Cele mai cunoscute focare experimentale s-au construit cu pereţi acoperiţi cu cărămidă refractară, cu pereţi ecranaţi cu ţevi calorimetrice prin care circulă apă sau cu pereţi parţiali ecranaţi. Focarele cu pereţi ecranaţi apropie condiţiile de lucru de arderea combustibililor în focarele generatoarelor de abur, fiind foarte răspîndite în cercetare.

Astfel I.F.R.M., I'Jmuiden şi B.C.U.R.A. utilizează focare orizontale cu secţiune patrată, avînd pereţii căptuşiţi cu cărămidă refractară şi dispune de posibilitatea unei răciri parţiale a lor cu ajutorul unor serpentine cu apă /25/.

I.V.D. Stuttgart dispune de un focar experimental vertical cu secţiune circulară, răcit pe zone cu apă /87/.

În U.R.S.S. sînt răspîndite focarele experimentale cu pereţii parţial sau total ecranaţi, cu ţevi dispuse în lungul focarului răcite cu apă.

I.C.S.I.T.E.E.M.R. - Bucureşti a realizat mai multe instalaţii experimentale dotate cu focare avînd pereţii nerăciţi sau parţial ecranaţi.

I.P. "Traian Vuia" Timişoara a construit pentru studiul arderii diferitelor sorturi de combustibil focare experimentale apropiate de cele existente în industrie (focarul cazanului de încălzire centrală secţional, focarul circular orizontal complet ecranat).

I.P. Cluj-Napoca dispune de două focare experimentale, de tip tunel, cu răcire exterioară.

Utilitatea practică a datelor obţinute prin măsurători pe un focar experimental este dependentă de o serie de condiţii pe care trebuie să le îndeplinească instalaţia :

- menţinerea aceloraşi condiţii de intrare şi de ieşire ca pe instalaţia industrială;
- ordinul de mărime al staţiunii experimentale să fie comparabil cu focarul cercetat;
- asigurarea aceloraşi cîmpuri de curgere, amestec şi temperaturi împreună cu condiţiile de contur similare cu focarul industrial.

O cameră de ardere, care îndeplineşte toate aceste condiţii, se află la Laboratorul de arderi al Institutului Politehnic Cluj-Napoca.

Scopul cercetărilor experimentale al acestei lucrări este de a verifica capacitatea şi exactitatea de calcul a modelului matematic al curgerii, arderii şi mai ales a distribuţiei fluxului de căldură într-un focar de cazan axial-simetric (tub de flacără).

5.1. INSTALAŢIA EXPERIMENTALĂ

Instalaţia experimentală folosită la studiul procesului de ardere şi transmitere a căldurii are ca parte principală un focar tunel. Ansamblul instalaţiei este redat în fig. 5.1 şi 5.2, fiind standul Nr.1 de la Laboratorul de arderi al I.P. Cluj-Napoca.

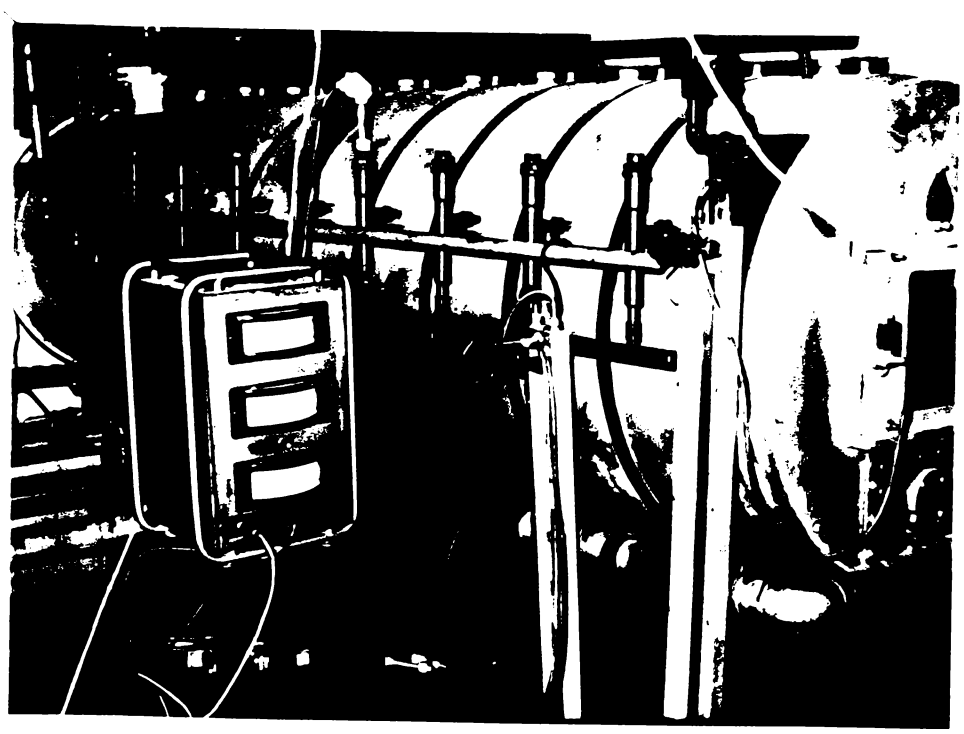


Fig. 5.1. Focarul experimental (vedere de ansamblu din partea stîngă).

Focarul experimental are lungimea de 2,8 şi diametrul interior (după căptușire) de o,86 m, fiind căptușit în interior cu un strat termorefractar rezistent la temperaturi de 16oo-185o°C, iar în exterior circulă apă de răcire prin opt tronsoane inelare, concentrice cu tunelul focar.

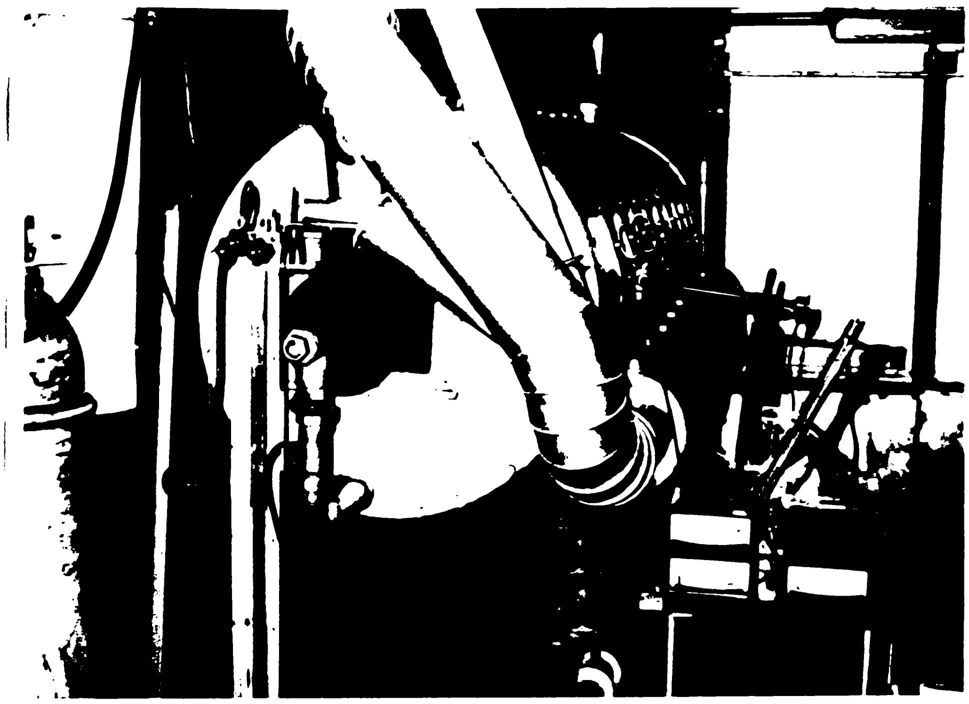


Fig.5.2. Focarul experimental (vedere de ansamblu din partea dreaptă).

Pe generatoarea orizontală se află un număr de 8 fante ce permit observarea și introducerea în flacără a diferitelor sonde și aparate de măsură. Amplasate perpendicular pe axul de simetrie se află 16 orificii circulare de Ø .. mm, necesare explorării mai detaliate a proceselor din focar.

Partea frontală a focarului este prevăzută cu o placă specială concepută pentru arzătorul utilizat.

Tirajul este asigurat de un coș al instalației având h = 2. m și de către un ventilator centrifugal în montaj "by-pass" care intră în funcțiune de la caz la caz.

Pentru a avea o imagine completă a focarului și instalațiilor aferente, în fig.5.3 este redată schema de ansamblu : 1 - mantaua focarului; 2 - tronsoane inelare cu apă de răcire; 3 - căptușeală din material termorefractar; 4 - corpul arzătorului experimental; 5 - conductă de alimentare cu gaz metan; 6 - clapetă pentru reglarea debitului de aer insuflat; 7 - diafragmă pentru măsurarea debitului de gaz metan; 8 - manometru "U"; 9 - micromanometru diferențial; lo - termorezistență pe conducta de gaz; 11 - manometru "U"; 12 - robinet de reglare a gazului metan; 13 - ajutaj pentru măsurarea debitului de aer insuflat; 14 - termorezistență pe conducta de aer insuflat; 15 - ventilator centrifugal; 16 - robinet de reglare a debitului apei de răcire; 17 - debitmetru (rotametru) de apă; 18 - termorezistență pe conducta de intrare a apei de răcire; 19 - termorezistențe la ieșirea din fiecare tronson a apei de răcire; 2o - orificii circulare în focar; 21 - fante pentru vizualizare; 22 - sondă pentru prelevarea gazelor de ardere; 23 - termocuplu cu aspirație; 24 - coș de fum; 25 - ecran răcit cu apă;

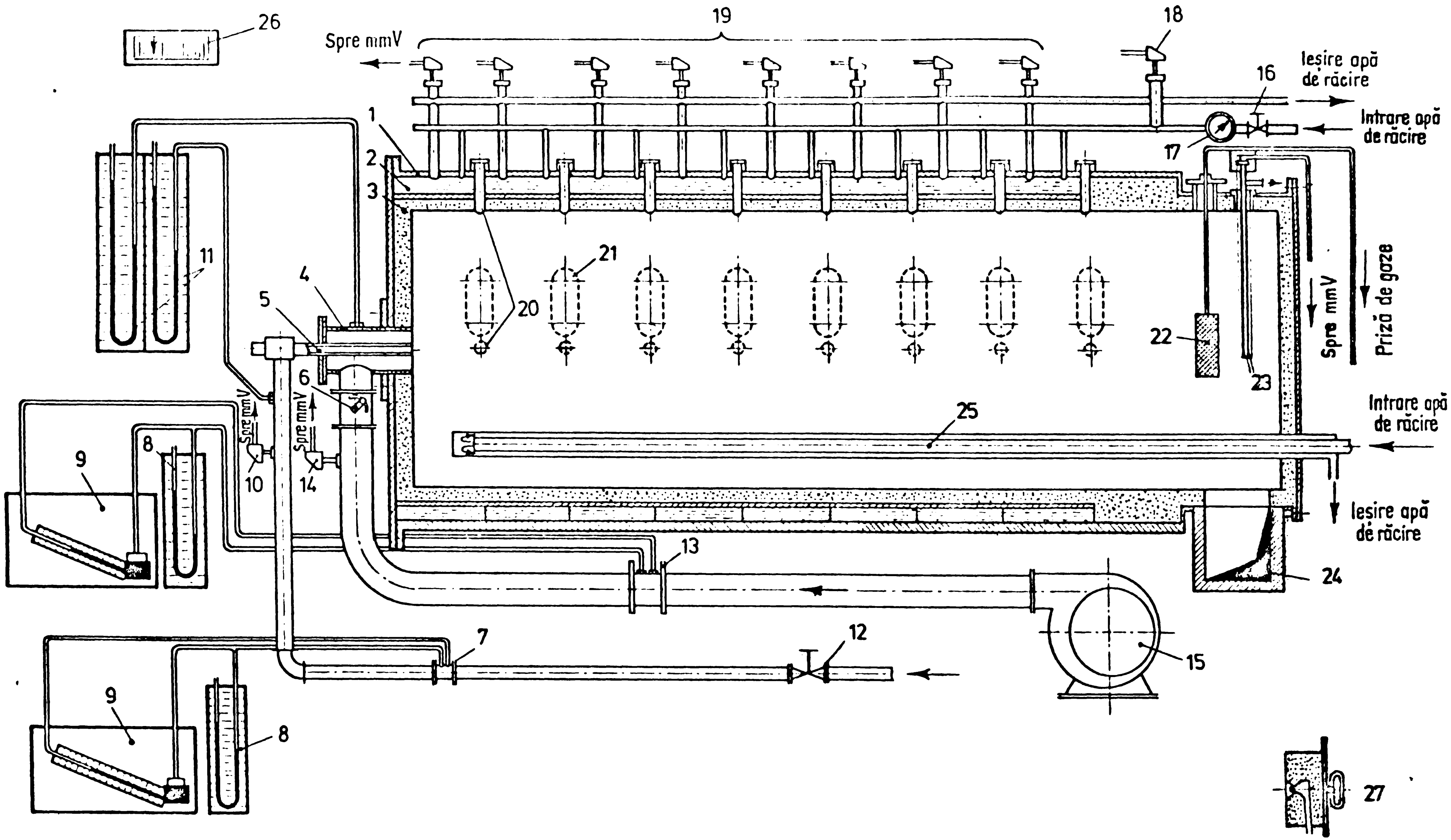


Fig.5.3. Schema de ansamblu a instalaţiei experimentale.

26 - milivoltmetru; 27 - capacul fantei de vizualizare cu termocuplu PtPt-Rh pentru măsurarea temperaturii peretelui.

5.2. ARZĂTORUL

Pentru obţinerea condiţiilor de contur ale funcţiei de curent şi a componentelor vitezei la intrare în focar ($\frac{\partial \Psi}{\theta r}$ = ct; v_r = o; v_θ = ct), necesare rezolvării modelului matematic, s-a proiectat un arzător de difuzie dublu concentric. Jeturile de combustibil şi aer sînt introduse cu sau fără turbionare paralel unul faţă de celălalt, prin placa frontală a focarului.

În fig.5.4, 5.5 şi 5,6a,b este prezentat arzătorul experimental, iar în fig.5.7 este redată schema de montaj a arzătorului pe placa frontală a focarului.

Fig.5.4. Arzătorul experimental (vedere de sus).

Pentru obţinerea diferitelor viteze de ieşire a gazului metan s-au folosit un număr de şase duze cu diametre de 5, 1o, 13, 16, 2o şi 25 mm. Aerul insuflat a fost introdus în focar printr-un orificiu inelar cu d = 5o mm şi D = 146 mm. Numărul paletelor de turbionare folosite a fost de trei, înclinate cu unghiurile de 17° pentru S = o,5 şi 34° pentru S = 1.

Fig.5.5. Arzătorul experimental (vedere laterală).

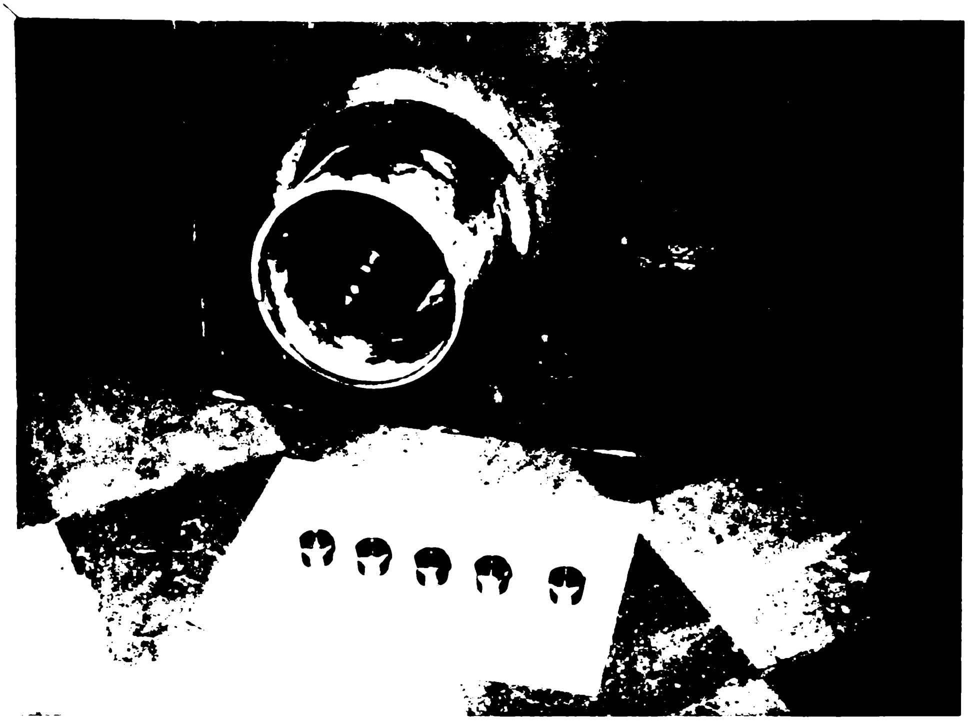


Fig.5.6a. Arzătorul experimental (vedere din față).

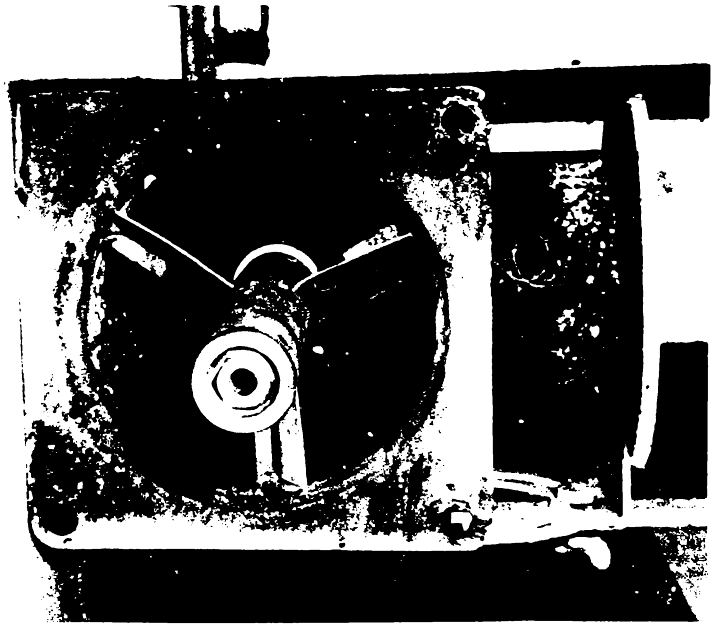


Fig.5.6b. Paletele de turbionare a aerului insuflat.

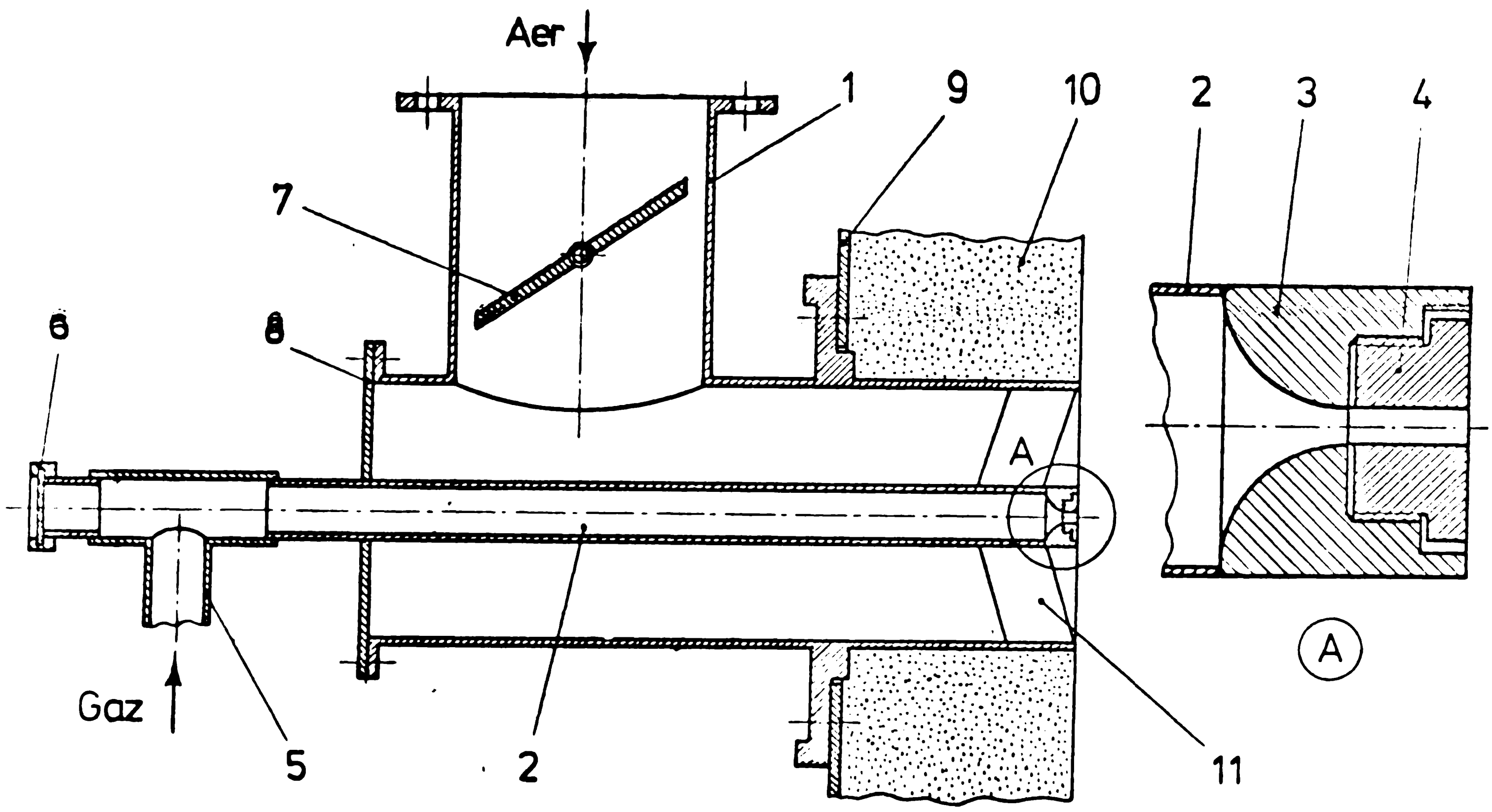


Fig.5.7. Schema de montaj a arzătorului experimental pe placa frontală a focarului.

1 - corpul arzătorului; 2 - conductă de gaz; 3 - orificiu convergent; 4 - duză; 5 - racord de gaz; 6 - vizor; 7 - clapetă pentru reglarea debitului de aer insuflat; 8 - flanşă; 9 - placa frontală a focarului; lo - căptuşeala termorefractară; 11 - palete de turbionare.

5.3. PROGRAMUL DE MĂSURATORI ŞI APARATURĂ FOLOSITĂ

Programul de măsurători efectuate poate fi împărţit aproximativ în două categorii :

5.3.1. MĂSURĂTORI CU AJUTORUL INSTRUMENTELOR AFLATE ÎN DOTAREA ŞTANDULUI

O parte din aparatajul de măsură cu care este dotat standul, este cel uzual, fiind instalat permanent, asigurînd controlul general al procesului de ardere, fig.5.3. Cu această aparatură s-au determinat debitele de combustibil şi aer insuflat, temperatura şi presiunea agenţilor la intrare, temperatura pereţilor, compoziţia şi temperatura gazelor arse la ieşire, fiind menţinute constante pe perioada măsurătorilor. Măsurătorile calorimetrice ale distribuţiei fluxului de căldură, la cele opt tronsoane inelare ale focarului răcite cu apă, au fost executate de mai multe ori, reglînd debitul de apă astfel încît diferenţa dintre temperatura de intrare şi cea de ieşire să fie aproximativ 4o°C.

5.3.2. MĂSURĂTORI ALE MĂRIMILOR DE STARE LOCALĂ ŞI A FLUXULUI DE CĂLDURĂ CU INSTRUMENTE MOBILE

Camera de ardere şi procesul studiat fiind axial-simetrice au redus substanţial numărul măsurătorilor. Acestea au fost efectuate în diferite puncte ale razei şi pentru distanţe axiale fixate de amplasarea orificiilor şi fantelor de vizualizare, fig.6.1. Numărul şi dispunerea punctelor de măsurare a fost pe cît posibil corelată cu subîmpărţirea camerei de ardere din programul de calcul.

La măsurători s-au folosit în general sonde răcite cu apă, care dau valori medii locale ale mărimilor de stare necesare comparării cu valorile calculate.

5.3.2.1. MĂSURAREA TEMPERATURII GAZULUI DIN FOCAR

Ca metodă şi aparatură verificată pentru măsurarea temperaturii gazelor din focar /88/ s-a folosit un termocuplu cu aspiraţie Pt-Pt.Rh. Acesta constă din două tuburi, din care unul este răcit cu apă, iar cel de-al doilea reprezintă tubul de protecţie a termocuplului şi în care se află vîrful termoelementului protejat de radiaţie de către un corp stelat ceramic. Aspiraţia gazelor este asigurată de către un compresor, iar debitul este controlat cu un contor de gaze de precizie.

5.3.2.2. ANALIZA GAZELOR DE ARDERE

Măsurarea concentraţiei locale a gazelor de ardere este formată din două operaţii : prelevarea şi analiza probei.

Prelevarea probei trebuie să aibă loc în condiţii de răcire rapidă, pentru a "îngheţa" starea de reacţie momentană în punctul măsurat. Aspiraţia izocinetică este necesară numai în punctele cu gradienţi mari, deoarece numai în aceste locuri concentraţia măsurată depinde de viteza aspiraţiei.

Tubul de aspiraţie a avut un diametru de 15 mm (destul de subţire pentru a nu perturba flacăra), fiind racordat în continuare la o spirală răcită într-un vas cu apă. S-a utilizat un filtru de bronz sinterizat pentru reţinerea particulelor de funingine aflat la capătul tubului de aspiraţie. Aspiraţia a fost asigurată de un compresor, iar probele au fost închise în pipete de sticlă.

Analiza volumetrică a probelor a fost efectuată cu un cromatograf de gaze de tipul GCHF-18.3-GAZ-CHROMATOGRAPH - R.D.G., care are un program stabilit pentru determinarea următoarelor componente din proba anhidră : CH_4, CO, CO_2, O_2, N_2.

Coloana cromatografică a fost zeolit 5-A la temperatura camerei, avînd gaz purtător H_2. Inaintea analizei s-a făcut uscarea probei într-un cilindru de sticlă umplut cu silicagel.

5.3.2.3. MĂSURAREA VITEZEI GAZELOR

Pentru determinarea cîmpului curgerii sînt necesare valorile locale ale vitezei. În ultima vreme, dezvoltarea tehnicii laserului a permis măsurarea vitezei în flacără /89/ cu mare precizie. Utilizarea în această lucrare a aparaturii "clasice" este justificată prin faptul că determinarea valorilor medii temporale cît şi a mărimilor deduse din ele (liniile de curent), poate fi comparată direct cu rezultatele calculului modelului matematic.

Viteza gazelor în focar a fost determinată cu anemoclinometrul cu cinci orificii, deoarece tubul PITOT-PRANDTL obişnuit nu poate da rezultate corecte decît dacă vectorul viteză face un unghi mai mic de 10^{o} cu axa sondei.

Aparatul are în general forma unui tub PRANDTL clasic, avînd un cap plin din oţel, cu cinci orificii de măsurare. Răcirea se face numai la nivelul îmbinării capului cu antena sondei, pentru a evita condensările vaporilor de apă, care pot duce la înfundarea orificiilor de măsurare.

Metodica determinării vitezelor a fost cea indicată în literatură /9o/, erorile de măsurare încadrîndu-se în limitele admise.

O problemă nerezolvată rămîne măsurarea vitezei gazului în camere de ardere în regiunea de recirculaţie şi la marginea jetului. În aceste locuri, ca urmare a unei intense turbulenţe, componenta pulsatorie a vitezei locale este de acelaşi ordin de mărime sau chiar mai mare, decît viteza medie. Valorile presiunii dinamice ce sînt obţinute cu anemoclinometrul, nu pot da informaţii despre vitezele medii ale gazului. Limita inferioară a vitezelor măsurabile este de circa 4 m/s. Valori orientative ale vitezelor din zonele de recirculaţie se pot obţine prin extrapolarea liniilor de curent, ţinîndu-se seama de bilanţul material al fluxului.

Pentru a avea o reprezentare cît mai completă a liniilor de curent în zona de recirculaţie şi la marginea jetului, s-au efectuat măsurători la "rece" pe instalaţia experimentală pentru determinarea componentei axiale a vectorului viteză, utilizînd un anemometru cu termistor (în domeniul vitezelor mici, sub 4 m/s) şi un tub PITOT-PRANDTL standardizat (pentru viteze mai mari de 4 m/s). Construcţia anemometrului are la bază principiul anemometriei cu fir cald /23/, doar că firul traductor a fost înlocuit printr-un termistor tip perlă de dimensiuni redusă (o,3 mm), fig.5.8. Variaţiile de rezistenţă înregistrate de traductor se transmit sub formă de variaţii de tensiune măsurate pe diagonala unei punţi

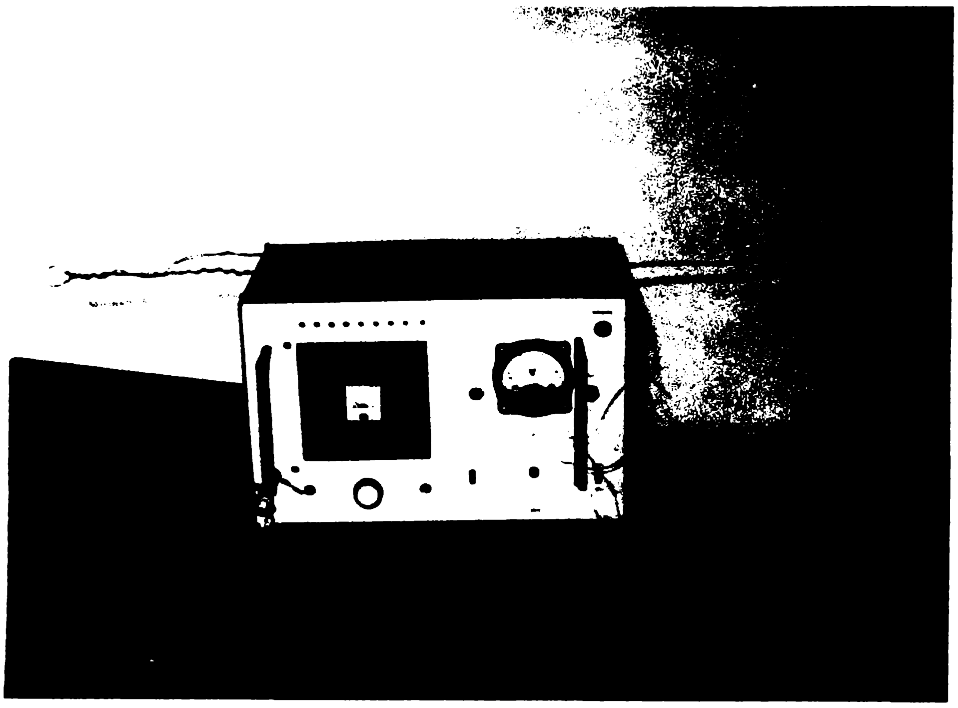


Fig.5.8. Anemometru cu termistor (sonda pentru măsurători şi instalaţia electrică de măsură).

WHEASTONE, în care traductorul constituie unul din braţe /91/.

Prin completarea valorilor măsurate ale vitezei cu cele două aparate s-au trasat liniile izotahe, iar apoi liniile de curent pentru o curgere izotermă a celor doi agenţi (metan şi aer) în focarul experimental.

5.3.2.4. MĂSURAREA RADIAŢIEI LA PERETELE FOCARULUI

Fluxul total de căldură transferat la pereţii focarului este determinat prin măsurători calorimetrice cu ajutorul tronsoanelor circulare răcite cu apă. Pentru verificarea modelului radiaţiei şi pentru determinarea cantităţii de căldură transportată prin convecţie la perete, este necesară aflarea cantităţii de căldură transmisă prin radiaţie. O măsurare directă a schimbului net de căldură prin radiaţie la perete este greoaie, necesitînd aparatură specială. Totuşi, acest lucru este posibil prin efectuarea unor serii de măsurători vizînd caracteristicile radiante ale flăcării şi temperaturile incintei.

În vederea determinării factorului energetic spectral de emisie al flăcării, temperaturile de strălucire au fost măsurate cu un pirometru optic cu dispariţia filamentului de construcţie PIROLAX, pentru filtru roşu avînd λ_0 = o,65 μ şi a unei lămpi de radiaţie etalon, conform metodei descrise în /92/,/93/,/5/.

Determinarea caracteristicilor radiante ale flăcării s-a făcut evaluînd după o anumită direcţie factorii energetici de emisie ε_g. Pentru aceasta s-a utilizat un pirometru cu radiaţie totală de construcţie OPIR cu scara de 9oo - 18oo ^{o}C. Ca metodă de lucru pentru determinarea caracteristicilor radiante ale flăcării, a coeficientului de emisie în lungul flăcării, s-a folosit metoda SCHMIDT modificată /94/,/95/,/5/.

6 COMPARAREA DATELOR FURNIZATE DE CALCUL CU CELE OBTINUTE EXPERIMENTAL

Pe parcursul a mai mulţi ani, autorul a perfecţionat modelul matematic /76/,/77/,/83/ de calcul al flăcărilor difuze de gaz metan, în paralel cu verificarea pe stand a rezultatelor.

În paragrafele următoare se prezintă doar o parte a calculelor şi rezultatelor experimentale, considerate ca cele mai semnificative şi de dată cît mai recentă.

Ca formă de prezentare s-a ales metoda grafică (diagrame), reducîndu-se la minimum numărul tabelelor, din următoarele motive :

- multitudinea de date calculate şi măsurate ar ocupa un volum prea mare, iar citirea şi interpretarea lor ar fi greoaie;
- prin utilizarea subrutinei de trasare a graficelor, rezultatele se obţin într-o formă ce conferă o comparare directă a acestora cu cercetările experimentale. Pentru precizări de detaliu pot fi utilizate tabelele obţinute din rulaje sau cele din experienţe.

6.1. FLĂCĂRILE STUDIATE

Ca exemple pentru testarea modelului matematic propus, s-au folosit flăcările de gaz metan G-o2 şi G-o4:

- flacăra G-o2 - este o flacără de difuzie neturbionată, obţinută cu un arzător dublu concentric avînd o putere de o,2 MW, fig.6a;

Fig.6a. Flacăra G-o2 (S=0) de putere o,2 MW.

- flacăra G-o4 - este flacăra cu sarcină dublă faţă de G-o2 avînd o putere de o,4 MW.

Aceste două flăcări de bază au fost cercetate şi în condiţiile turbionării aerului insuflat pentru : S = o,5 şi S = 1 (unghiul de turbionare), restul parametrilor rămînînd neschimbaţi, fig.6b,c.

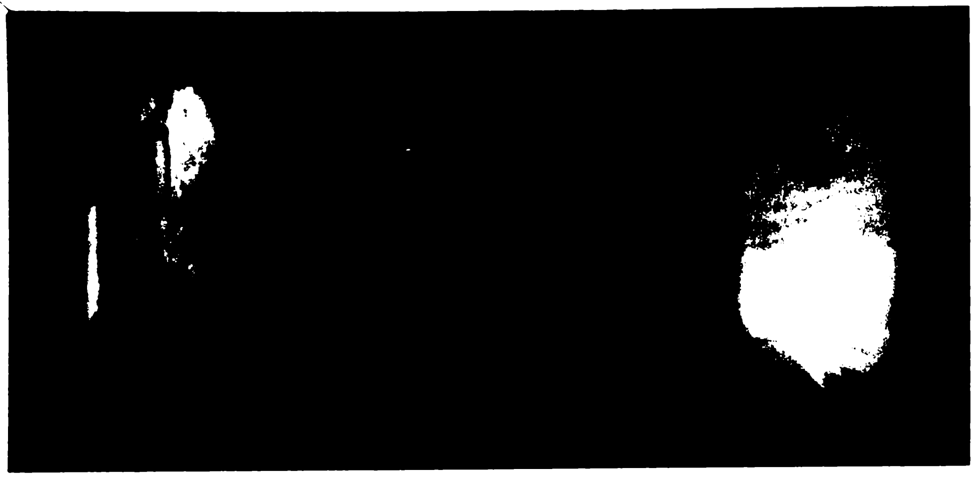


Fig.6b. Flacăra G-o2 pentru S = o,5.

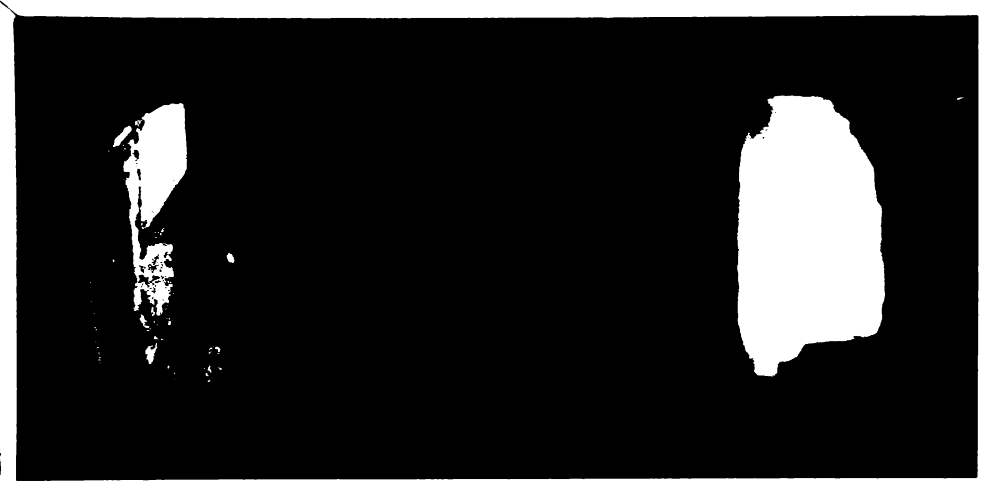


Fig.6c. Flacăra G-o2 pentru S = 1.

Cercetările experimentale sistematice şi detaliate au vizat în primul rînd flacăra G-o2. Astfel, au fost întreprinse măsurători privind desfăşurarea proceselor parţiale de curgere, amestec şi transfer de căldură.

Studiul experimental al flăcării G-o4 s-a limitat la determinarea cîmpului de temperaturi, de concentraţii şi la distribuţia fluxului de căldură. Motivele pot fi găsite în similitudinea gazodinamică a celor două flăcări, care a redus cercetarea experimentală a flăcării G-o4. De asemenea, cele mai bune condiţii de ardere în focar s-au obţinut cu flacăra G-o2.

Modelul matematic însă, a fost folosit intens atît pentru cazurile studiate (flacăra G-o2; G-o4; S=o;o,5 şi 1), cît şi pentru un număr de cazuri particulare privind modificarea condiţiilor de contur.

Gazul metan utilizat are următoarea compoziţie chimică (medie) : CH_4 = 99,2%; CO_2 = o,1%; aer = o,7%. Principalele caracteristici ale acestui gaz natural din Ardeal sînt : ρ = o,716 kg/m^3;

$$L_o = 9,4 \frac{Nm^3 aer}{Nm^3 gaz};\quad Q_i = 35.727 \frac{kJ}{Nm^3},\quad \mathcal{M} = 16,13;\quad c_p = 2,162 \frac{kJ}{kg.grd}.$$

Tabelul 6.1. Caracteristicile curentului primar şi secundar la intrarea în focar.

	GAZ			AER					
Flacăra	Debitul [kg/h]	Temp. [°C]	Viteza axială [m/s]	Debitul [kg/h] λ=1,o5	Temp. [°C]	Conţinutul de apă [kg H$_2$O / kg amest.]	Viteza axială [m/s]	Vit.tang. [m/s] S=o,5	Vit.tang. [m/s] S=1
G-o2	15	1o	35	27o	25	o,oo53	4,3	2,98	5,97
G-o4	3o	1o	7o	54o	25	o,oo53	8,6	6,33	12,66

6.2. FOCARUL EXPERIMENTAL

Flăcările au fost obţinute în camera de ardere Nr.1 de la Laboratorul de arderi al I.P. Cluj-Napoca, fig.5.3 (capitolul 5).

Faţă de cele arătate în capitolul 5 se mai aduc următoarele precizări :

= modelul de calcul desvoltat pentru curgeri bidimensionale este utilizabil fără nici o modificare pentru camerele de ardere cilindrice verticale. La folosirea lui pe focare orizontale trebuie neglijate influenţele forţei ascensionale;

- focarul experimental este răcit cu apă care circulă prin 8 tronsoane inelare căptuşite în interior cu un strat termorefractar. Pentru calculul transferului de căldură se adoptă pentru simplificare, fiecărei zone cilindrice răcite ale peretelui, un coeficient de transmitere a căldurii prin convecţie $\alpha_{P,ef}$ şi o temperatură $T_{P,ef}$, respectiv pentru radiaţie un factor energetic de emisie total $\varepsilon_{P,ef}$ şi o temperatură $T_{P,R,ef}$ constante. Valorile efective se stabilesc în aşa fel, ca fluxurile de căldură prin convecţie sau radiaţie la suprafeţele echivalente să fie la fel de mari ca şi cele la camerele de ardere reale.

Pentru transferul convectiv de căldură la pereţi refractari s-a propus $\alpha_{P,ef} = 0{,}00581 \frac{kW}{m^2\ {}^oK}$ (ca valoare medie), $T_{P,ef}$ fiind preluate din datele experimentale. $\varepsilon_{P,ef}$ şi $T_{P,R,ef}$ au fost calculaţi pentru pereţi refractari cu relaţiile şi datele furnizate de /9./.

6.3. COMPARAREA PROCESELOR PARŢIALE CALCULATE ŞI MĂSURATE (FLACĂRA G-o2; pentru S = o, S = o,5 şi S = 1)

6.3.1. DESFĂŞURAREA CURGERII

Cîmpul liniilor de curent (funcţia de curent) au fost obţinute prin integrarea grafică a curentului masic I_m. Pentru aceasta s-au folosit valorile locale măsurate ale concentraţiei amestecului gazos (inclusiv vaporii de apă) cu care s-a determinat densitatea amestecului ρ_m în dependenţă de temperatura locală.

Prin înmulţirea densităţii ρ_m cu viteza axială v_z se obţine densitatea curentului masic în punctul respectiv.

$$I_m = \rho_m \cdot v_z \left[\frac{kg}{m^2 . s}\right] \qquad (6.3-1)$$

Profilele radiale ale lui I_m au fost calculate pentru toate treptele axiale la care s-au efectuat măsurători, fig.6.1.

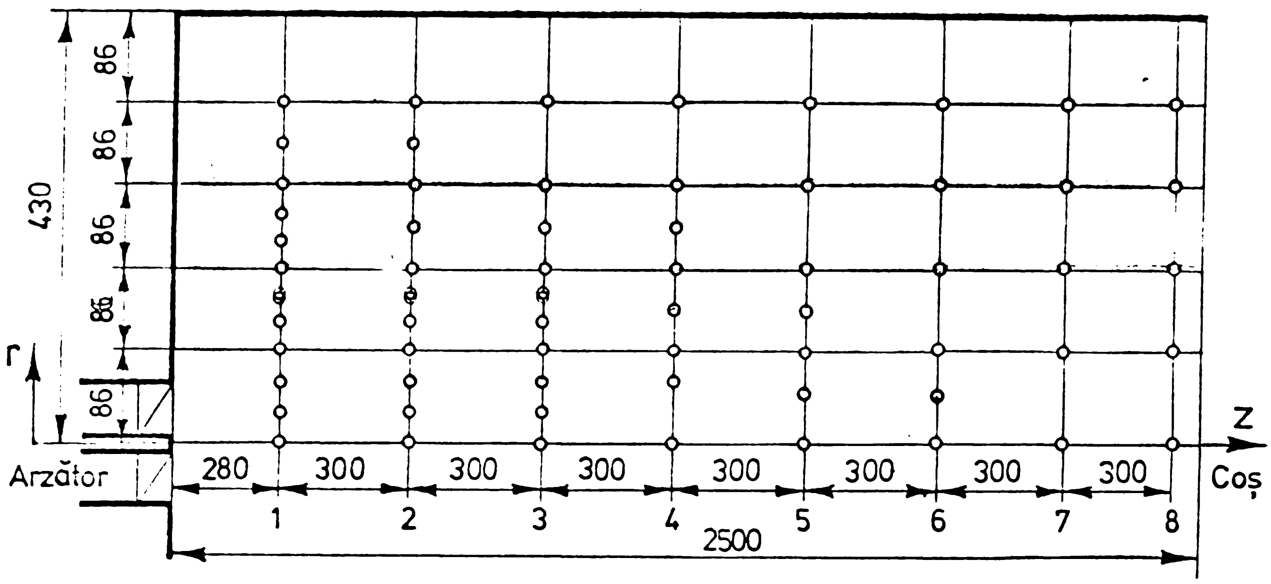


Fig.6.1. Poziţia punctelor de măsurare a vitezei axiale, compoziţiei gazelor şi a temperaturilor în planului orizontal ce trece prin axa focarului.

Prin integrarea acestor profile a fost obţinută funcţia de curent în cadrul domeniului de măsurare

$$\Psi = \int_{o}^{r} \frac{2\pi\, \rho_m . v_z . r . dr}{m_p + m_s} = \int_{o}^{r} \frac{I_m . 2\pi\, . r . dr}{m_p + m_s} \qquad (6.3\text{-}2)$$

cu următoarele valori limită : pentru $r = o \rightarrow \Psi = 1$ şi $r = r_p \rightarrow \Psi = o$.

În fig.6.2a,b şi c este redat cîmpul liniilor de curent măsurat şi calculat pentru flacăra G-o2 în condiţiile curgerii din arzător a aerului insuflat neturbionat S = o, a turbionării slabe a acestuia S = o,5, cît şi pentru o turbionare mai intensă S = 1.

Comparaţia cîmpurilor liniilor de curent calculate şi măsurate arată o concordanţă bună a modelului curgerii cu desfăşurarea acesteia în focar. Pentru flacăra neturbionată cît şi pentru cea turbionată slab (S = o,5) nu se observă o diferenţă calitativă a spectrului liniilor de curent. Zona principală de recirculaţie de la baza jeturilor este bine precizată; la fel şi cea de la capătul focarului, care se produce datorită dimensiunilor mari şi a ieşirii directe a gazelor de ardere din cameră. La turbionarea intensă a curentului secundar (S = 1) spectrul liniilor de curent suferă o modificare importantă prin redistribuirea curenţilor spre peretele frontal şi apariţia unei zone de recirculaţie internă la baza jetului primar. Acest lucru se poate datora conceptului admis de viscozitate turbulentă. Tensiunea normală turbionară $- \rho \bar{v}_z'^2$ este înlocuită de $2\, \eta_t \frac{\partial v_z}{\partial z}$; la valori mari ale lui v_z pot apărea erori în calcul. Odată cu mărirea turbionării se observă o deplasare spre arzător a procesului curgerii.

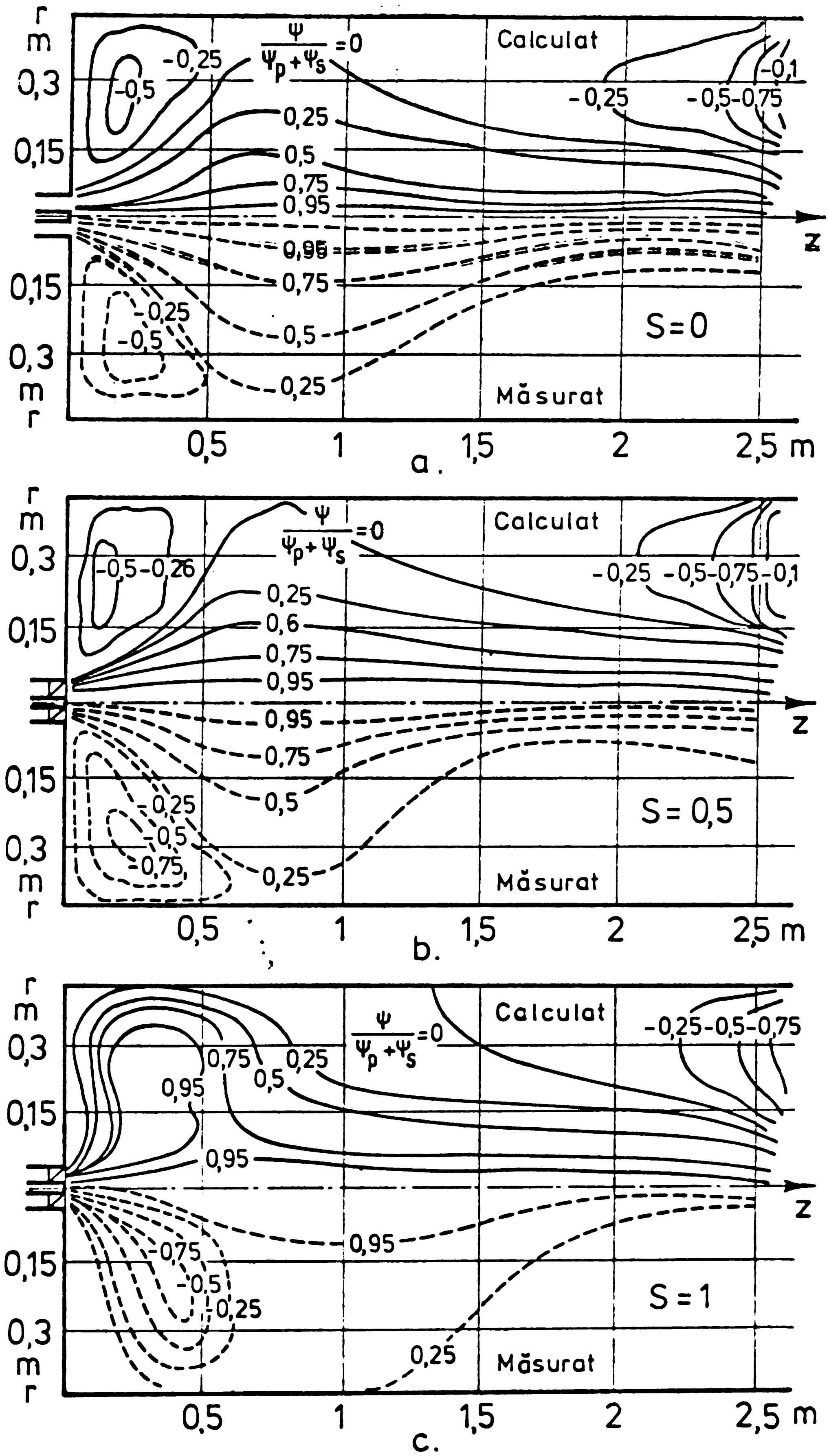


Fig.6.2a,b,c. Distribuţia calculată şi măsurată a funcţiei de curent pentru flacăra G-o2.

6.3.2. DESFĂŞURAREA ARDERII

Procesul arderii complete a fost determinat din cîmpul vitezelor, temperaturilor şi al concentraţiilor măsurate şi comparat cu desfăşurarea arderii complete calculate, fig.6.3a,b şi c.

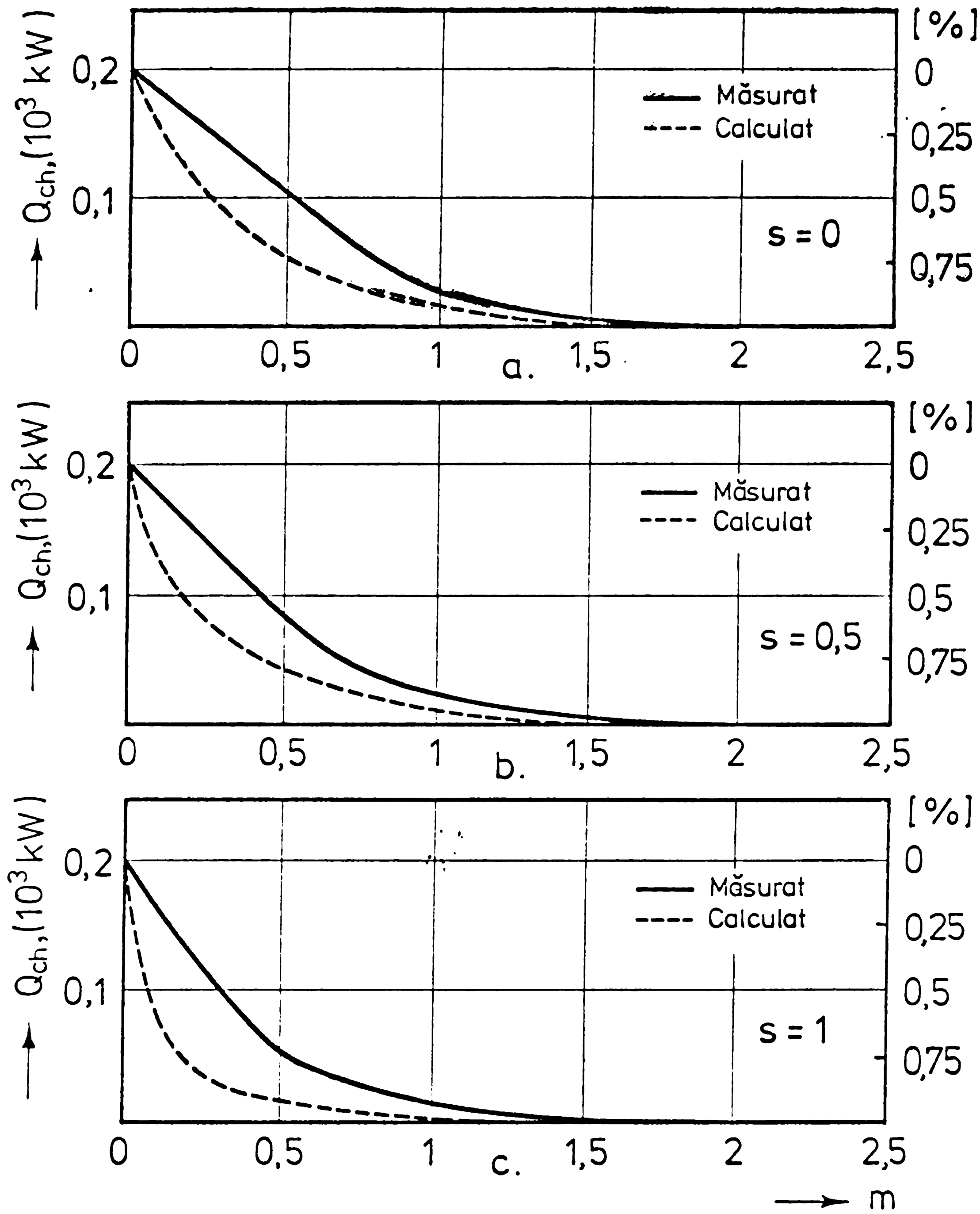


Fig.6.3a,b,c. Arderea completă calculată şi măsurată de-a lungul focarului pentru flacăra G-o2.

Din analiza gazelor de ardere în secţiunile radiale ale focarului, fig.6.1, au fost determinate concentraţiile anhidre ale amestecului gazos. Transformarea acestor date în concentraţii volumice reale care ţin seama de participaţia apei se face cu relaţia :

$$f_{H_2O} = \frac{1}{1 + \sum H_2O} \qquad (6.3\text{-}3)$$

în care $\sum H_2O = H_2O_{ch} + H_2O_v$

H_2O_{ch} - este cantitatea de vapori de apă ce rezultă în urma reacţiei chimice, calculată din concentraţiile locale măsurate;

H_2O_v - umiditatea aerului - măsurată.

Pentru amestecul local gazos se poate calcula puterea calorifică inferioară

$$H_m = f_{H_2O} \sum_1^i H_i V_i \left[\frac{kJ}{Nm^3}\right] \qquad (6.3-4)$$

V_i fiind concentrațiile măsurate și f_{H_2O} determinat cu relația (6.3.3).

Considerînd că reacționează cu oxigenul CO, H_2 și CH_4 avem

$$H_m = f_{H_2O} \sum 12602CO + 10759H_2 + 35910CH_4 \left[\frac{kJ}{Nm^3}\right] \qquad (6.3-5)$$

sau raportat la masa specifică a amestecului gazos

$$H_m' = \frac{H_m}{\rho_o} \left[\frac{kJ}{kg}\right] \qquad (6.3-6)$$

Prin înmulțire cu viteza axială v_z și ținînd seama de dependența densității cu temperatura

$$\rho_m = \rho_o \frac{273}{273+t} \qquad (6.3-7)$$

se poate defini o densitate a fluxului de entalpie, calculată din valorile de stare locale măsurate

$$I_h = H_m' \cdot \rho_m \cdot v_z^2 \left[\frac{kJ}{m^2 \cdot s}\right] \qquad (6.3-8)$$

Din integrarea grafică a profilelor radiale ale lui I_h se poate determina atît desfășurarea axială a arderii complete, cît și energia chimică eliberată pe fiecare zonă

$$Q_{ch} = \int_o^{r(I_h=o)} I_h \cdot 2\pi\, r.dr \quad [kW] \qquad (6.3-9)$$

Cu toate că avem o concordanță bună a lungimii flăcării (100% ardere completă), calculul dă o desfășurare mai rapidă a arderii complete, mai ales pe prima porțiune a flăcării. Acest lucru se datorește modelului simplificat al arderii (amestec = ars), care nu ia în considerare decît metanul, neglijînd existența CO și H_2 care în mod firesc participă la reacție. De asemenea se consideră viteza de reacție infinită, în timp ce în realitate prin existența amestecului local neomogen al reactanților, cauzat de turbulență, se stabilește o viteză de reacție mai lentă. De aceea pe învelișul flăcării și în apropierea axei profilele concentrațiilor măsurate și calculate prezintă devieri, fig.6.4a și b.

Din fig.6.4-a reiese că pe axa de simetrie, în apropierea arzătorului există, din cauza neomogenității amestecului, atît CH_4 cît O_2. Existența O_2 în această zonă este exclusă în modelul de calcul. Diferența mare dintre concentrațiile de CH_4 măsurate și calcu-

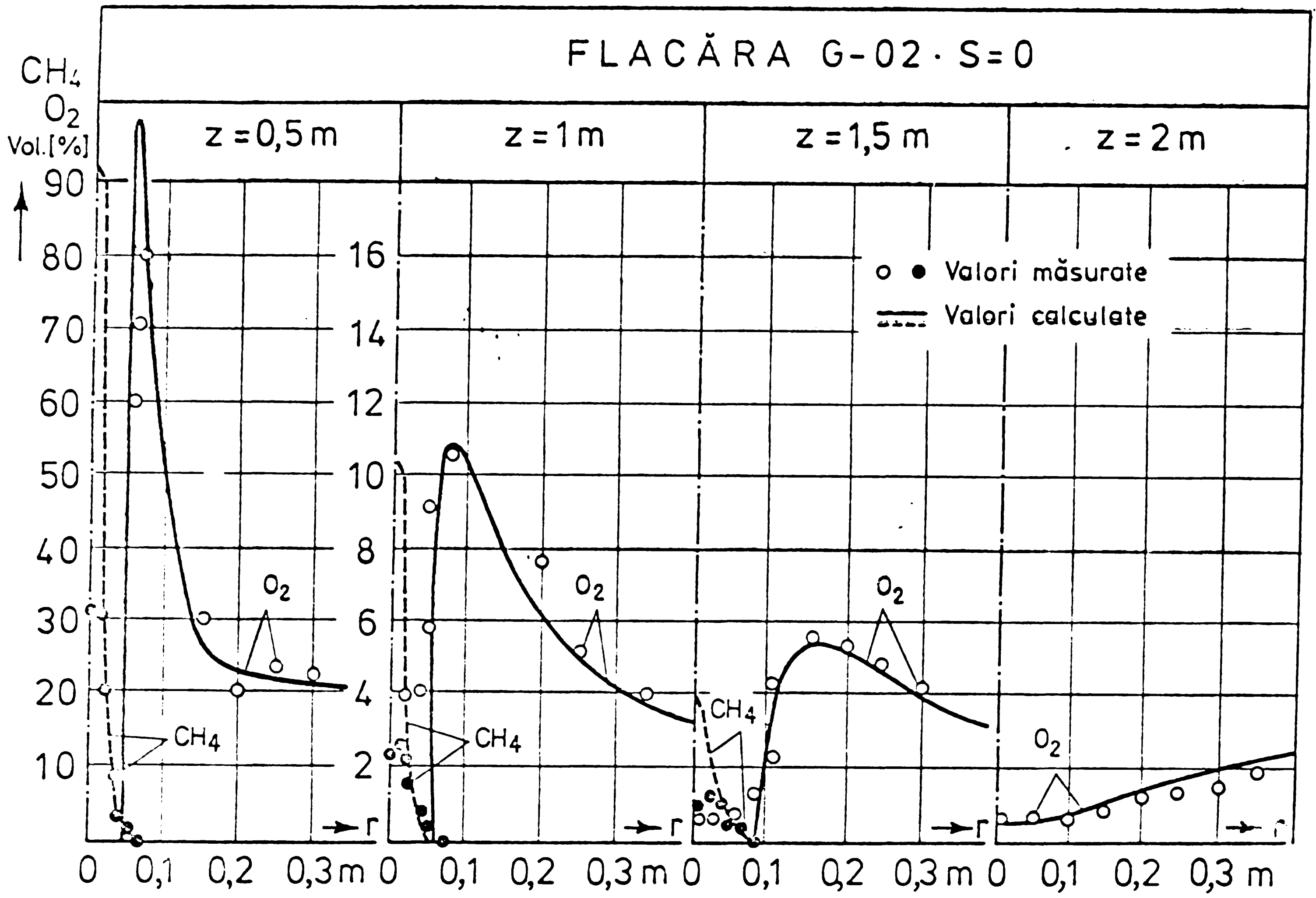


Fig.6.4a. Profilele radiale ale concentraţiilor calculate (cu modelul arderii "amestec = ars")şi măsurate ale flăcării G-o2 (CH_4 şi O_2).

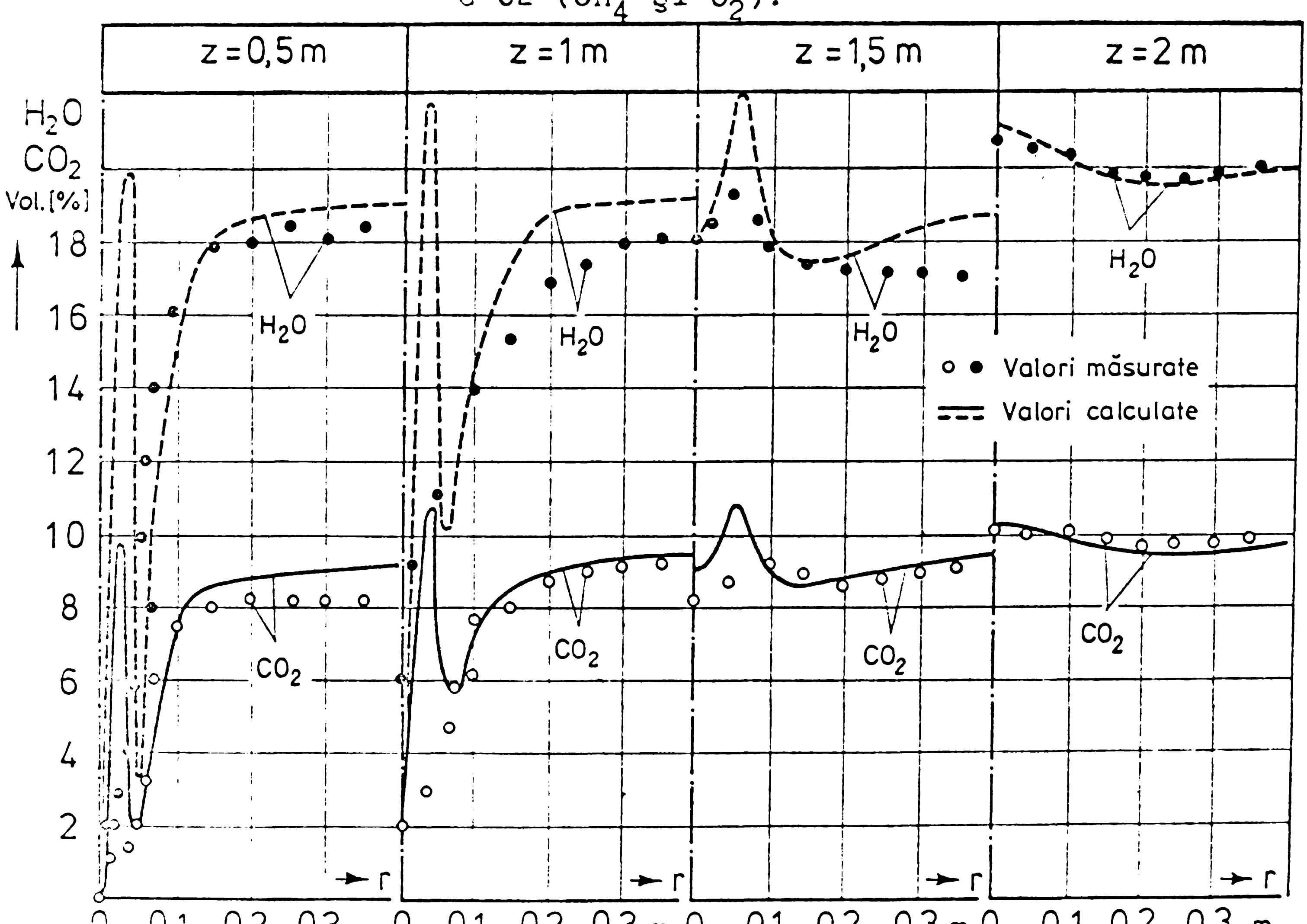


Fig.6.4b. Profilele radiale ale concentraţiilor calculate (cu modelul arderii "amestec = ars") şi măsurate ale flăcării G-o2 (H_2O şi CO_2).

late pe axă în secţiunile din vecinătatea arzătorului sînt cauzate de condiţiile curgerii şi nu de cele ale cineticii arderii. Amestecul jetului de combustibil cu jetul coaxial exterior de aer se desfăşoară mai repede decît este redat prin modelul de calcul. Acest lucru se datoreşte aproximării condiţiilor de contur la ieşirea din arzător : evaluarea constantelor k şi W ale modelului turbulenţei, prezicerea profilelor vitezelor curentului primar şi secundar, cît şi de geometria arzătorului (raportul $\frac{d_{si}}{d_p} > 1$ introduce erori în calculul concentraţiilor la începutul jeturilor).

Nu se pot neglija nici erorile de calcul numeric cauzate de raportul mic $\frac{d_p}{D}$ ($\frac{\text{diametrul duzei}}{\text{diametrul focarului}}$) care impune un număr redus al liniilor de reţea.

Cu toate deosebirile profilelor concentraţiilor măsurate şi calculate la începutul flăcării, procesul integral al arderii complete, precum şi lungimea flăcării sînt bine prezise (fig.6.3a,b,c şi 6.4a,b). Dată fiind simplitatea modelului utilizat, rezultatele sînt bune şi conferă o precizie suficientă calculelor inginereşti.

În fig.6.5a,b şi c sînt prezentate cîmpurile izotermelor calculate şi măsurate. Si aici, pentru domenii mari ale focarului rezultă o concordanţă bună.

Cele mai mari diferenţe între temperaturile măsurate şi calculate se manifestă, aşa cum reiese din fig.6.5a,b şi c, în zona de pe axă din apropierea arzătorului. Acestea sînt cauzate de simplitatea modelului arderii descris anterior. În zonele de recirculaţie de la baza jeturilor s-au determinat temperaturi inferioare celor calculate. Cauzele posibile pot fi găsite în neglijarea desfăşurării tridimensionale a proceselor din această zonă (modelul matematic este bidimensional), cît şi a aerului fals aspirat prin neetanşietăţile plăcii frontale ale focarului. Abateri mai importante s-au observat pentru flacăra puternic turbionată (S = 1), cauzate de desfăşurarea instabilă a arderii.

6.3.3. TRANSFERUL DE CĂLDURĂ PRIN CONVECŢIE LA PEREŢII FOCARULUI

Rezolvarea modelului matematic al transferului de căldură prin convecţie la pereţii focarului, necesită cunoaşterea coeficienţilor de transfer şi a temperaturii pereţilor ca şi condiţii de contur.

Fluxul net convectiv la pereţii focarului este dat de relaţia

$$\dot{Q}_c = \dot{q}_c \cdot S \qquad (6.3-10)$$

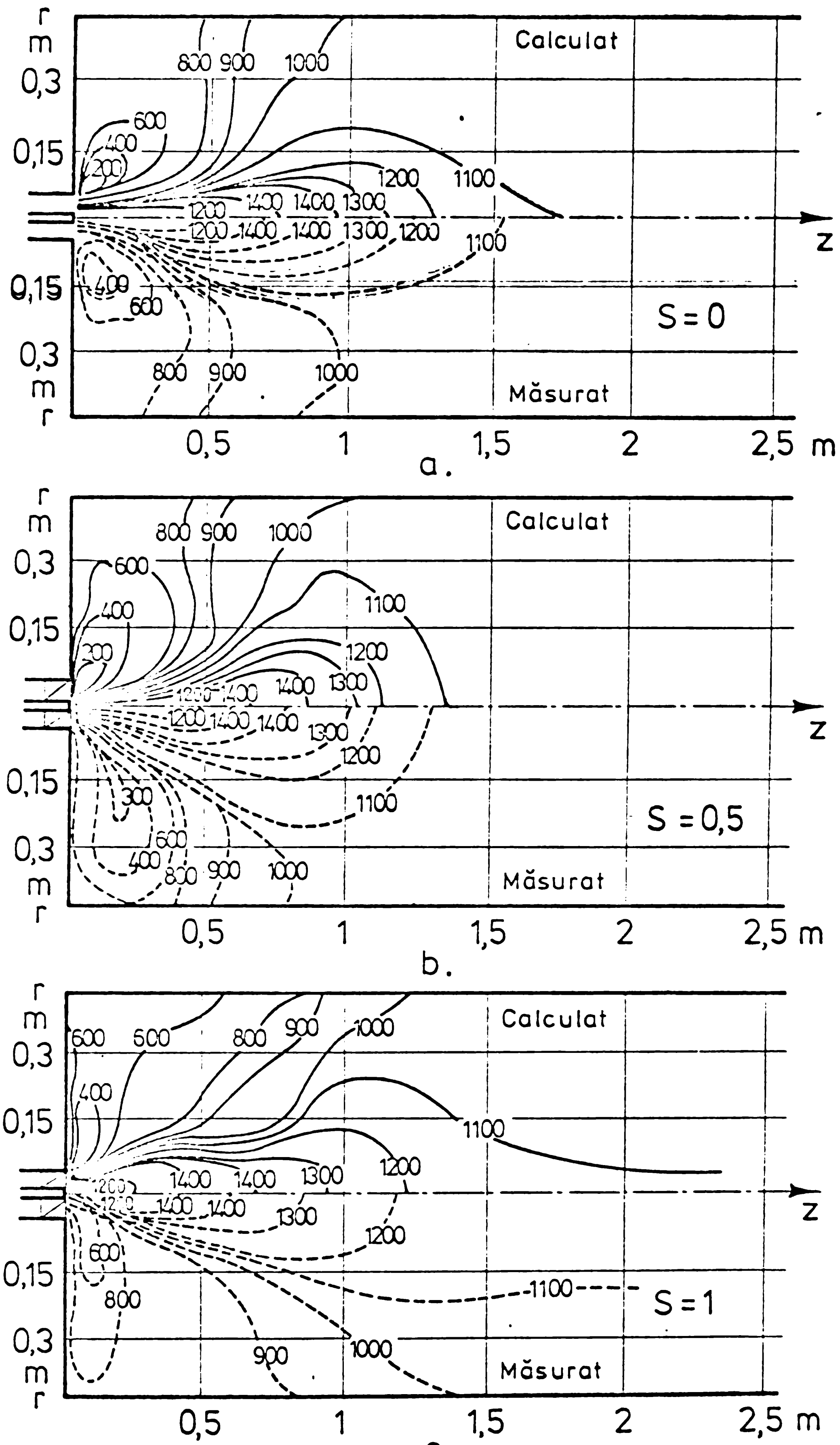


Fig.6.5a,b,c. Repartiţia calculată şi măsurată a temperaturilor flăcării G-o2.

unde $\dot{q}_c$ - este densitatea fluxului termic prin convecţie;
S - suprafaţa interioară a pereţilor focarului

pentru
$$\dot{q}_c = \alpha_p(T_g - T_p) \tag{6.3-11}$$

Determinarea experimentală a coeficientului de transfer prin convecţie este destul de anevoioasă şi a făcut obiectul unor cercetări întreprinse pe focarul experimental fig.5.3. S-au modificat dimensiunile arzătorului, astfel ca în locul combustibilului să fie insuflat aer preîncălzit la 25o°C. Fluxurile de căldură la pereţii focarului au fost determinate prin măsurători calorimetrice. Cantitatea de căldură evacuată prin apa de răcire este transmisă la un nivel scăzut al temperaturii din focar, de către un amestec de gaze ale căror componente nu emit radiaţii (N_2, O_2); deci practic prin convecţie forţată. Pentru a obţine în modelul izoterm valori comparabile cu cele din focar, trebuie îndeplinite următoarele criterii de similitudine :

- pentru analogia curgerii din model (M) cu cea din focar (F) numerele REYNOLDS trebuie să fie egale

$$Re_M = Re_F = \frac{V.L}{\nu} = ct. \qquad (6.3-12)$$

Dacă se ţine seama de viscozităţile diferite ale curenţilor de gaze introduşi, din această condiţie se poate determina debitul masic necesar prin arzătorul model.

$$\dot{m}_M = \left(\frac{\nu_M}{\nu_F}\right)\dot{m}_F \qquad (6.3-13)$$

unde ν_M - este viscozitatea cinematică a aerului la 25o°C;
ν_F - viscozitatea cinematică a gazelor din focar în zona de recirculaţie la temperatura medie de 8oo°C.

Dacă s-ar compara curgerea a doi curenţi izotermi de 25o°C respectiv 8oo°C, atunci condiţia (6.3-13) ar fi suficientă pentru asigurarea similitudinii dintre focar şi model. Deoarece în focar curenţii nu sînt izotermi, trebuie îndeplinit un nou criteriu de similitudine.

- pentru curgerea jeturilor limitate cu recirculaţie, de densităţi diferite între curentul direct şi cel recirculat, THRING-NEWBY /97/ au propus o relaţie semiempirică, care permite să se evalueze aproximativ influenţa diferenţelor de densitate asupra curgerii pentru raportul $\frac{z}{d_o} > 6$. RICOU şi SPALDING /98/ au determinat experimental constanta din ecuaţia THRING-NEWEY

$$\frac{\dot{m}_z}{\dot{m}_o} = o,32\sqrt{\frac{\rho_{m,D}}{\rho_{m,R}}}\ \frac{z}{d_o} \qquad (6.3-14)$$

care m_z; m_o - reprezintă debitul masic la distanţa z de duză; debitul masic la ieşirea din duza de diametru d_o.
$\rho_{m,D}$; $\rho_{m,R}$ - densitatea curentului direct; densitatea curentului recirculat.

La diferenţe mici de densitate între curentul direct şi recirculat, în focarul model, relaţia (6.3-14) devine :

$$\frac{\dot{m}_{M,z}}{\dot{m}_{M,o}} = 0{,}32 \frac{z}{d_{M,o}} \qquad (6.3\text{-}15)$$

La curgeri asemenea în focar şi model, membrii stîngi ai ecuaţiilor (6.3-14) şi (6.3-15) trebuie să fie identici. Cu această condiţie se poate determina diametrul duzei arzătorului model pentru a fi satisfăcut cel de-al doilea criteriu de similitudine :

$$d_{M,o} = \sqrt{\frac{\rho_{m,R}}{\rho_{m,D}}}\, d_{F,o} \qquad (6.3\text{-}16)$$

Respectînd criteriile de similitudine (6.3-13) şi (6.3-16) au fost determinaţi coeficienţii transferului de căldură prin convecţie la pereţii focarului model. Transpunerea acestor date la pereţii focarului real s-au făcut cu condiţia egalităţii criteriului Nu pe focar şi model. Astfel rezultă :

$$\alpha_F = \frac{\lambda_F}{\lambda_M} \alpha_M \qquad (6.3\text{-}17)$$

unde λ_F - este conductibilitatea termică a gazelor arse la temperatura de 800°C (curenţi de recirculaţie);

λ_M - conductibilitatea termică a aerului preîncălzit la 250°C (insuflat în model).

·iaţia coeficienţilor de transmitere a căldurii prin convecţie la pereţii focarului, determinaţi prin metoda descrisă, sînt prezentaţi în fig.6.6.

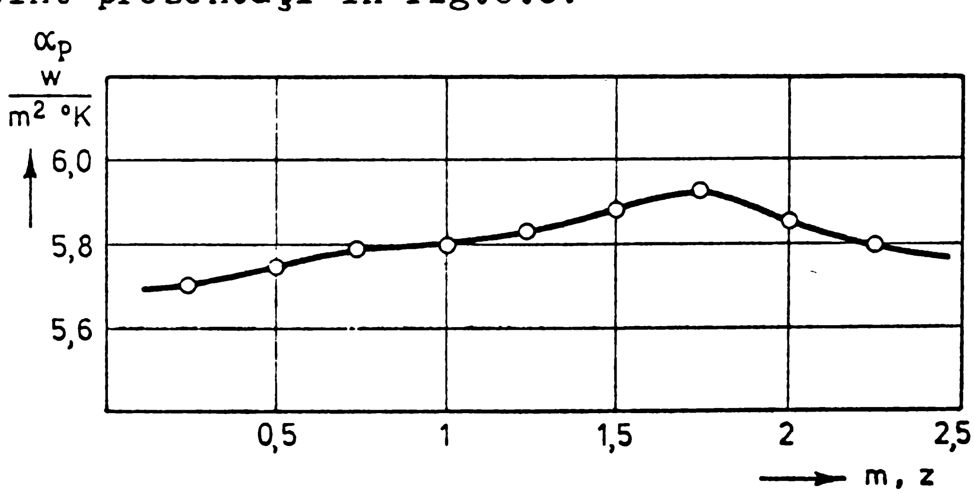


Fig.6.6. Variaţia coeficientului de transmitere a căldurii prin convecţie la pereţii focarului.

Temperaturile peretelui au fost măsurate cu termocuple Pt/Pt-Rh 10% montate în căptuşelile refractare ale capacelor de vizitare fig.5.3. Cu aceste valori s-au definit temperaturile medii ale zonelor peretelui (A÷G) din fig.6.7 şi tabelul 6.2.

Pentru flacăra G-02; S = 0 a fost cercetată influenţa variaţiei coeficientului de transmitere a căldurii prin convecţie, asupra cantităţii nete de căldură transmisă la perete.

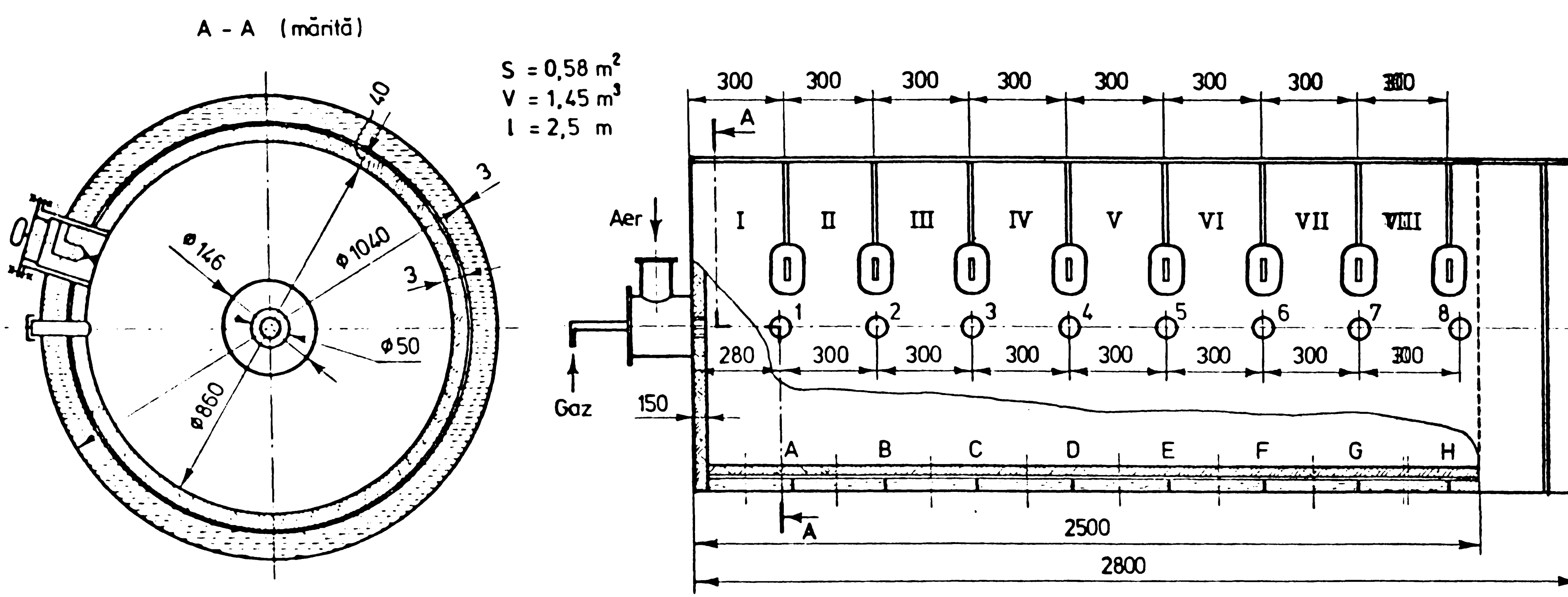


Fig.6.7. Schiţa focarului experimental cu principalele dimensiuni constructive; poziţia tronsoanelor de răcire (I÷VIII), a orificiilor de prelevare a probelor (1÷8) şi a zonelor peretelui (A÷G).

Tabelul 6.2. Temperaturile medii ale zonelor peretelui.

Zonă perete / Flacără	A [°C]	B	C	D	E	F	G	H
G-o2; S = o	4o6	48o	575	628	7o2	775	8o4	815
G-o2; S = o,5	435	52o	64o	7oo	76o	8o8	812	82o
G-o2; S = 1	516	68o	78o	756	718	644	614	578

S-au studiat două cazuri :

- calculul cantităţii nete de căldură şi a părţii convective la perete pentru $\alpha_{P,ef} = 0{,}00581\ \frac{kW}{m^2\ {}^oK}$, coeficient obţinut experimental corespunzător pereţilor refractari, fig.6.8;
- calculul cantităţii nete de căldură şi a părţii convective la perete pentru $\alpha_{P,ef} = 0{,}0195\ \frac{kW}{m^2\ {}^oK}$, coeficient corespunzător pereţilor netezi metalici răciţi, fig.6.8.

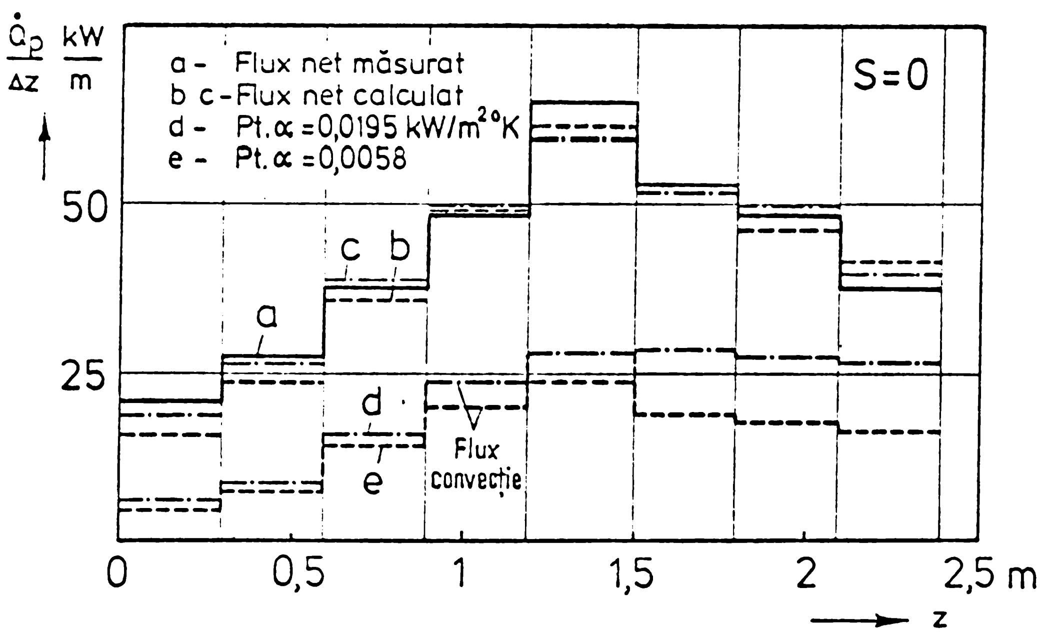


Fig.6.8. Influenţa lui α_P asupra distribuţiei fluxului de căldură prin convecţie pentru flacăra G-o2.

Din fig.6.8 rezultă că influenţa coeficienţilor de convecţie asupra cantităţii totale de căldură transmisă la pereţi este mică. Cu toată diferenţa mare dintre coeficienţi, transferul total de căldură s-a modificat doar cu 5%. Acest lucru este generat de cazul particular studiat; în care în prima parte a focarului, modelul radiaţiei dă o cantitate mai mare de căldură care compensează fluxul de căldură convectiv mai mic. În a doua jumătate a focarului, fluxul de căldură radiat este mai mic decît cel măsurat, dar valorile mai mari ale lui $\alpha_{P,ef}$ compensează prin flux convectiv cantitatea totală de căldură.

6.3.4. TRANSFERUL DE CĂLDURĂ PRIN RADIAȚIE LA PEREȚII FOCARULUI

În cazul flăcărilor studiate, sursele de radiație sînt gazele de ardere fierbinți (în deosebi CO_2 și H_2O_v), la care s-a adăugat într-o măsură foarte mică particulele de carbon - funinginea. Provenind din descompunerea termică a hidrocarburilor în flacără, favorizată de amestecul incomplet cu aerul, particulele de carbon au dimensiuni între 0,006 ÷ 0,06 μ, imprimînd flăcării un caracter semitransparent sau difuzant.

Se poate considera, fără a face o aproximație prea mare, că flăcările obținute în instalația experimentală sînt flăcări neluminoase, radiația lor fiind în exclusivitate datorată gazelor arse triatomice CO_2 și H_2O_v.

Fluxul net de căldură prin radiație la pereții focarului se determină cu relația :

$$\dot{Q}_R = \dot{q}_R \cdot S \qquad (6.3\text{-}18)$$

unde $\dot{q}_R$ - reprezintă densitatea fluxului termic prin radiație;
S - suprafața interioară a pereților focarului.

Astfel

$$\dot{q}_R = \dot{q}_{R,a} - \dot{q}_{R,e} \qquad (6.3\text{-}19)$$

este format din cantitatea de căldură absorbită ($\dot{q}_{R,a}$) mai puțin cea emisă ($\dot{q}_{R,e}$) de peretele focarului

$$\dot{q}_{R,a} = \alpha_p \cdot \dot{q}_{R,g} = \alpha_p^* \cdot \varepsilon_g \cdot C_o \left(\frac{T_g}{100}\right)^4 \qquad (6.3\text{-}20)$$

pentru α_p^* - factor energetic de absorbție al radiației peretelui;
$\dot{q}_{R,g}$ - densitatea fluxului radiat de flacără;
ε_g - factorul energetic de emisie total al flăcării;
$C_o = 10^8 \cdot \sigma = 5,67 \frac{W}{m^2\ {}^oK^4}$ - coeficient de emisie al corpului negru;
T_g - temperatura reală a flăcării.

Conform legii lui KIRCHHOFF, considerînd peretele corp cenușiu

$$\alpha_p^* = \varepsilon_p \qquad (6.3\text{-}21)$$

$$\dot{q}_{R,e} = \varepsilon_p \cdot C_o \left(\frac{T_p}{100}\right)^4 \qquad (6.3\text{-}22)$$

T_p - fiind temperatura reală a peretelui.

Relația (6.3-19) devine

$$\dot{q}_R = \varepsilon_p \cdot C_o \left[\varepsilon_g \left(\frac{T_g}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_p}{100}\right)^4\right] \qquad (6.3\text{-}23)$$

Determinarea experimentală a factorului energetic de emisie total s-a făcut pe baza metodei SCHMIDT modificată /99/ aplicată la flăcări de gaz metan neluminoase. Metoda se bazează pe trei măsurători ale radiaţiei executate cu pirometrul de radiaţie totală vizînd : flacăra avînd în spate un ecran rece E_g, flacăra cu un ecran cald în spate $E_{g,P}$ şi ecranul cald singur E_P. S-au considerat îndeplinite condiţiile : spectrul radiaţiei peretelui este continuu, flacăra este un corp cenuşiu, difuzia este neglijabilă şi temperatura flăcării este uniformă de-a lungul razei.

Vizînd cu pirometrul flacăra şi peretele opus se determină temperatura de radiaţie, respectiv radianţa energetică a flăcării împreună cu peretele :

$$E_{g,P} = \frac{\varepsilon_g . E_g^o + (1 - \varepsilon_g)\varepsilon_P . E_P^o}{1 - (1 - \varepsilon_g)(1 - \varepsilon_P)} \qquad (6.3\text{-}24)$$

unde :

$E_g^o = C_o\left(\frac{T_g}{100}\right)^4$ - radianţa energetică (puterea emisivă) a corpului negru corespunzător temperaturii reale a flăcării;

$E_P^o = C_o\left(\frac{T_P}{100}\right)^4$ - radianţa energetică a corpului negru corespunzătoare temperaturii peretelui;

T_g - temperatura reală a flăcării măsurată cu termocuplul cu aspiraţie;

T_P - temperatura suprafeţei interioare a peretelui măsurată cu termocuplul implantat în perete.

Prezenţa unui ecran răcit (asimilat cu corpul negru) între flacără şi perete înlătură influenţa acestuia din urmă, putînd fi astfel măsurată temperatura de radiaţie a flăcării, respectiv radianţa flăcării singure :

$$E_g = \frac{\varepsilon_g . E_g^o}{1 - (1 - \varepsilon_g)(1 - \varepsilon_P)} \qquad (6.3\text{-}25)$$

Întrucît ansamblul de măsurare pirometru de radiaţie totală - milivoltmetru indicator utilizat este etalonat în unităţi de temperatură şi nu în unităţi de radianţă energetică, mărimile $E_{g,P}$ şi E_g se calculează cu relaţiile :

$$E_{g,P} = C_o\left(\frac{T_r^{g,P}}{100}\right)^4 \; ; \quad E_g = C_o\left(\frac{T_r^g}{100}\right)^4 \qquad (6.3\text{-}26a,b)$$

în care C_o are semnificaţia menţionată mai sus, iar $T_r^{g,P}$ şi T_r^g sînt temperaturile de radiaţie indicate de milivoltmetru în timpul vizării flăcării şi a peretelui, respectiv în timpul vizării flăcării şi ecranului răcit.

Notînd :

$$\Psi = \frac{\varepsilon_P}{1 - (1 - \varepsilon_g)(1 - \varepsilon_P)} \tag{6.3-27}$$

relaţiile (6.3-24) şi (6.3-25) devin :

$$E_{g,P} = \frac{\Psi \cdot \varepsilon_g}{\varepsilon_P} E_g^o + (1 - \varepsilon_g)\Psi E_P^o \tag{6.3-28}$$

$$E_g = \frac{\Psi \cdot \varepsilon_g}{\varepsilon_P} E_g^o \tag{6.3-29}$$

Diferenţa relaţiilor (6.3-28) şi (6.3-29) conduce la expresia :

$$\frac{E_{g,P} - E_g}{E_P^o} = (1 - \varepsilon_g)\Psi \tag{6.3-3o}$$

care permite determinarea factorului energetic total de emisie al flăcării ε_g dacă se consideră $\Psi = 1$ (relaţia lui SCHMIDT)

$$\varepsilon_g = 1 - \frac{E_{g,P} - E_g}{E_P^o} = 1 - \frac{(T_r^{g,P})^4 - (T_r^g)^4}{T_P^4} \tag{6.3-31}$$

GOUFFÉ /99/ face o analiză a erorilor introduse de ipoteza $\Psi = 1$ (metoda SCHMIDT) şi propune pentru calculul lui ε_g relaţia:

$$\varepsilon_g = 1 - \frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_P + \frac{E_{g,P} - E_g}{E_g + E_P^o - E_{g,P}}} \tag{6.3-32}$$

Relaţia (6.3-32) obţinută din combinaţia relaţiilor (6.3-27) şi (6.3-3o) conduce la valori exacte ale lui ε_g, dar necesită cunoaşterea valorii factorului energetic de emisie al peretelui la temperatura reală a peretelui. Acesta a fost determinat prin măsurarea temperaturii de radiaţie a peretelui imediat după stingerea flăcării :

$$\varepsilon_P = \frac{E_P}{E_P^o} = \frac{T_r^P}{T_P} \tag{6.3-33}$$

Măsurarea radiaţiei peretelui în condiţiile menţionate este acceptabilă, datorită inerţiei termice mari a peretelui refractar.

Rezolvarea modelului matematic al distribuţiei fluxului de căldură prin radiaţie în focar necesită cunoaşterea valorii factorilor energetici efectivi de emisie ai peretelui şi a temperaturii efective a acestuia ($\varepsilon_{P,ef}$, $T_{P,ef}$) ca şi condiţii de contur. Valorile lui $\varepsilon_{P,ef}$ şi ale lui $T_{P,ef}$ obţinute experimental prin metoda descrisă mai sus sînt prezentate în tabelul 6.3. Calculul lui $T_{P,ef}$ s-a făcut ţinîndu-se seama de coeficienţii de dispersie ai radiaţiei la pereţii focarului /96/

$$T_{P,ef} = \sqrt[4]{X} \cdot T_P \quad . \qquad (6.3\text{-}34)$$

unde X - este coeficientul de dispersie al radiaţiei la pereţi, prin care suprafeţelor reale ale peretelui li s-au atribuit suprafeţe echivalente ale corpului negru astfel ca $E^o_{P,ef} = X \cdot E_P$.

Tabelul 6.3. Distribuţia lui $\alpha_{P,ef}$ şi $T_{P,ef}$ pe zonele focarului.

Zonă perete / Flacără		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	Valoare medie
G-o2; S = o S = o,5; S=1		o,691	o,656	o,682	o,692	o,687	o,69o	o,683	o,6oo	$\alpha_{P,ef}$= o,671
X		o,93o	o,647	o,647	o,688	o,626	o,658	1	1	
$T_{P,ef}$ [°C]	S=o	398	43o	515	571	624	698	8o4	815	
	S=o,5	427	466	573	637	676	727	812	82o	
	S=1	5o6	6o9	699	67o	638	58o	614	578	

Compararea datelor măsurate cu cele obţinute din calcule ale distribuţiei fluxului de căldură prin radiaţie la pereţii focarului este redată în fig.6.9a,b,c pentru flacăra G-o2 la S = o; o,5; 1. Schimbul de căldură prin radiaţie a fost rezolvat cu un model cu două fluxuri descris în paragraful 3.5.

Determinarea experimentală a mărimilor caracteristice ale radiaţiei (descrise anterior) se face cu destulă greutate şi cu o precizie relativ scăzută. Astfel, trebuie definite valorile medii ale concentraţiilor componentelor gazoase active din punct de vedere al radiaţiei pe zonele focarului, temperaturile din interiorul camerei de ardere, temperaturile zonelor peretelui, factorii energetici de emisie ai flăcării şi peretelui.

Pe de altă parte, modelul de calcul cu două fluxuri radiale nu ţine seama de radiaţia de-a lungul focarului şi nici de cea oblică, fiind mult simplificat.

Cu toate aceste simplificări, exactitatea distribuţiei fluxului de căldură prin radiaţie calculată cu modelul matematic este bună (fig.6.9a,b,c), deosebirile existente faţă de măsurători au acelaşi ordin de mărime ca şi abaterile cauzate de evaluarea datelor experimentale (ex. factorii energetici de emisie).

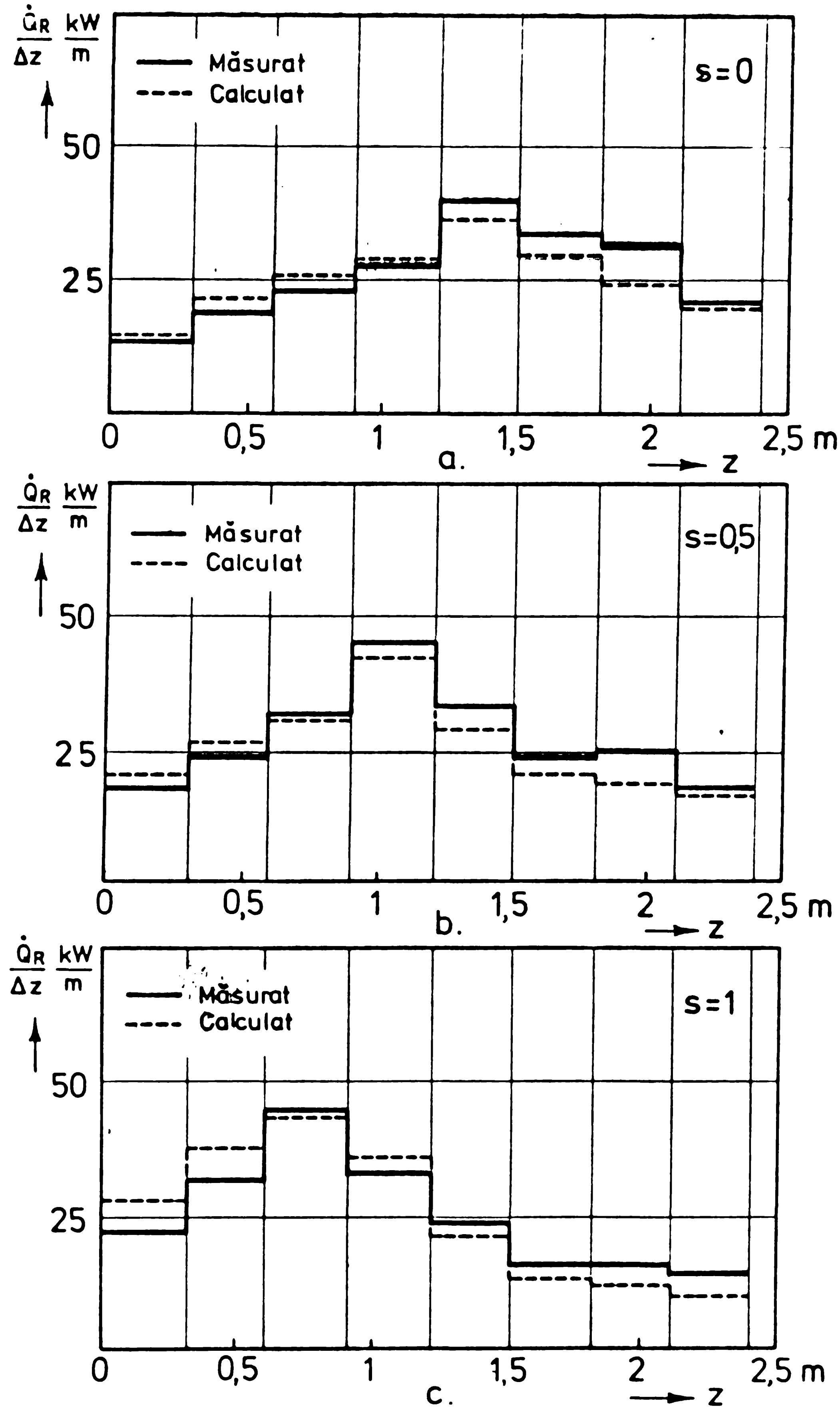


Fig.6.9. Repartiţia calculată şi măsurată a fluxului de căldură a,b,c prin radiaţie la pereţii focarului pentru flacăra G-o2.

Abaterile mai mari dintre valorile măsurate şi calculate e fluxului radiat apar în partea anterioară (fluxul calculat es- mai mare decît cel măsurat) şi în partea posterioară (fluxul calculat mai mic decît cel măsurat). Acest lucru se datoreşte în primul rînd diferenţei mari dintre gradienţii concentraţiei gazoase şi temperaturilor măsurat şi calculat. De asemenea modelul matematic a utilizat $\varepsilon_{g,ef} = \varepsilon_{p,ef}$ constant în întreaga cameră de ardere. Abaterile cele mai mari dintre calcul şi experiment sînt între 25-3o%, iar participaţia globală a fluxului de căldură prin radiaţie la pereţii focarului raportată la fluxul total este de aprox. 6o÷62%.

6.4. COMPARAŢIA DISTRIBUŢIEI FLUXULUI NET DE CĂLDURĂ CALCULAT ŞI MĂSURAT LA PEREŢII FOCARULUI

Cantitatea totală de căldură transmisă la pereţii focarului se compune din fluxurile parţiale prin convecţie şi radiaţie (cel prin conducţie a fost neglijat), la care se adaugă pierderile totale de căldură. Fluxul de căldură net convectiv şi radiativ a fost determinat prin măsurători calorimetrice, la cele opt tronsoane răcite cu apă ale instalaţiei experimentale, fig.6.7, funcţionînd în regim staţionar.

$$\dot{Q}_{net} = \dot{q}_{net_i} \cdot S_i = \dot{m}_a \cdot c_{p,a} \cdot \Delta t_a \qquad (6.4-1)$$

în care $\dot{q}_{net_i} = \varepsilon_p \cdot C_o \left[\varepsilon_g \left(\frac{T_g}{1oo} \right)^4 - \left(\frac{T_p}{1oo} \right)^4 \right] + \alpha_p (T_g - T_p) \qquad (6.4-2)$

Pentru flăcările studiate, fluxurile de căldură la suprafeţele răcite cu apă ale focarului se prezintă în Tabelul 6.4.

Tabelul 6.4. Fluxul net de căldură la pereţii focarului.

Zonă perete / Flacără	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	Total [kW]
G-o2; S=o	6	7,7	11,8	13,4	2o,1	16,9	13,75	1o,85	1oo,5
G-o2; S=o,5	7,1	9,9	14,35	2o,9	16,15	12,25	1o,7	9,15	1oo,5
G-o2; S = 1	8,55	14,25	21,15	17,35	12,8	1o,25	8,6	7,55	1oo,5

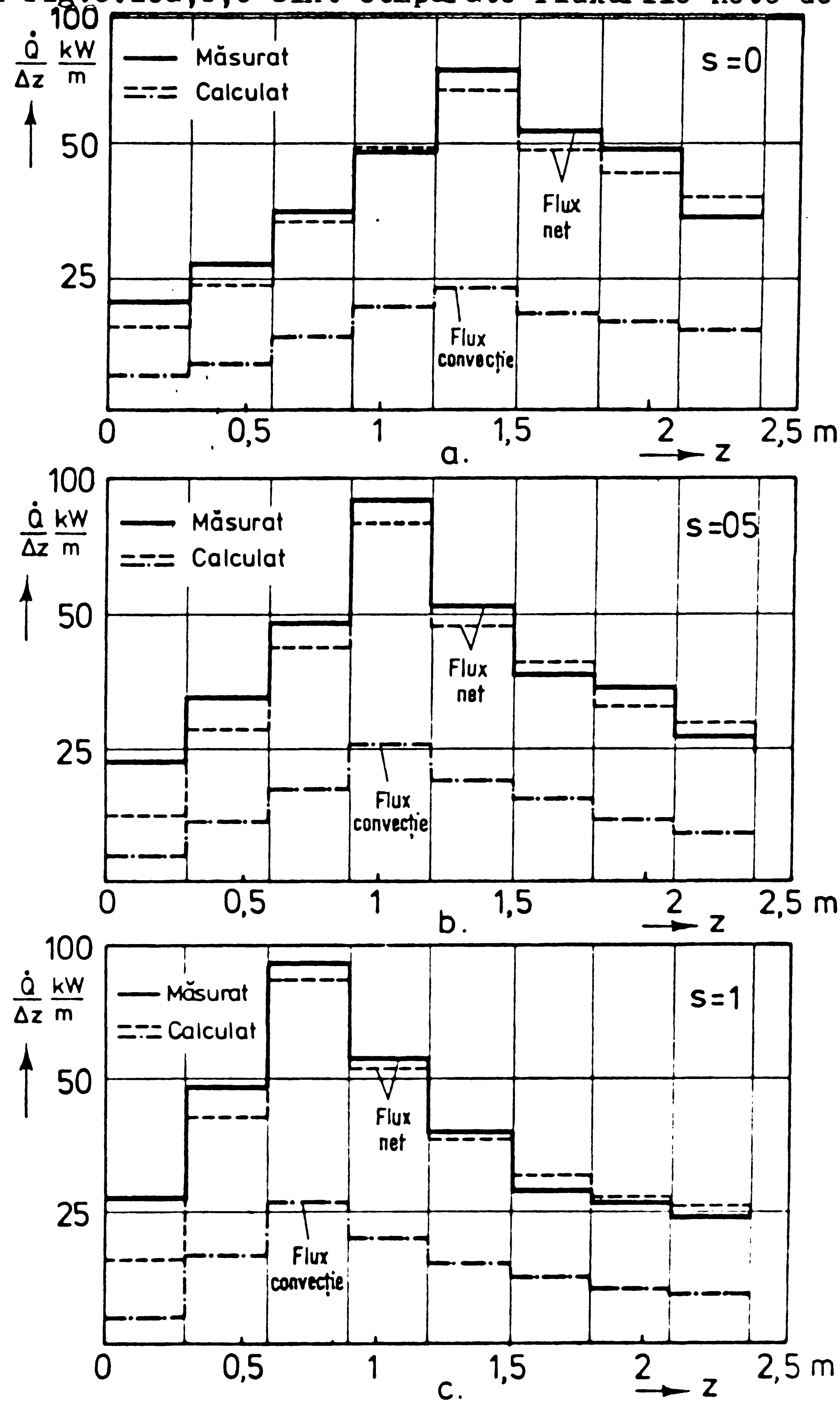
Pierderile de căldură sînt obţinute din bilanţul termic al focarului pentru flacăra G-o2 (Tabel 6.5).

Tabelul 6.5. Bilanţul termic al focarului.

$\dot{Q}$ [kW] / Flacăra	INTRĂRI				IEŞIRI		
	Q_{ch} combust.	Q_{fizic} combust.	Q_{fizic} combust.	Total	Q_{net} apă răcire	Q_{pierd}	Total
G-o2	2o8	o,2	6,86	215,o6	1oo,5	114,56	215,o6

Analiza modelelor parţiale ale curgerii şi arderii a arătat că în zona de reacţie, care ocupă o mică parte a volumului focarului, prezicerea cîmpului de concentraţii şi temperaturi se face cu destulă aproximaţie. Această abatere are însă un rol secundar în calculul transferului global de căldură.

În fig.6.10a,b,c sînt comparate fluxurile nete de căldură



.6.10a,b,c. Distribuţia calculată şi măsurată a fluxului net de căldură la pereţii focarului pentru flacăra G-o2.

la pereţii focarului calculate şi măsurate pentru flacăra G-o2 la S = o; o,5 şi 1. La baza calculelor au stat modelul arderii "amestec = ars" şi un model al schimbului de căldură prin radiaţie cu două fluxuri descrise în paragrafele 3.4 şi 3.5.

Utilizarea modelului matematic complet oferă, în ceea ce priveşte cantitatea totală de căldură transmisă şi distribuţia fluxului de căldură o bună concordanţă cu valorile măsurate. Diferenţa dintre căldura totală transmisă calculată şi măsurată este foarte mică, 2,8%, încadrîndu-se în domeniul abaterilor de măsurare. Fluxurile de căldură sînt calculate în general bine, avînd însă abateri locale, izolate de pînă la 3o%. Aceste diferenţe au în esenţă următoarele cauze :

- imprecizia determinării cîmpului de viteze în zona de recirculaţie a gazelor din focar, obţinute prin măsurători la rece pe focarul experimental, implică devieri ale desfăşurării procesului curgerii în prima parte a focarului, fig.6.2 a,b,c.
- utilizarea unui model simplificat al arderii "amestec = ars" oferă o desfăşurare a arderii complete prea rapide, fig.6.3 a,b,c.
- distribuţia coeficientului de transfer prin convecţie la pereţii focarului $\alpha_p = f(z)$ a fost obţinută experimental, fiind supusă erorilor de măsurare, fig.6.6;
- calculul schimbului de căldură prin radiaţie cu un model cu două fluxuri radiale, are ca rezultat neglijarea radiaţiei în lungul focarului şi a celei oblice, obţinîndu-se pe peretele frontal valori calculate mai mici decît cele măsurate, fig.6.9a,b,c.

În timp ce coeficienţii de convecţie influenţează direct transferul de căldură la pereţii focarului, procesul curgerii şi al arderii acţionează indirect prin distribuţia temperaturilor din camera de ardere asupra transferului de căldură. Comparaţia fluxurilor de căldură prin radiaţie la pereţii focarului, calculate şi măsurate, fig.6.9a,b,c, indică pentru jumătatea anterioară a camerei de ardere un transfer calculat mai mare decît cel măsurat, în timp ce pentru partea posterioară fluxul de căldură calculat este inferior celui măsurat. Deosebirile au ca motiv, înainte de toate, diferenţele dintre temperaturile gazelor mai ridicate în prima parte a focarului şi mai scăzute în a doua parte şi în zonele de recirculaţie, fig.6.5a,b,c.

S-a obţinut o bună concordanţă între distribuţia fluxului net de căldură măsurată şi repartiţia calculată a fluxului total de căldură transmis în lungul focarului, fig.6.1oa,b,c, abaterile fiind sub 1o%.

În ultima porţiune a camerei de ardere fluxurile prin radiaţie au fost mai mari decît se aştepta. O posibilă cauză sînt valorile prea mari ale coeficientului de transfer prin convecţie, determinate experimental.

Concordanţa obţinută între distribuţia fluxului net de căldură la pereţii focarului, calculată şi măsurată, în pofida simplificărilor aduse desfăşurării arderii şi a schimbului de căldură prin radiaţie, cît şi a condiţiilor de efectuate a măsurătorilor experimentale, este bună. Se poate spune că modelul matematic complet al curgerii, arderii şi schimbului de căldură descris în cap.3, este potrivit studierii fenomenelor din focarele axial-simetrice ce utilizează combustibil gazos. Deşi a fost conceput pentru studiul distribuţiei fluxului total de căldură, utilitatea modelului se extinde şi asupra proceselor parţiale. Astfel, ponderea de 4o% a schimbului de căldură prin convecţie la transferul total de căldură (neaşteptat de mare) este un exemplu că şi procesele parţiale determinate greu experimental, pot fi tratate bine cu ajutorul modelelor matematice.

6.5. COMPARAŢIA DISTRIBUŢIEI FLUXULUI NET DE CĂLDURĂ CALCULAT ŞI MĂSURAT PENTRU FLACĂRA G-o4; S = o; S = o,5; S = 1

Aşa cum s-a arătat în paragraful 6.1, pe lîngă flacăra G-o2 pentru care s-au efectuat experimentări complete ale proceselor parţiale, au fost întreprinse măsurători privind cîmpul de temperaturi, de concentraţii gazoase, precum şi distribuţia fluxului de căldura la pereţii focarului pentru o flacără cu sarcina dublă G-o4.

După cum era de aşteptat, datorită asemănării gazodinamice a celor două flăcări, cîmpurile calculate ale curgerii şi amestecului au fost analoage cu cele calculate pentru flacăra G-o2, fig. 6.2a,b,c. Acest lucru se explică şi prin faptul că la numere REYNOLDS mari ($Re > 10^4$) spectrul liniilor de curent şi cîmpul amestecului este independent de debitul masic al curenţilor la intrare.

Determinarea coeficienţilor de transfer convectiv de căldură la pereţii focarului s-a făcut în funcţie de coeficienţii obţinuţi experimental pentru flacăra G-o2, în dependenţă cu debitele masice insuflate /59/

$$\alpha_{II} = \alpha_I \left(\frac{\dot{m}_{II}}{\dot{m}_I} \right)^{0,57} \qquad (6.5\text{-}1)$$

ntru $\frac{\dot{m}_{II}}{\dot{m}_I} = 2$ relaţia (6.5-1)devine

$$\alpha_{II} = 1,48\ \alpha_I \tag{6.5-2}$$

Fluxurile de căldură preluate de apa de răcire pe zonele focarului sînt prezentate în Tabelul 6.6, iar bilanţul termic în Tabelul 6.7 pentru flacăra G-o4.

Tabelul 6.6. Fluxul net de căldură la pereţii focarului.

Zona perete / Flacăra	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	Total [kW]
G-o4; S = o	12,4	16,3	22,6	27,2	42,5	38,7	28,7	25,4	213,8
G-o4; S = o,5	14,8	2o,1	29,6	43,2	35,1	26,2	24,5	2o,3	213,8
G-o4; S = 1	18,1	29,3	44,1	35,6	26,5	24,3	19,7	16,2	213,8

Tabelul 6.7. Bilanţul termic al focarului.

$\dot{Q}$ [kW] / Flacăra	INTRĂRI				IEŞIRI		
	Q_{ch} combust.	Q_{fizic} combust.	Q_{fizic} aer	Total	Q_{net} apă răcire	$Q_{pierd.}$	Total
G-o4	4o5,4	o,6	13,4	419,4	213,8	2o5,6	419,4

Fluxul net de căldură la pereţii focarului pentru flacăra G-o4; S = o; o,5 şi 1, calculat şi măsurat, este reprezentat în fig.6.11a,b,c.

Comparînd distribuţiile fluxului de căldură la pereţii focarului al flăcării G-o4 cu cele ale flăcării G-o2, se remarcă nivelul mai scăzut al cantităţii de căldură calculate în zona degajării maxime de energie (z = o,75 ÷ 1,75 m). Avem însă o concordanţă mai bună în partea anterioară şi posterioară a focarului, între datele experimentale şi cele calculate. Aceste devieri sînt cauzate în mare parte de starea de supraîncărcare termică a pereţilor focarului, care este dimensionat pentru un debit de 2o÷25 kg metan/oră. Astfel fluxurile de căldură şi temperaturile peretelui măsurate se găsesc peste starea de echilibru condiţionată prin calcul. Parţial, contribuie şi formarea mai intensă a funinginii, a cărei influenţă suplimentară asupra schimbului de căldură prin radiaţie nu a fost luată în considerare.

Nivelul general mai ridicat al temperaturilor din focar a dus la modificarea participării schimbului de căldură prin radiaţie la transferul global cu 2% (pentru flacăra G-o2 - $\dot{Q}_R$ = 6o% şi G-o4 - $\dot{Q}_R$ = 62%), cu aceeaşi cantitate diminuîndu-se partea convec-

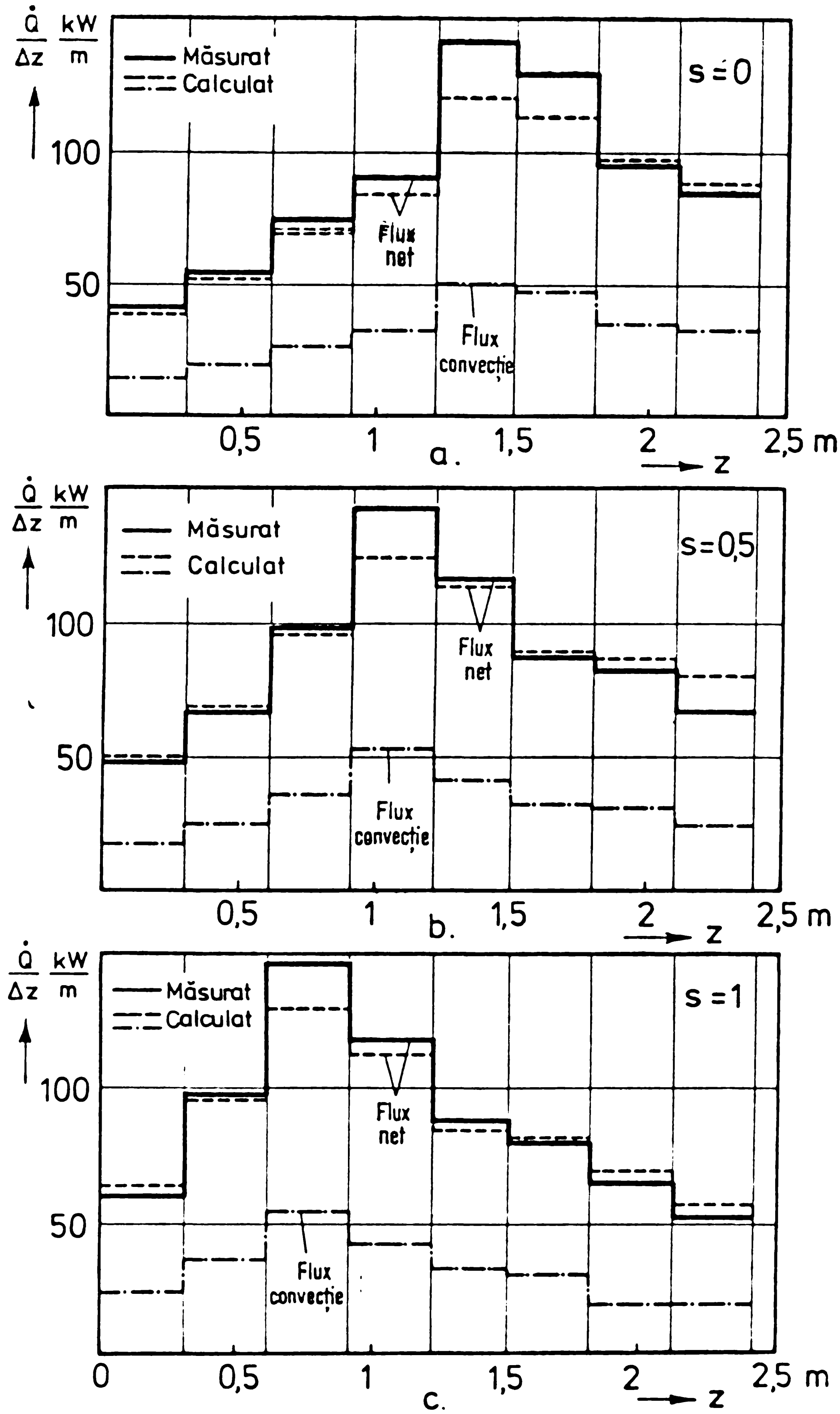


Fig.6.11a,b,c. Distribuţia calculată şi măsurată a fluxului de căldură la pereţii focarului pentru flacăra G-o4.

Compararea datelor calculate şi măsurate pentru ambele flăcări studiate descrisă în acest capitol, arată că modelul matematic dezvoltat în capitolul 3 calculează cu o exactitate bună atît distribuţia fluxului de căldură în focar cît şi procesele parţiale ale curgerii, amestecului şi arderii.

6.6. APRECIERI CRITICE ASUPRA REZULTATELOR OBŢINUTE

Rezultatele obţinute cu modelul matematic al arderii şi transferului de căldură al flăcărilor de difuzie a gazului metan se pot aprecia din două puncte de vedere şi anume, referitor la prezicerea :

- transferului global de căldură şi
- al amestecului şi arderii pe axa de simetrie în apropierea arzătorului.

Transmiterea totală de căldură în focarele care utilizează flăcările difuzive de gaz metan se poate calcula precis cu modelul matematic dezvoltat. Astfel, pentru calculele inginereşti este suficient să se folosească un model simplificat al arderii şi schimbului de căldură prin radiaţie. Pentru prevederea fluxului de căldură al flăcărilor turbionate, trebuie cel puţin o constantă a modelului turbulenţei să fie modificată. Procedeul nu este cert şi i se pot aduce îmbunătăţiri în continuare.

Profile exacte ale concentraţiilor şi temperaturilor pe axa de simetrie în apropierea arzătorului nu au putut fi obţinute. O astfel de prezicere este necesară dacă cu modelul matematic se încearcă calculul formării oxizilor de azot sau se studiază stabilitatea flăcării.

Pentru cercetări ulterioare în vederea îmbunătăţirii modelelor de calcul ale proceselor de ardere se propune :

- luarea în considerare a turbulenţei la modelul arderii şi precizarea influenţei lui asupra fluctuaţiilor fracţiei amestecului şi a vitezei finite de reacţie a componentelor chimice active;
- formulări îmbunătăţite ale corelaţiilor ce apar în termenul de sursă al bilanţurilor materiale ale componentelor care reacţionează.

Măsurile prezentate pentru îmbunătăţirea modelului arderii cer însă cheltuieli foarte mari de calcul, care în actualul stadiu de dezvoltare al informaticii în ţara noastră nu pot fi realizate.

7 APLICAŢII ALE MODELULUI MATEMATIC

În general, odată cu compararea datelor furnizate de calcul (modelul matematic) cu rezultate obţinute pe o altă cale (ex. experimentală) se realizează ultima etapă, de validare a modelului matematic prelucrat pe calculator.

Un model matematic bun se caracterizează prin : claritate, universalitate şi eficacitate.

Existenţa unui model (algoritm de calcul) pentru o anumită clasă de probleme permite rezolvarea oricărei probleme din clasa respectivă, după un număr finit de paşi.

Se va încerca în continuare, în lumina celor prezentate mai sus, o extensie a modelului matematic elaborat în lucrare pentru alte două aplicaţii practice.

7.1. ARDEREA SUB PRESIUNE A COMBUSTIBILILOR GAZOŞI

Unele tipuri de generatoare magnetohidrodinamice (MHD) utilizează în camera de ardere combustibili gazoşi arşi în aer sau în aer îmbogăţit cu oxigen. Aerul insuflat fiind preîncălzit la 8oo ÷ 15oo°C, în urma arderii intensificate se obţin gaze arse la 22oo ÷ 26oo°C (plasmă) care trec prin canalul MHD cu viteză supersonică datorită presiunii existente în camera de combustie. Pentru studiul proceselor de ardere şi proiectarea acestor camere, influenţa şi cunoaşterea distribuţiei presiunilor are o importanţă deosebită.

Modelul matematic dezvoltat în capitolul 3 a avut ca scop major studiul proceselor din focarele generatoarelor de abur - în special cele cu tub de flacără, la care arderea se poate considera că se desfăşoară la presiune atmosferică.

Prin introducerea vitezei unghiulare a vîrtejului $\vec{\omega}$ şi aplicarea operatorului rot asupra ecuaţiei (3.1-19) (ec. de bilanţ a impulsului NAVIER-STOKES), presiunea statică a fost eliminată (rot grad p = o), obţinîndu-se o ecuaţie de bilanţ pentru $\vec{\omega}$. Scopul introducerii lui $\vec{\omega}$ a fost numai pentru a elimina presiunea statică şi a face mai uşoară rezolvarea ecuaţiilor (vezi cap.3).

Reintroducerea presiunii statice în ecuaţia (3.1-19) se face cu uşurinţă dacă a fost calculată funcţia de curent Ψ şi mărimile derivate din ea (v_z, v_r, v_θ, η_{ef}), care în programul descris în lucrare au fost rezolvate.

Astfel, prin explicitarea ecuaţiei (3.1-19) în funcţie de presiunea statică, se obţin următoarele două ecuaţii diferenţiale în coordonate cilindrice :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left\{ \eta_{ef} \left[2\,\frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\,\mathrm{div}\ V \right] - \rho v_z^2 \right\} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left\{ r\eta_{ef}\left[\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right] - r\,\rho v_z v_r \right\} \qquad (7.1\text{-}1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r}\left\{ \rho v_\theta^2 - \eta_{ef}\left[\frac{2v_r}{r} - \frac{2}{3}\,\mathrm{div}\ V \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial z}\left\{ \eta_{ef}\left[\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right] - \rho v_z v_r \right\} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left\{ r\ \eta_{ef}\left[2\,\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\,\mathrm{div}\ V \right] - r\,\rho v_r^2 \right\} \qquad (7.1\text{-}2)$$

unde

$$\mathrm{div}\ V = \frac{1}{r}\left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r}\,\frac{\partial r v_r}{\partial r} \right)$$

Fiecare din ecuaţiile (7.1-1) şi (7.1-2) poate fi folosită la calculul presiunii statice, prin integrarea acesteia de-a lungul unei traiectorii alese între două puncte de referinţă A şi B.

$$\int_A^B \frac{\partial p}{\partial z(r)}\,dz(r) \cong p_A + \frac{1}{2}\left\{ \left[\frac{\partial p}{\partial z(r)} \right]_A + \left[\frac{\partial p}{\partial z(r)} \right]_B \right\}\left\{ [z(r)]_B - [z(r)]_A \right\} \qquad (7.1\text{-}3)$$

Deoarece presiunea statică este un scalar, diferenţa $p_B - p_A$ trebuie să aibă aceeaşi valoare, indiferent de traiectoria (direcţia) aleasă; acest fapt poate servi la verificarea exactităţii calculelor anterioare determinării presiunii statice.

În camerele de ardere MHD cît şi în cele ale motoarelor cu reacţie, variaţia presiunii statice afectează intens proprietăţile amestecului gazos. Pentru aceasta determinarea presiunii nu trebuie lăsată la sfîrşit, ci trebuie introdusă la fiecare etapă de calcul al procesului iterativ, pentru a îmbunătăţi mărimile fizice caracteristice ale gazelor (în deosebi masa specifică).

Cînd efectul presiunii statice asupra masei specifice este mare, convergenţa ciclului iterativ poate să fie periclitată pe motivul că ecuaţiile diferenţiale îşi pierd caracterul eliptic şi devin hiperbolice. Experienţa puţină în acest domeniu nu permite o concluzie certă /1o2/.

Pentru studiul distribuţiei presiunii statice în focarul tub de flacără studiat, autorul a testat o subrutină de calcul (PRESCT) cu rezultate bune /76/, Apelarea subprogramului a fost făcută o singură dată la sfîrşitul ciclului de iteraţii, fig.4.5 capitolul 4.

S-au integrat succesiv ecuaţiile (7.1-1) şi (7.1-2) după direcţiile z şi r cu relaţia (7.1-3).

Subprogramul PRESCT a folosit pentru evaluarea tuturor derivatelor necesare în expresiile lui $\frac{\partial p}{\partial z}$ şi $\frac{\partial p}{\partial r}$ (ec.7.1-1 şi 7.1-2) funcţia ADF. Schema de calcul, pentru geometria focarului studiat fig.4.4, a presiunii statice, este următoarea :

- valorile presiunii statice sînt calculate pentru cîmpul curgerii din dreapta ordonatei IAB;
- o dreaptă J de referinţă (JREF) este fixată să treacă printr-unul din orificiile de admisie (primar sau secundar);
- valorile presiunii, relativ la cele de la orificiile de intrare sînt calculate cu relaţiile (7.1-1) şi (7.1-3);
- valorile presiunii pentru întregul domeniu format de dreptele IAB şi IC, şi J = 1 la JN (fig.4.4) sînt calculate cu relaţiile (7.1-2) şi (7.1-3);
- în final, este calculată presiunea pe domeniul mărginit de dreptele IC şi IN, şi J = 1 la JC cu ecuaţiile (7.1-1) şi (7.1-3).

Prin alegerea potrivită a pasului reţelei, pentru o porţiune mică a focarului se poate obţine o zonă de suprapunere (ex. I1, I2, I3, J1, J2 şi J3), astfel ca în fiecare nod presiunea să fie calculată succesiv cu ecuaţiile (7.1-1) şi (7.1-2). Se poate verifica astfel exactitatea procedeului numeric, fiindcă,aşa cum s-a mai arătat, cele două valori determinate trebuie să fie apropiate.

7.2. ARDEREA CĂRBUNELUI PULVERIZAT

Modelul matematic dezvoltat în cap.3 pentru studiul proceselor din focare ce utilizează combustibili gazoşi, poate fi adaptat la cercetarea flăcărilor şi a transmiterii căldurii în focare ce ard cărbune pulverizat cu arzătoare dublu-concentrice fără turbionare sau arzătoare cu fantă /1o3/.

Principalele modificări derivă din faptul că flăcările de cărbune pulverizat prezintă o curgere în două faze; în care între faza solidă şi cea gazoasă au loc reacţii eterogene, pe cînd între componentele fazei gazoase reacţiile sînt omogene. Pentru aceasta calculul curgerii trebuie completat cu un model al arderii particulelor de carbon în suspensie. De asemenea trebuie îmbunătăţit calculul schimbului de căldură prin radiaţie prin luarea în considerare a absorbţiei şi emisiei particulelor de carbon în suspensie.

7.2.1. IPOTEZE DE CALCUL

Ipotezele simplificatoare trebuie introduse pentru a menţine volumul şi cheltuielile legate de calcul la un nivel accesibil. Acestea se referă la curgerea în două faze, gaz - particulă solidă, la proprietăţile amestecului combustibil şi comportarea la ardere, la schimbul de căldură al suspensiei.

7.2.1.1. IPOTEZE ALE CURGERII BIFAZICE

- Se presupune că amestecul fază gazoasă - particule solide se deplasează cu aceeaşi viteză.

Cercetările experimentale /loo/ efectuate pentru jeturi libere de aer încărcate cu particule solide neturbionate au arătat că această ipoteză este valabilă numai pentru particule mici ($d < 100\ \mu m$). Ea trebuie introdusă pentru reducerea volumului de calcul şi se potriveşte pentru unele sorturi de cărbuni cum ar fi huila, la care diametrul mediu al particulelor este cuprins între 40÷60 μm.

Ipoteza exclude şi luarea în considerare a separaţiei fazelor datorită acţiunii forţei gravitaţionale.

Cu ipoteza că $\vec{v}_G = \vec{v}_P = \vec{v}$ se pot folosi pentru amestecul celor două faze aceleaşi ecuaţii ale curgerii ca şi în cazul fluidului omogen (ecuaţiile 3.4-14), dacă masa specifică ρ este înlocuită cu densitatea amestecului ρ_m

$$\rho_m = \rho_G + \rho_P = \frac{p}{\mathcal{R} T \sum \frac{m_{j,G}}{\mathcal{M}_j}} \tag{7.2-1}$$

la care s-a neglijat volumul ocupat de particule, astfel că suma de la numitor se referă doar la faza gazoasă $m_{j,G}$ a suspensiei.

- Pentru bilanţul material al particulelor solide se presupune că variaţia masei unei clase de diametre de particule datorită schimbului turbulent, este asemănătoare cu faza gazoasă a amestecului şi poate fi definită printr-o expresie de tip gradient

$$\vec{J}_{C,1} = + \bar{\rho}_m \overline{m'_{C,1} \cdot \vec{v}'} = - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{ef,C,1}} \operatorname{grad} \bar{m}_{C,1} \tag{7.2-2}$$

$\vec{J}_{C,1}$ - fiind densitatea fluxului material a primei fracţiuni a particulei;

$\bar{m}_{C,1}$ - concentraţia masică a particulelor în suspensie.

Astfel, bilanţul material al concentraţiei primei clase de particule este :

$$\operatorname{div}(\bar{\rho}_m \bar{m}_{C,1} \cdot \vec{v} - \frac{\eta_{ef}}{\sigma_{ef,C,1}} \operatorname{grad} \bar{m}_{C,1}) - \bar{R}_{C,1} = 0 \tag{7.2-3}$$

Faptul că diferitele clase de diametre de particule reacţionează deosebit la fluctuaţiile turbionare, poate fi luat în considerare în modelul de calcul prin diferitele valori date numerelor SCHMIDT efective. $\sigma_{ef,C,1} \gg 1$ ar însemna că schimbul turbionar pentru particulele primei fracţiuni aproape nu există. La o curgere închisă, aceste particule nu ar ajunge în zona de recirculaţie.

7.2.1.2. IPOTEZE PRIVIND PROPRIETĂŢILE PRAFULUI DE CĂRBUNE, ARDEREA ŞI TRANSFERUL DE CĂLDURĂ

a) Proprietăţile prafului de cărbune

- Se presupune că praful de cărbune este format doar din carbon şi substanţe minerale uscate. Mineralele sînt tratate ca particule inerte separate care formează cenuşa.
- Conţinutul de volatile combustibile ale cărbunelui sînt introduse separat în formă gazoasă şi reacţionează instantaneu cu oxidantul. În componenţa curentului primar de gaze se adaugă şi oxigenul, azotul, vaporii de apă.
- Particulele de carbon şi cenuşă au formă sferică.
- Se specifică o serie de clase de diametre a particule de carbon din analiza granulometrică (de preferat un număr nu prea mare pentru a nu mări volumul de calcul) cu acelaşi diametru a cărei concentraţie masică $\bar{m}_{C,1}$ este tratată ca o variabilă dependentă în ecuaţia (7.2-3) (ec.generală de bilanţ).

Pentru stabilirea claselor de diametre ale particulelor de carbon se folosesc curbele măsurate ale distribuţiei granulometrice. În fig.7.1 este prezentat un exemplu de aproximare a măsurătorilor granulaţiei în cinci clase de diametre.

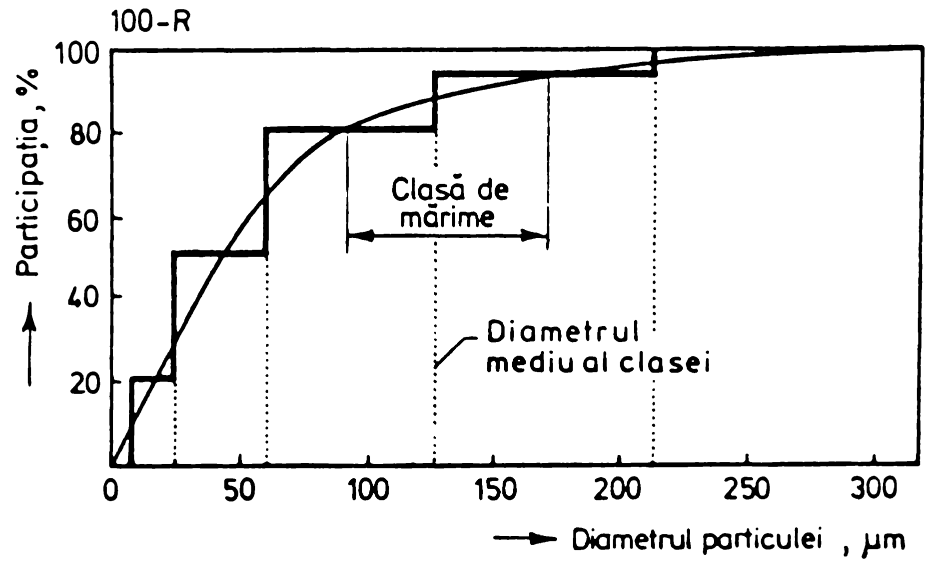
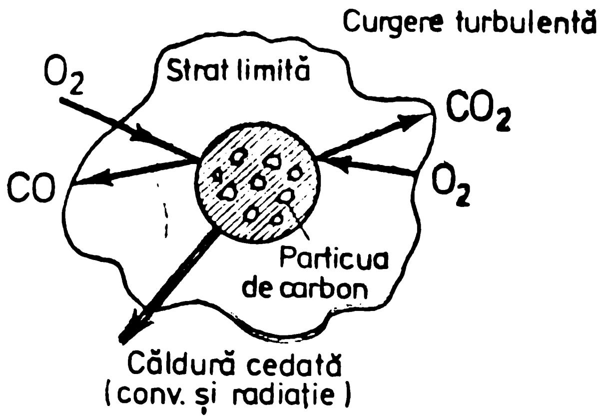


Fig.7.1. Aproximarea curbei de distribuţie granulometrică pentru cinci clase de diametre medii.

b) Arderea carbonului

- GIBSON şi MORGAN /43/, în urma experimentărilor întreprinse şi a datelor furnizate de bibliografie, propun modelul arderii particulei de carbon în care se presupune că O_2 difuzează pînă la suprafaţa particulei, fig.7.2.



Reacții chimice în particula de carbon :

$$2C + O_2 \longrightarrow 2CO$$

sau $$C + O_2 \longrightarrow CO_2$$

Fig.7.2. Modelul arderii particulei de carbon în suspensie /43/.

Reacția eterogenă a C cu O_2 poate să ducă la obținerea CO sau direct a CO_2. Deoarece oxidarea CO în afara stratului limită se desfășoară foarte rapid mai ales la arderea cu exces de aer, se poate utiliza cu o bună aproximație în modelul matematic reacția brută :

$$C + O_2 \longrightarrow CO_2 \qquad (7.2\text{-}4)$$

Coeficienții stoechiometrici ai relației (7.2-4) se adoptă funcție de compoziția cărbunelui utilizat, iar pentru calculul căldurii degajate de reacție se consideră puterea calorifică inferioară.

- Viteza de reacție la arderea particulelor de carbon sau cocs în suspensie se raportează la suprafața exterioară a acestora, care reacționează cu oxigenul.

$$R_S = \frac{1}{\frac{1}{k_S} + \frac{1}{k_D}} \cdot \bar{p}_{O_2} \left[\frac{kg_C}{m^2 . s}\right] \qquad (7.2\text{-}5)$$

unde k_S - este coeficientul vitezei de reacție la suprafața particulei;

k_D - coeficientul de difuzie al O_2 prin stratul limită din jurul particulei;

$\bar{p}_{O_2}$ - concentrația O_2 la suprafața de reacție (funcție de difuzie);

k_S este exprimat de obicei printr-o relație tip ARRHENIUS :

$$k_S = A_f \, e^{-\frac{E_f}{\mathcal{R} T_c}} \left[\frac{kg_C}{m^2 . s . bar_{O_2}}\right] \qquad (7.2\text{-}6)$$

Relația pentru k_S are un grad mare de aproximare, fiindcă se referă la suprafața echivalentă sferică a particulei. În mod real suprafața care ia parte la reacție este mai mare, ținîndu-se seama de porozitatea granulei. De asemenea procesul arderii din pori este diferit de cel de la exteriorul particulei. Aceste abateri sînt înglobate în constanta A_f şi parţial în energia de activare E_f (A_f şi E_f coeficienţi ai vitezei de reacţie determinaţi experimental; T_c - temperatura particulei).

k_D - se calculează după FIELD /1o1/ cu expresia :

$$k_D = \frac{4 \mathcal{M}_C \, D_{O_2-N_2}}{x \, \mathcal{R} \bar{T}_m} \tag{7.2-7}$$

cu $\bar{T}_m = \frac{\bar{T}_C + \bar{T}}{2}$; $D_{O_2-N_2} = D_o \left(\frac{\bar{T}_m}{T_o} \right)^{1,75}$

unde $D_o = 3{,}49.10^{-4} \frac{m^2}{s}$ şi $T_o = 1600\,^oK$.

Ipoteza pentru care a fost dedusă relaţia (7.2-7), acceptă că CO ia naştere la suprafaţa granulei şi că numărul NUSSELT al schimbului de substanţă este 2 (nu avem mişcare relativă între particulă şi gaz). Abateri mai însemnate se obţin la particule de granulaţie mare la care există o diferenţă între viteza particulei şi gazului.

- Aşa cum s-a arătat anterior, se presupune că particulele de carbon ard din exterior, diametrul lor se micşorează, avînd însă aceeaşi densitate. S-ar putea lua în considerare şi arderea din interiorul granulei (arderea reală) în modelul matematic, dar ar duce la un volum mare şi cheltuieli suplimentare de calcul, care nu sînt justificate atîta timp cît la o gamă largă de sorturi de cărbune pulverizat arderea preponderentă este din exterior.

- Termenul de sursă $\bar{R}_{C,1}$ din ecuaţia de bilanţ material (7.2.3) al particulelor primei clase de diametre se compune din trei părţi :

$$\bar{R}_{C,1} = + \nu_C \bar{R}_1 + \bar{R}_{1+1 \rightarrow 1} - \bar{R}_{1 \rightarrow 1-1} \tag{7.2-8}$$

în care : $\nu_C \bar{R}_1$ reprezintă diminuarea carbonului pe unitate de volum şi timp în urma reacţiei eterogene (7.2-4) din particulele primei clase de diametru x_1 (viteza de reacţie);

$\bar{R}_{1+1 \rightarrow 1}$ este cantitatea de carbon pe unitatea de volum şi timp care, datorită micşorării diametrului x_1 prin ardere trec din clasa de granulaţie 1+1 în 1;

$\bar{R}_{1 \rightarrow 1-1}$ este partea corespunzătoare de carbon care trece din clasa 1 în 1-1.

Viteza de reacţia $\nu_C \bar{R}_1$ pentru arderea carbonului în cadrul unei clase de particule se poate calcula din viteza de reacţie a granulei simple (7.2-5) înmulţită cu suprafaţa exterioară S_1 corespunzătoare clasei granulometrice.

$$\nu_C \overline{R}_1 = - S_1 \overline{R}_S \qquad (7.2\text{-}9)$$

Aproximarea termenilor $\overline{R}_{1+1 \to 1}$ şi $\overline{R}_{1 \to 1-1}$ se face printr-o formulă cu diferenţe finite relativ la diametrul particulei /43/.

c) Transferul de căldură în curentul aer - praf de cărbune

Arderea cărbunelui pulverizat este însoţită de degajare şi transmitere de căldură, ca şi de disiparea căldurii în mediul ambiant. Transferul de căldură are loc prin conducţie, convecţie şi radiaţie.

Principalele ipoteze simplificatoare sînt :

- particulele de cărbune se găsesc în echilibru termodinamic cu mediul înconjurător;
- numărul NUSSELT pentru schimbul de căldură convectiv la particulă este 2.

Astfel bilanţul termic pentru un nor de particule de diametru mediu x_1 este :

$$- h_C \cdot \nu_C \sum_1 \overline{R}_1 - \frac{2\lambda}{x_1} \frac{\rho_m \sum_1 \overline{m}_{C,1}}{\rho_c \, x_1} (\overline{T}_C - \overline{T}) - \operatorname{div} \vec{\overline{q}}_{R,C} = o \qquad (7.2\text{-}1o)$$

h_C - este căldura degajată la arderea carbonului

λ - conductibilitatea termică a gazelor arse

$$\lambda = \lambda_o \left(\frac{T_o}{T} \right)^{o,82}$$

cu $\lambda_o = 2{,}43.1o^{-5} \frac{kW}{m\,^oK}$ şi $T_o = 273^oK$.

$\operatorname{div} \vec{\overline{q}}_{R,C}$ este densitatea fluxului termic prin radiaţie emis de particulele de carbon.

Amestecului praf de cărbune - gaze de ardere i se aduc următoarele ipoteze privind comportarea la radiaţie :

- particulele de carbon şi cenuşă emit neselectiv radiaţie;
- radiaţia gazelor de ardere este reprezentată prin CO_2 şi H_2O_v;
- radiaţia predominantă este determinată de particulele solide incandescente de carbon şi cenuşă.

Cu aceste ipoteze, pentru un model al radiaţiei ... ă fluxuri (paragraful 3.5) se aproximează transferul prin radiaţie în direcţie radială a norului de praf

$$- \frac{d}{dr}\left(\frac{r^2}{rA_rK_a+1}\frac{dF_r}{dr}\right) - r\left[\frac{4}{3}K_C B_r 6 T_C^4 + \frac{4}{3}(K_G+K_A)B_r 6 T^4 - K_a A_r F_r)\right] = o \quad (7.2\text{-}11)$$

Coeficientul de atenuare al radiaţiei este format din suma :

$$K_a = K_C + K_G + K_A \qquad (7.2\text{-}12)$$

în care K_C - este coeficientul de atenuare al radiaţiei datorită particulelor de carbon. Se calculează în dependenţă de suprafaţa specifică $S_{C,1}$ a fracţiilor granulometrice de concentraţiile locale ρ_m $m_{C,1}$ şi coeficientul de dispersie al radiaţiai X_a.

$$K_C = X_a \frac{1}{4} \bar{\rho}_m \sum S_{C,1} \cdot \bar{m}_{C,1} \qquad (7.2\text{-}13)$$

pentru

$$S_{C,1} = \frac{6}{\rho_C \cdot x_1}$$

K_G - coeficientul de atenuare al radiaţiei datorită CO_2 şi H_2O_v (paragraful 3.5.8);

K_A - coeficientul de atenuare al radiaţiei particulelor de cenuşă. Se determină în acelaşi fel ca şi K_C, doar că suprafaţa specifică S_A este luată apriori.

$$K_A = X_A \frac{1}{4} S_A \cdot \bar{\rho}_m \cdot \bar{m}_A \qquad (7.2\text{-}14)$$

În calculele practice se consideră de obicei $K_C = K_A$.

Pentru termenul div $\vec{\bar{q}}_{R,C}$ ce descriu schimbul de căldură prin radiaţie în ecuaţia de bilanţ termic (7.2-1o), cu coeficienţii precizaţi mai sus, se obţine următoarea formulă de calcul :

$$\text{div } \vec{\bar{q}}_{R,C} \cong \frac{K_C \bar{T}_C^4}{K_C \bar{T}_C^4 + (K_G + K_A)\bar{T}^4} \text{ div } \vec{\bar{q}}_R \qquad (7.2\text{-}15)$$

div $\vec{\bar{q}}_R$ este determinat prin rezolvarea ecuaţiei (7.2-11).

7.2.2. ECUAŢIIIE DE BAZĂ ŞI CONDIŢIILE DE CONTUR

Ca şi în cazul rezolvării flăcărilor de gaz metan, modelul matematic al curgerii, arderii şi transferului de căldură în flăcările închise de cărbune pulverizat, este format din acelaşi sistem de ecuaţii diferenţiale pentru variabilele dependente ω_θ/r, Ψ, rv_θ, k, W şi f, cu următoarele ecuaţii diferenţiale suplimentare :

- 5 ecuaţii (7.2-3) pentru concentraţia $\bar{m}_{C,1}$ a particulelor de carbon considerînd 5 fracţiuni granulometrice;
- ecuaţia (3.3-14e) pentru entalpia suspensiei prafului de cărbune - gaze de ardere şi
- ecuaţia (7.2-11) de calcul al fluxului radiaţiei în direcţie radială.

Ecuaţiile de bilanţ sînt rezolvate pentru speciile chimice C, CO_2, CO, N_2 şi cenuşă; iar m_{O_2} şi m_{CO_2} se calculează cu ecuaţiile pentru $\bar{m}_{C,1}$ şi f în ipoteza că :

$$\sigma_{O_2,ef} = \sigma_{CO_2 ef} = \sigma_{C,1\ ef} = \sigma_{f,ef}$$

Concentraţia cenuşii m_A se determină cu ecuaţia fracţiei amestecului cu condiţia, ca $\sigma_{A,ef} = \sigma_{f,ef}$.

Condiţiile de contur de-a lungul pereţilor ficşi, la ieşirea din focar şi pe axa de simetrie se formulează cu excepţia valorilor la perete ale entalpiei pentru care se foloseşte ecuaţia (3.6-22), în mod similar ca şi la calculul flăcărilor de gaz metan.

Profilele variabilelor la ieşirea din arzătorul dublu-concentric vor fi toate plane, cu excepţia funcţiei de curent Ψ, a cărei desfăşurare rezultă din curenţii de masă alimentaţi.

7.2.3. CALCULUL ARDERII LIGNITULUI PULVERIZAT

În baza contractului Nr.27o5/78 încheiat între ICSITEEM şi Intr. VULCAN Bucureşti /1o4/ s-a întreprins cu modelul de calcul prezentat, un studiu teoretic al curgerii, arderii şi transferului de căldură în focarul cazanului de 1oo t/h abur de la CET Doiceşti, ce utilizează lignit pulverizat şi arzătoare cu fante.

S-a urmărit influenţa unor parametri de funcţionare ca : viteza curentului primar v_p (lignit pulverizat şi aer primar 12% din cel necesar arderii) şi secundar v_s (aer secundar, $\lambda = 1,5$), preîncălzirea aerului secundar de la 1oo - 6oo°C, fineţea de măcinare (distribuţia ROSIN-RAMMLER), asupra desfăşurării arderii complete, a distribuţiei axiale a temperaturilor şi transferului de căldură. Rezultatele complete ale cercetării vor fi preluate din protocolul /1o4/. În continuare se prezintă doar o parte a rezultatelor calculate şi anume influenţa impulsului curentului primar şi secundar, cît şi a fineţei de măcinare, asupra procesului de ardere.

În fig.7.3a,b este redată desfăşurarea cîmpului temperaturilor şi concentraţiei de CO_2 al unei flăcări de lignit pulverizat cu o putere termică de 2ooo kW, obţinută cu un arzător cu fantă într-un focar axial-simetric, pentru două cazuri : 1) v_p = 3o m/s; v_s = 3 m/s şi 2) v_p = 2o m/s; v_s = 25 m/s

Compararea izoliniilor celor două flăcări (1 - flacără tip cuptor de ciment; cu impuls scăzut al aerului secundar şi 2) flacără tip cazan; cu impuls mare al aerului secundar), arată o arde-

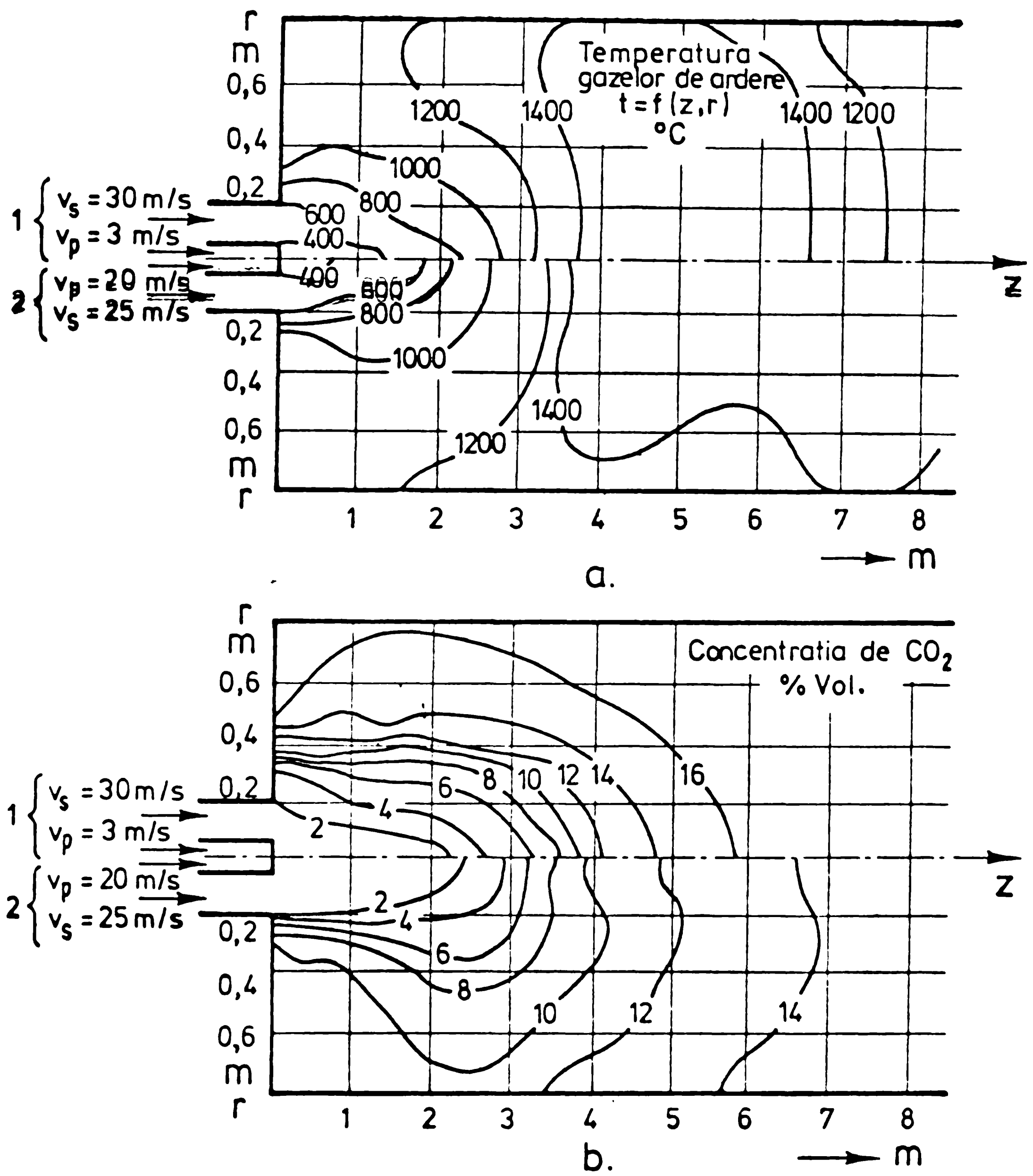


Fig.7.3a,b. Cîmpul calculat al temperaturilor şi concentraţiilor de CO_2 al flăcării de 2000 kW.

re mai bună pentru flacăra tip cazan. Acest lucru este cauzat de impulsul mare al aerului secundar, care asigură o simetrie axială a jeturilor şi a zonei de recirculaţie. Aerul secundar introdus cu impuls scăzut, fiind rece comparativ cu gazele de ardere, cade la baza focarului unde întîlneşte curenţii de recirculaţie pe care-i răceşte, înrăutăţind arderea.

Influenţa repartiţiei particulelor pe fracţiuni asupra procesului de ardere este reprezentată prin distribuţia ROSIN-RAMMLER la variaţia coeficientului de precizie (fineţe) a măcinării b.

$$R = 100 \cdot e^{-\left(\frac{x}{b}\right)^n} \qquad (7.3-16)$$

unde R este restul pe sita cu dimensiunea găurilor de x microni;
b şi n - coeficienţi ce caracterizează precizia şi structura măcinării.

În fig.7.4 sînt prezentate curbele de distribuție granulometrică a prafului de lignit pentru trei cazuri cercetate. Finețea de măcinare scade de la curba a la c.

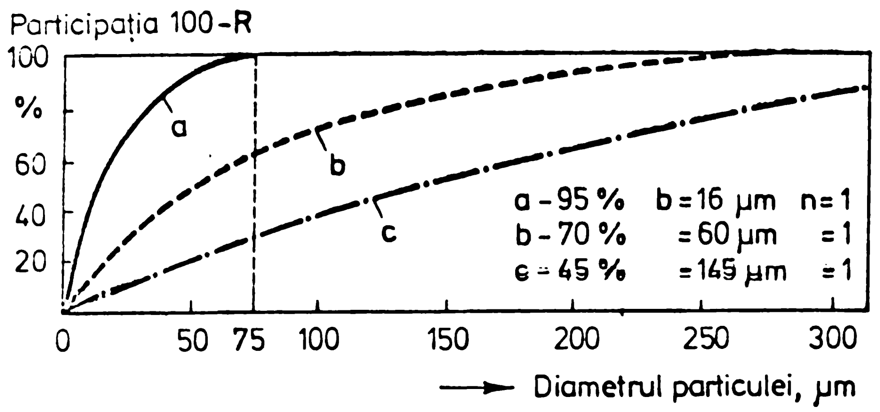


Fig.7.4. Curbele distribuției granulometrice pentru cazurile cercetate.

Procesul arderii complete și repartiția axială a temperaturilor de-a lungul focarului funcție de finețea de măcinare este reprezentată în fig.7.5 și 7.6. Flacăra cu pulbere de granulație mare arde cel mai încet (curba c). Începînd de la o anumită distanță de arzător (z = 6-7 m), pentru toate cele trei cazuri arderea completă devine aproape staționară. Finețea măcinării influențează aprinderea și maximul de temperaturi, în timp ce temperaturile la ieșirea din focar sînt aproximativ egale pentru toate cazurile studiate.

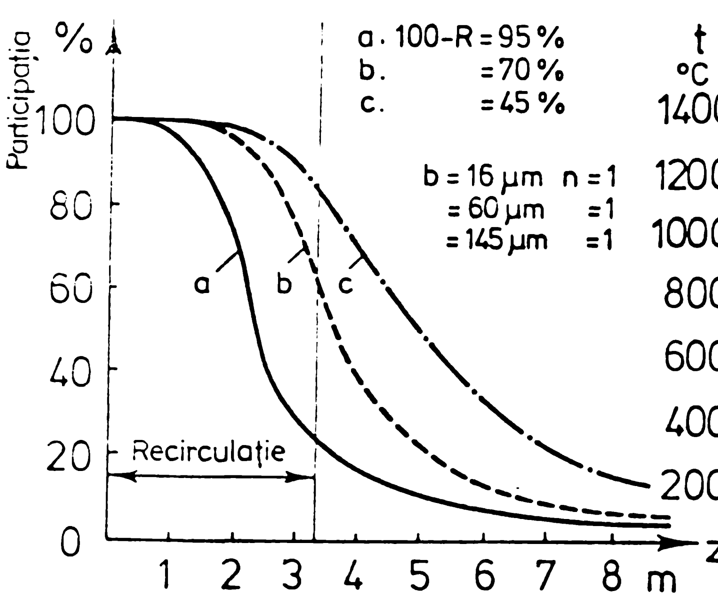


Fig.7.5. Arderea completă a particulelor de diferite diametre (b) de-a lungul focarului.

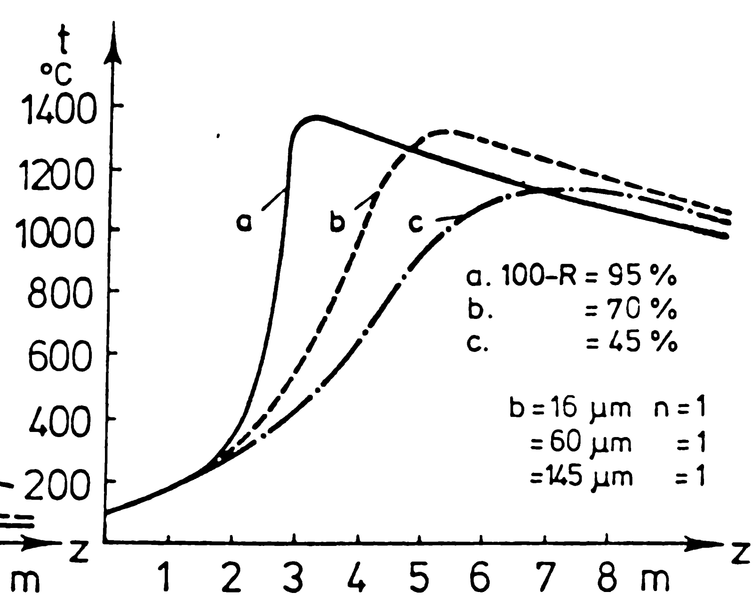


Fig.7.6. Distribuția temperaturilor axiale funcție de diametrul mediu (b) al particulei.

8 SINTEZA ȘI CONCLUZII GENERALE

Problematica lucrării, deși axată pe studiul distribuției fluxului de căldură în focarele generatoarelor de abur, își găsește aplicabilitate în mai toate camerele de ardere industriale. Acest lucru rezultă din maniera în care a fost abordată tema, de a construi un model matematic complet al proceselor din focare și de a-l verifica experimental.

La baza modelului matematic au stat ecuațiile conservării impulsului, materiei și energiei unui fluid care curge și reacționează. Cu astfel de modele de calcul este posibil să se prevadă, fiind date condițiile de contur corespunzătoare funcționării unui focar, cîmpurile complete ale vitezelor, concentrațiilor și temperaturilor din flacără și camera de ardere, cît și distribuția fluxului de căldură la pereții focarului. Cunoașterea proceselor parțiale enumerate, pe lîngă interesul practic pe care-l reclamă, sînt necesare pentru evaluarea repartiției fluxului de căldură din focar.

La trecerea în revistă a bibliografiei consultate, s-a arătat că modelele matematice ale arderii și transferului de căldură în camere de ardere au fost clasificate în modele zerodimensionale (globale), unidimensionale și pluridimensionale. În cadrul modelelor pluridimensionale s-a făcut deosebirea în modelele care, pe baza așa-numitei "metode a zonei", determinau doar bilanțul energetic al camerei de ardere, și modele care rezolvau ecuațiile de transport. Au fost prezentate avantajele și dezavantajele celor două tipuri de modele și s-a arătat că modelele de calcul pe baza rezolvării ecuațiilor de transport pot da, cu numărul cel mai redus de date de intrare, rezultatele cele mai complete. Dezvoltarea lor este deschisă în ceea ce privește modelul turbulenței, cinetica arderii și mai ales transferul de căldură prin radiație.

Principiul de bază, care a stat la elaborarea modelului matematic, a fost tratarea unitară a proceselor din focar prin efectuarea bilanțurilor diferențiale și apoi generale (globale). Pe această bază a fost posibil să se coreleze în relații funcționale mărimile fizice care determină fenomenul. Din bilanțurile efectuate pe volume elementare se obțin ecuații diferențiale, iar prin integrarea acestora, în limite date, bilanțurile generale.

Pornind de la ecuația de bilanț generală, pentru o proprietate specifică φ , a unui mediu continuu care curge şi ale cărui componente reacţionează, s-au dedus ecuaţiile de bază pentru masa totală şi speciile chimice, impulsul total şi entalpia totală. S-a folosit cu precădere descrierea după EULER a mişcării fluidului, ecuaţiile diferenţiale au fost prezentate în general vectorial şi tensorial.

Prin introducerea valorii medii şi pulsatorii, iar apoi a medierii în timp a acestora, ecuaţiile momentane de bilanţ s-au transformat în ecuaţii ce descriu curgerea turbulentă a fluidului. In aceste ecuaţii au apărut termenii de corelaţie pentru fluctuaţiile vitezei şi proprietăţile bilanţate, care reprezintă matematic schimbul mărit prin turbulenţă. Evaluarea acestor termeni de corelaţie necunoscuţi se face prin modele ale turbulenţei. Un model al turbulenţei special a fost utilizat în lucrare : aşa-numitul model k-W, şi descris în detaliu. Ca şi la alte modele similare, în analogie cu schimbul laminar, la modelul k-W al turbulenţei s-au introdus mărimile de schimb turbulent şi s-a definit o viscozitate turbulentă.

După simplificări succesive şi includerea modelului k-W al turbulenţei s-a obţinut o formă unică, rezolvabilă prin metode numerice, a ecuaţiilor de transport (formă standard). Sistemul de ecuaţii diferenţiale a fost scris în coordonate cilindrice cu introducerea funcţiei de curent şi a vitezei unghiulare a vîrtejului ca variabile dependente.

Condiţiile de contur aferente rezolvării ecuaţiilor de transport au fost precizate în detaliu, fiind corelate cu sistemul de coordonate ales pentru studiul proceselor axial-simetrice. O atenţie deosebită s-a acordat descrierii condiţiilor de intrare pentru arzătorul de difuzie dublu-concentric, utilizat frecvent în focarele industriale. Formulările mai greoaie matematice, ale condiţiilor de contur la pereţi în stratul limită turbulent au fost simplificate prin "funcţii ale peretelui".

Descrierea matematică a proceselor din focare a fost completată prin introducerea modelului arderii şi al transferului de căldură prin radiaţie.

Reacţiilor omogene ale gazului metan i-au fost ataşate un model simplu cu o singură reacţie brută, cu viteză infinită, la care a fost neglijată influenţa turbulenţei asupra desfăşurării reacţiei.

Fluxul de căldură prin radiaţie, în marea majoritate a focarelor industriale, depăşeşte cu mult pe cel prin convecţie.

Pentru aceasta, s-a insistat mai mult la modelarea schimbului de căldură prin radiaţie. S-a făcut deosebire între metoda geometrică de tratare a schimbului de căldură prin radiaţie şi metoda mult mai apropiată de fenomenul fizic a dependenţelor dintre lungimea de undă şi factorii energetici de emisie şi absorbţie ai gazelor de ardere. În ipoteza radiaţiei neselective, ecuaţiile de transport ale radiaţiei pot fi exprimate cu ajutorul aşa-numitelor "modele de curgere". Acestea pot fi aduse la forma generală a ecuaţiei de bilanţ a curgerii şi incluse în procedeul general de rezolvare numerică.

Aplicarea modelului dezvoltat în lucrare se referă în primul rînd la flăcările de difuzie a combustibililor gazoşi, staţionare, axial-simetrice cu curenţi de recirculaţie. Rezolvarea numerică a ecuaţiilor diferenţiale cu condiţiile de contur aferente s-a făcut prin metoda diferenţelor finite pe cale iterativă cu procedeul GAUSS-SEIDEL. Au fost discutate la acest procedeu de calcul căile de asigurare a convergenţei procesului iterativ, în special prin subrelaxare.

Modelul matematic este considerat pentru prima dată sistem, în care mărimile de intrare şi structura proprie determină mărimile de ieşire, fapt pus în evidenţă şi de organizarea programului de calcul. Pentru cazul practic, studiat în detaliu, al flăcării difuzive de gaz metan, s-au precizat ipotezele de calcul, ecuaţiile de bază cu condiţiile de contur şi constantele modelului matematic. Programul scris în limbaj FORTRAN-IV este descris amănunţit în ceea ce priveşte organizarea şi prezentarea subprogramelor, a simbolurilor FORTRAN utilizate, pentru a face cît mai uşoară înţelegerea şi aplicarea lui de către utilizator. Este ataşat un rulaj complet (listing) pentru una din flăcările studiate.

Cercetările experimentale întreprinse au avut ca scop verificarea modelului matematic pe o cameră de ardere comparabilă cu dimensiune şi condiţii de contur cu focarele tub de flacără a generatoarelor de abur industriale.

Arzătorul de difuzie dublu-concentric utilizat, a permis introducerea unei game largi de debite ale curentului primar şi secundar, cît şi turbionarea aerului de combustie. Au fost efectuate măsurători pentru două flăcări cu sarcină termică diferită, cu şi fără turbionarea aerului insuflat. Programul de măsurători şi aparatura folosită a furnizat date exacte privind procesele parţiale şi distribuţia fluxului de căldură la pereţii focarului.

Din compararea datelor furnizate de calcul cu cele obţinute experimental rezultă o precizie bună a distribuţiei fluxului de căldură calculat cu un model al arderii cu o singură reacţie brută cu viteză infinită, cuplat cu un model al radiaţiei cu două fluxuri. Influenţa diferenţelor dintre valorile calculate şi măsurate ale proceselor parţiale asupra distribuţiei fluxului de căldură a fost redusă. Erorile care au intervenit la determinarea condiţiilor de contur necesare rezolvării numerice, ca de exemplu coeficientul de transfer prin convecţie şi implicit temperaturile efective ale gazelor de ardere şi pereţilor au introdus abateri de acelaşi ordin de mărime.

Ţinînd seama că, pe lîngă datele cunoscute ale geometriei focarului şi arzătorului, a încărcării camerei de ardere şi a constantelor ce descriu procesele parţiale fizice şi chimice preluate din literatura de specialitate, au fost folosiţi doar coeficienţii de transmitere a căldurii prin convecţie, determinaţi experimental prin modelare aerodinamică a camerei de ardere, rezultă principalul avantaj al modelului, de a necesita foarte puţine date de intrare a căror valoare este supusă incertitudinii.

Comparaţiile prezentate furnizează argumentul că scopul principal al acestei lucrări, de a elabora un model matematic a distribuţiei fluxului de căldură în focarele generatoarelor de abur, a fost îndeplinit.

Abaterile semnalate între distribuţia curgerii, arderii (concentraţii) şi temperaturilor pe axă în apropierea arzătorului sînt cauzate în principal de presupunerea structurii regulate a turbioanelor (constantele modelului turbulenţei) şi de modelul mult simplificat al arderii. Aceste abateri se regăsesc şi pentru flăcările turbionate, la care pentru a obţine un calcul bun al transferului de căldură, a fost modificată o constantă a modelului turbulenţei, făcînd-o dependentă de viteza tangenţială.

În continuare, dezvoltarea unui model al radiaţiei cu patru sau şase fluxuri ar aduce îmbunătăţiri distribuţiei fluxului de căldură prin radiaţie, rezolvat cu modelul cu două fluxuri radiale.

Aşa cum s-a mai arătat, modelul matematic elaborat iniţial pentru studiul proceselor din focarele generatoarelor de abur, care utilizează combustibili gazoşi, poate fi extins, cu mici modificări, la arderea în condiţii speciale sau arderea diferitelor sorturi de combustibili.

Arderea sub presiune a combustibililor gazoşi în generatoare magnetohidrodinamice (MHD) sau în camerele de ardere ale motoarelor cu reacţie, impun luarea în considerare a presiunii statice, ca factor determinant în desfăşurarea proceselor aerotermochimice şi a solicitărilor pereţilor camerei. Reconsiderarea presiunii statice se face prin explicitarea acesteia din ecuaţia de bilanţ a impulsului, în care restul variabilelor au fost determinate în etapele anterioare de calcul ale programului. Din punct de vedere al algoritmului de calcul, evaluarea presiunii statice constituie o metodă de verificare a exactităţii calculelor anterioare.

O altă utilizare a modelului matematic o constituie calculul flăcării neturbionate şi al transferului de căldură în focare care ard cărbune pulverizat. Adaptarea modelului de calcul s-a făcut cu o serie de simplificări privind curgerea bifazică a amestecului de gaze - particule solide, a mecanismului arderii componentelor gazoase, volatile şi a particulei de carbon, cît şi a transferului de căldură în suspensie. Cele mai importante simplificări s-au referit la curgere, unde s-a presupus că nu există viteză relativă între faza gazoasă şi solidă. De asemenea modelul schimbului de căldură prin radiaţie s-a considerat cu două fluxuri. Pentru calculul flăcării de difuzie turbionate neglijarea vitezei relative între gaz şi particulă nu mai este valabilă, rezolvarea curgerii reclamînd un model tridimensional.

Aprecierile critice asupra modelului matematic al curgerii, arderii şi transferului de căldură în focare, dezvoltat în lucrare, se pot rezuma la următoarele :

- pentru flăcările de difuzie a combustibililor gazoşi obţinute în focare axial-simetrice se pot obţine cu modelul de calcul descris preziceri cantitative corecte a tuturor variabilelor flăcării. Totuşi aceste prevederi, în special pentru flăcările turbionate, depind încă de o serie de constante empirice, care, în ciuda optimismului iniţial, nu s-au dovedit a fi universale;
- aşa cum s-a arătat, modelul de calcul propus se poate îmbunătăţi în multe amănunte. Din păcate, majoritatea acestor modificări cer cheltuieli şi volum mare de calcul, care este deja suficient de laborios;
- progrese importante se pot obţine prin reanalizarea modelelor parţiale ale curgerii turbionate, a desfăşurării reacţiei de ardere cu mai multe componente chimice şi ale unui model îmbunătăţit al radiaţiei.

Cu toate dezavantajele enumerate, studiul proceselor din focarele industriale cu ajutorul modelelor matematice constituie o cale deschisă în viitor. Aceste modele sînt un instrument evoluat de înţelegere şi studiu al interdependenţelor complexe a fenomenelor curgerii, arderii şi transferului de căldură în camere de ardere. Se pretează foarte bine la cercetarea sistematică a influenţei calitative a parametrilor de lucru asupra variabilelor flăcării şi focarului, înlocuind în întregime experimentul.

9 BIBLIOGRAFIE

/1/ * * * Programul-Directivă de cercetare şi dezvoltare în domeniul energiei pe perioada 1981-1990 şi orientările principale pînă în anul 2ooo. Editura Politică, Bucureşti, 1979.

/2/ KNORRE,F.G. : Topocinîe proţesî. Gosenergoizdat, 1959.

/3/ STAMBULEANU,A : Flacăra industrială. Editura tehnică, Bucureşti, 1971.

/4/ PANOIU,N., GRECOV,D., UNGUREANU,C., SINGER,G., CARABOGDAN,I.: Instalaţii de ardere. Editura tehnică, Bucureşti, 1968.

/5/ GRECOV,D., IORDACHE,I., ANTONESCU,N.: Arderea combustibililor gazoşi. Editura Academiei R.S.R. Bucureşti, 1969.

/6/ GÜNTHER,R.: Verbrennung und Feuerungen. Springer-Verlag, Berlin, 1974.

/7/ SCHMIDT,E.: Einführung in die Technische Termodynamik. Springer-Verlag, Berlin, 1963.

/8/ * * * V.D.I. - Wärmeatlas.

/9/ ISACHENKO,V.,P., OSIPOVA,V.,A., SUKOMEL,A.,S.: Heat Transfer. Mir publishers, Moscow, 1977.

/1o/ HOTTEL,H.,C., SAROFIM,A.,F.: Radiative Transfer. Mc.Graw-Hill Book Company, 1967.

/11/ VISKANTA,R.: Radiation Transfer and Interaction of Convection with Radiation Heat Transfer. Advances in Heat Transfer, vol.3. Academic Press, London and New-York, 1966.

/12/ BLOH,A,G, : Osnovî teplobmena izluceniem. Moskva - Leningrad, 1962.

/13/ LANDAU,L.,D., LIFSHITZ,E.,M.: Fluid Mechanics. Mir publishers Moscow 1971.

/14/ GYARMATI,I.: Non-equilibrium Thermodynamics. Springer-Verlag, Berlin, 197o.

/15/ KOLMOGOROV,A.,N.: Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid. Izv.Akad.Nauk S.S.S.R. Ser.Phys. 6. Nr.1/2, p.56-58, 1942.

/16/ PRANDTL,L.: Bemerkungen zur Theorie der freien Turbulenz. ZAMM 22, p.241-243, 1942.

/17/ ROTTA,J.: Turbulente Strömungen. B.G.Teubner. Stuttgart, 1972.

/18/ THRING,M.,W., NEWBY,M.,P.: Combustion Length of Enclosed Turbulent Jet Flames. 4-th Symposium on Combustion. Baltimore, 1953.

/19/ CRAYA,A., CURTET,R.: Sur l'évolution d'un jet en espace confié. C.R. Acad.Sci. 1955.

/2o/ GOSMAN,A.,D., PUN,W.,M., RUNCHAL,A.,K., SPALDING,D.,B., WOLFSHTEIN,M.: Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows. Academic Press, London and New-York, 1969.

/21/ ZUBER,I.: Ein mathematisches Modell des Brennraums. Monograph and Memoranda Nr.12. Bechovice, 1972.

/22/ RUMMEL,K.: Der Einfluss des Mischungsvorganges auf die Verbrennung von Gas und Luft in Feuerungen. Verlag Stahleisen, 1937.

/23/ TÖLLE,H.: Măsurători în instalaţii termice. Editura tehnică, Bucureşti, 1972.

/24/ APOSTOLESCU,N., TARAZA,D.: Bazele cercetării experimentale a maşinilor termice. E.D.P. Bucureşti, 1979.

/25/ HEIN,M.: Équipements, méthodes et instruments nouveaux mis en service à la station d'IJmuiden, en 1966 et 1967. R.G.T. Nr.84, 1968.

/26/ ROACHE,P.,J.: Computational Fluid Dynamics. Hermosa publishers. Albuquerque, 1976.

/27/ MICHELFELDER,S., RICHTER,W., PAI,B.R., BARTELDS,H.: Übersicht über Berechnungsmethoden zur Ermittlung des Wärmeübergangs in Brennkammern. VDI - Berichte N.246, 1975.

/28/ GURVICI,A.,M., BLOCH,A.G.: O rascete teplobmena v topkah. Voprosî aerodinamiki i teploperedaci v kotelnotopacinîh proţesah. Gosenergoizdat, Moskva, 1958.

/29/ SELCUK,N., SIDDALL,R.,G.: Berechnung des thermischen Verhaltens eines grossen Versuchsofens bei Anwendung von zwei verschiedenen Modellen der Strahlungswärmeübertragung. V.D.I.-Berichte Nr.246, 1975.

/3o/ KORNDÖRFER,U., GÜNTHER,R.: Mathematisches Modell zur Beschreibung der Wärmeübertragung in Stossöfen. V.D.I.-Berichte Nr.246, 1975.

/31/ HEDLEY,A.,B., JACKSON,E.,W.: A Simplified Mathematical Model of a Pulverised Coal Flame Showing the Effect of Recirculation on Combustion Rate. J.Inst.Fuel vol.39, 1966.

/32/ JOHNSON,T.R.: Application of the Zone Method of Analysis to the Calculation of Heat Transfer from Luminous Flames. Univ.of Sheffield, Thesis, 1971.

/33/ ERKKU,H.: Radiant Heat Exchange in Gasfilled Slabs and Cylinders. Massachusetts Inst.of Technology. Thesis,1959.

/34/ BAMMERT,K., REHWINKEL,H.: Berechnung der örtlichen Wärmeübertragung und des Rauchgastemperaturfeldes in zylindrischen Brennkammern von Strahlungskesseln. V.D.I.- Berichte Nr.211, 1974.

/35/ LATSCH,R.: Matematisches Modell für eine turbulente Diffusionsflamme und deren zylindrischen Brennraum. T.H.Karlsruhe, Diss. 1972.

/36/ STEWARD,F.R., GURÜZ,H.,K.: Mathematical Simulation of an Industrial Boiler by the Zone Method of Analysis Heat Transfer in Flames. Scripta Book Company, Washington 1974.

/37/ WALL,T.,C.: Representation of a Pulverised Fuel System for Engineering Calculation of Radiative Transfer. Italian Flame Day, 1973.

/38/ ARSCOTT,J.A., GIBB,J., JENNER,R.: The Application of N-E Diffusion Theory and Monte Carlo Methods to Predict the Heat Transfer Performance of a 5oo MW Power Station Boiler from Isothermal Flow Data. Combustion Inst. European Symposium. Academic Press, London and New-York, 1973.

/39/ SPALDING,D.,B.: A Two-equation Model of Turbulence. V.D.I. - Forsh.-Heft. 549, 1972.

/4o/ PAI,B.,R., RICHTER,W., LOWES,T.,M.: Flow and Mixing in Confined Axial Flows. J.Inst.Fuel, vol.48, Nr.397, 1975.

/41/ RICHTER,W.: Prediction of Heat and Mass Transfer in a Pulverised Fuel Furnace. Letters in Heat and Mass Transfer. Pergamon Press, vol.1, 1974.

/42/ SIDALL,R.,G.: Flux Methods for the Analysis of Radiant Heat Transfer. 4-th Symposium on Flames and Industry. Paper 16. Inst.of Fuel, London, 1972.

/43/ GIBSON,M.,M., MORGAN,B.,B.: Mathematical Model of Combustion of Solid Particles in a Turbulent Stream with Recirculation. J.Inst.Fuel. vol.43, 197o.

/44/ RICHTER,W., QUACK,R.: A Mathematical Model of a Low-volatile Pulverised Fuel Flame. Heat Transfer in Flames. Scripta Book Compani. Chapter 5. Washington, 1974.

/45/ ZAYOUNA,A.: Zur Beeinflussung der Strahlung und der Wärmeabgabe leuchtender Flammen. Univ.Stuttgart. Diss. 1978.

/46/ CHAE,M.: Aufstellung eines mathematischen Modells der NO_x-Bildung in eingeschlossenen turbulenten Erdgas - Diffusionsflammen. Univ.Stuttgart. Diss. 1978.

/47/ MÜLLER,L.: Untersuchungen über die Stickoxidentstehung in einer Schwerölflamme. Univ.Stuttgart, Diss. 1979.

/48/ HEAP,M.,P., LOWES,T.,M., WALMSLEY,R., BARTELDS,H.: Burner Desing Principles for Minimum NO_x-Emissions. I.F.R.F. Doc. Nr.K/2o/67 - 1973.

/49/ SCHLICHTING,H.: Grenzschichttheorie. Verlag G. Braun Karlsruhe, 1965.

/5o/ POHL,R.,W.: Einführung in die Physik. Band L. Mechanik, Akkustik und Wärmelehre, Springer Verlag, 1969.

/51/ HIRSCHFELDER,J.,O., CURTISS,C.,F., BIRD,R.,B.: Molecular Theory of Gases and Liquids. John Wiley a. Sons Inc. 1954.

/52/ HINZE,J.,O.: Turbulence. An Introduction to its Mechanism and Theory. New-York - Toronto - London. Mc.Graw-Hill Book, 1959.

/53/ BOUSSINESQ,J.: Théorie de l'ecoulement tourbillant. Mem.pres. Acad.Sci. XXIII, 46. Paris, 1877.

/54/ PRANDTL,L.: Über ein neues Formelsystem der ausgebildeten Turbulenz. Nachr. Akad.Wiss. Göttingen Math.Phys.Klasse, 1945.

/55/ TAYLOR,G.,I.: The Transport of Vorticity and Heat through Fluids in Turbulent Motion. Proc.Roy.Soc. A135, 1932.

/56/ KARMAN,TH.: Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz. Nachr.Ges. Wiss. Göttingen. Math.Phys.Klasse 58, 193o.

/57/ PUN,W.,M., SPALDING,D.,B.: A procedure for Predicting the Velocity and Temperature Distribution in a Confined, Steady, Turbulent, Gaseous Diffusion Flame. Imperial College. Mech.Eng.Dept.Raport Nr. SF/TN/11, 1967.

/58/ ROBERTS,L.,W.: Turbulent Swirling Flows with Recirculation. Thesis. University of London. Mech.Eng.Dep.Imperial College, 1972.

/59/ MICHELFELDER,S.: Beitrag zur Berechnung des Abbrandes und der Wärmeübertragung von nichtleuchtenden Gasflammen. Diss.Univ. Stuttgart, 1976.

/6o/ PRANDTL,L.: Über die ausgebildete Turbulenz. ZAMM 5, 1925.

/61/ LAUNDER,B.,E., SPALDING,D.,B.: Mathematical Models of Turbulence. Academic Press. London and New-York, 1972.

/62/ NIKURADSE,J.: Gesetzmässigkeit der turbulenten Strömung in glatten Rohren. Forsch.Arb.Ing.Wes.Heft, 1932.

/63/ SPALDING,D.,B., PATANKAR,S.,V.: Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. Morgan-Grampian. London, 1967.

/64/ PATANKAR,S.,V., SPALDING,D.,B.: Simultaneous Prediction of Flow Pattern and Radiation for Three-dimensional

Flames. Heat Transfer in Flames. Scripta Book Company. Washington D.C. 1974.

/65/ ROTTA,J.: Statistische Theorie nicht homogener Turbulenz. Zeitschrift für Physik. Bd. 129 und Bd. 131, 1951.

/66/ RICHTER,W.: Mathematische Modelle technischer Flammen (Grundlagen und Anwendungen für achsaymmetrische Systeme). Diss.Univ. Stuttgart, 1978.

/67/ RÖRTGEN,H.: Numerische Berechnung der Wasserstoffoxidation mit Luft in einer rotationssymmetrischen, turbulenten Freistrahlflamme. T.H.Aachen. Diss. 1972.

/68/ PETERS,N.: Berechnung einer Methan-Luft-Diffusionsflamme im örtlichen Gleichgewicht und im Nichtgleichgewicht V.D.I.- Berichte Nr.246, 1975.

/69/ CREMER,H.: Berechnung und Beeinflussung des Reaktionsablaufs der Methanoxidation. T.H.Aachen. Diss. 197o.

/7o/ KOZLOW,G.,I.: On High-temperature Oxidation of Methane. 7-th Int.Symposium on Combustion, 1958.

/71/ SPALDING,D.,B.: The Calculation of Combustion Processes-Turbulent, Physically - Controlled Combustion Processes. Imperial College. Mech.Eng.Dept.Report Nr.RF/TN/A/4.

/72/ HADVIG,S.: Gas Emissivity and Absorptivity. A Thermodynamic Study. J.Int.Fuel, 43, 197o.

/73/ LOWES,T.,M., BARTELDS,H., HEAP,M.P., MICHELFELDER,S., PAI,B.,R.: The Prediction of Radiant Heat Transfer in Axisymmetrical Systems. I.F.R.F. Doc. Nr. Go2/a/25, 1973.

/74/ RICHTER,W., BAUERSFELD : Radiation Models for Use in Complete Mathematical Furnace Models. I.F.R.F. 3-rd. Members Conference, Chapter II, 1974.

/75/ HUTCHINSON,P., KHALIL,E.,E., WHITELAW,J.,H.: The Calculation of Wall Heat-transfer Rate and Pollution Formation in Axi-symmetric Furnaces. I.F.R.F. 4-th Members Conference. Session I. Paper 3, 1976.

/76/ COANDA,V., MURESAN,M.: Modele matematice ale proceselor parţiale dintr-o cameră de ardere. Al V-lea Simpozion de informatică. Cluj-Napoca, 1979.

/77/ COANDA,V.: Model matematic al distribuţiei fluxului de căldură într-o cameră de ardere axial-simetrică. Sesiunea tehnico-ştiinţ. I.P.T.-V - Timişoara, 1979.

/78/ RUNCHAL,A.,K., SPALDING,D.,B.: Steady Turbulent Flow and Heat Transfer downstream of a Sudden Enlargement in a Pipe of Circular Cross-section. Imperial College, Mech.Eng. Dept. Report No. EF/TN/A/39, 1971.

/79/ THARWAT-WAZIER : Zur Modellierung der Turbulenz in eingeschlossenen drallfreien und verdrallten Strömungen. Diss. Univ. Stuttgart, 1978.

/8o/ VRANOS,A., FAUCHER,J., CURTIS,E.: Turbulent Mass Transport and Rates of Reaction in a Confined Hydrogen - Air Diffusion Flame. Twelfth Symposium on Combustion, 1969.

/81/ ANTON,V., POPOVICIU,M., FITERO,I.: Hidraulică şi maşini hidraulice. Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1978.

/82/ COANDA,V.: Rezolvarea numerică cu ajutorul sistemului FELIX C-256 a ecuaţiilor arderii gazului metan într-un curent turbulent cu recirculare. Sesiunea tehnico-ştiinţ. I.P.T-V. Timişoara, 1979.

/83/ SPIERS,H.,M.: Technical Data on Fuel, 6-th Edition, The British National Commitee World Power. Conference, 1962.

/84/ CHEDAILLE,J.: La fondation de Recherches Internationales sur les Flammes. R.G.T. Nr.48, 1965.

/85/ TISSANDIER,G.: Cold Aerodynamic Tuals or a Fifth Scale Model of the Pulverivel fuel Furnace. G.Inst.Fuel, aug.196o.

/86/ * * * Tehnica măsurării. Caiet selectiv. Bucureşti, Dir.Gen. pt.Metrologie, Standarde şi Invenţii, Nr.9, 1966.

/87/ HÄRTEL,W.: Zur Auswertung von Flammenbildern technischer Flammen. Diss. Universität Stuttgart, 1974.

/88/ CHIRILA,A.: Contribuţii la studiul pulverizării şi a altor caracteristici ale arderii combustibililor lichizi, în condiţiile injectoarelor cu pulverizare prin presiunea aerului. Teză de doctorat, I.P.Bucureşti, 197o.

/89/ KLEINE,R.: Geschwindigkeitsmessungen in Verbrennungssystemen mit Laser-Doppler - Anemometer. Rep. SFB 8o Uni. Karlsruhe, 1978.

/9o/ LEE,J.,C., ASH,J.,E.: A Three Dimensional Spherical Pitot Probe. Trans. of the ASME, apr. 1956.

/91/ POPOVICI,T.: Contribuţii teoretice şi experimentale la studiul convecţiei forţate de căldură şi substanţă în regim permanent cu aplicare la aerul umed. Teză de doctorat. I.P.T.V. Timişoara, 1976.

/92/ GORDON,A.,N.: Bazele pirometriei, vol.II. Cap.IX-XIII (trad. din limba rusă). I.D.T. Bucureşti, 1966.

/93/ LEE,R.,H., HAPPEL,J.: Thermal Radiation of Methane Gas. Ind. Eng.Chem.Fundamentals, Nr.3, 1964.

/94/ SCHMIDT,H.: Über Emission und Absorbtion in der Bunsenflamme. Annalen der Physik. N.29, 19o9.

/95/ CHEDAILLE,J., BRAND,Y.: Measurements in Flames. Publsh. Edward Arnolds. London, 1972.

/96/ MICHELFELDER,S., LOWES,T.,M.: Report on the M-2 Trials. Inst. Flame Res. Found. Doc. Nr.F36/a/4, 1975.

/97/ THRING,M.W.: The Science of Flames and Furnaces. London, Chapman et Hall Ltd. 1962.

/98/ RICOU.F.,P., SPALDING,D.,B.: Measurements of Entrainment by Axisymetrical Turbulent Jets. J. Fluid Mechanics Nr.6, 1961.

/99/ GOUFFÉ,A.: Considération sur le rayonnement des flammes éclairantes. R.G.T. Nr.19 şi 2o, 1963.

/1oo/ BRUSDEYLINS,G.: Untersuchung zur Wechselwirkung zwischen Luft- und Feststoffteilchen in einem runden, horizontalen, beladenen Luftfreistrahl. Mitt.Max-Plank Inst. f. Strömungsforschung. Göttingen, 1966.

/1o1/ FIELD,M.,A., GILL,D.,W., MORGAN,B.,B., HAWKSLEY,P.,G.: Combustion of Pulverised Fuel. The British Coal Association, Leatherhead, 1967.

/1o2/ COANDA,V.: Calculul distribuţiei şi influenţa presiunii statice asupra proceselor de ardere a combustibililor gazoşi într-un generator magnetohidrodinamic (MHD). A 7-a Sesiune de comunicări tehnico-ştiinţifice (ICSITEEMR) Bucureşti, 1981.

/1o3/ COANDA,V.: Modelarea arderii cărbunelui pulverizat într-o flacără difuziv-turbulentă cu recirculaţie. A 7-a Sesiune de comunicări tehnico-ştiinţifice (ICSITEEMR) Bucureşti, 1981.

/1o4/ COANDA,V.: Model matematic privind arderea lignitului în cazanul de loo t/h de la CET Doiceşti. Contract de cercetare ştiinţifică, ICSITEEMR Bucureşti - I.P.Cluj-Napoca, Nr.105/1981.

10 A N E X A (program de calcul - listing)

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AM,/S:MI IAB1,FN:FLAMM
* DEFINE FILE *1=5
* DEFINE FILE *2=5
      COMMON A(13040)
      COMMON /ADN/ N1,N2,N3,N4,N5,N6,N7
      COMMON /ADM/ M1,M2,M3,M4,M5,M6,M7,M8,M9,
     1M10,M11,M12,M13,M14,M15,M16,M17,M18,M19,
     2M21,M22,                            M40,M41,M42,
     5M50,M51,M52,M53,M54,M55,M56,M57,M58,M59,
     6M60,M61,M62,M63,M64,M65,M66,M67,M68,M69,M70
      COMMON /ADL/ L1,L2,L3,L4,L5,L6,L7,L8,L9,
     1L11,L12,L13,L14,L15,L16,L17,L18,
     4L31,L32,L33,L34,L35,L36,
     5L40,L41,L42,L43,L44,     L46,L47,L48,
     6L50,L51,L52
      COMMON/CGRID/INM,IM,JNM,JM,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JD,IMM,JMM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCM,IAB ,IAB,IC ,IC
      COMMON/CIND /IN1,IN2,IN3,IMG,IN3,IMGS
      COMMON/CINDEX/INDEX(20),IE,ISTR,IMR,INJ,IZ IS,INS
      COMMON/INOUT/II ,I  ,TIN1
      COMMON/C   /  , , VT, , L, ,KJ(5),
      COMMON/C  Z/BRP(1 ),BRS(1 ),B  S(1 ),PHIP(1 ),PHIS(10),PHIPS(1 ),
     1      CMJ(10)
      COMMON/CTEMP/TPC,TSC,TP,TS
      COMMON/CE  /E P,E S,E PS
      COMMON/CCHE /STC1(1 ),STC2(10),        M (1 )
      COMMON/CVEL/GIP    ,SIS    ,VIMP,VIMS
      COMMON/CNITER/NITER
      COMMON/CSTUFF/P (2 ),Z (1 ),GCPM,RR
      COMMON/C    T/K   T
      COMMON/CT   /TGRD1,TGRD2,TKS,TKP,WMP,WMS,CMY,CDD,CC1,CC2,CC3,CS RT
     1          ,Z 1,Z 2
      COMMON/CVELFK/AFK,BFK
      COMMON/CKONST/PI,SIGMA
      COMMON/CCOEF/CE,C  ,C  ,C3,C(5)
      COMMON/CTUBE/DT
      COMMON/CSTRFK/STRFK1,STRFK2
      COMMON/CE ISS/E  ,K  ,ALPHA,ET,ROT
      COMMON/CZZZ/Z11,Z12,Z13,Z14,Z15,Z16,
     1         Z21,Z22,Z23,Z24,Z25,Z26,Z29,SPFK,PSI
      COMMON/C   SC/DK, LP,DLS
      COMMON/RELAX/T F,  F,Z   F
      COMMON/CR /  P,   
      COMMON/ NAME/NA E
      COMMON/CABL/ABL11 (3,3),ABL12 (3,3)
      COMMON/CINPR/INP (5 )
```



```
      COMMON/CNAME/ANAME(5,20),NSYMBL(56)
      COMMON/GEO/XDRUCK,YDRUCK,XEINH,YEINH
      COMMON/CRO/XE TY,X   ,XSTRCH,XSTERN,XPL  ,XA(10),
      COMMON/CREF/BRREF(1 ),FPSREF,TREF,  REF,E REF,PREF
      COMMON/CCHECK/RSOO(20),RP(20),CC,DC, MAX,  
      COMMON/CKI /AFAK(1 ),AKEWER(1 )
      COMMON/CORD/  (1 ),  (1 ),  (1 )
      COMMON/COI/DIF AX(2 )
      LOGICAL NAME
      IN1=INM*J 
      IN2=IN *2*J 
      IN3=IN1+IN2
```

```
IAQ=IE+8+IZUS
N1 = 1
N2 =N1 +INW
N3 =N2 +JNW
N4 =N3 +INW
N5=N4+JNW
N6 =N5 +JNW
N7=N6
M1 =N7 +JNW
M2 =M1 +INW
M3 =M2 +JNW
M4 =M3 +INW
M5 =M4 +JNW
M6 =M5 +INW
M7 =M6 +INW
M8 =M7 +INW
M9 =M8 +INW
M10=M9 +INW
M11=M10+INW
M12=M11+INW
M13=M12+INW
M14=M13+INW
M15=M14+INW
M16=M15+INW
M17=M16+INW
M18=M17+JNW
M19=M18+JNW
M21=M19+JNW
M22=M21+INW
M40=M22+INW
M41=M40+INW
M42=M41+INW
M50=M42+INW
M51=M50+IN1*IE
```

MARTI 26/09/81 08.45.00

```
M52=M51+IN1
M53=M52+IN1
M54=M53+IN1
M55=M54+IN1
M56=M55
M57=M56
M58=M57
M59=M58
M60=M59+IN1
M61=M60+IN1
M62=M61+IN1
M63=M62+IN1
M64=M63+IN1*IZUS
M65=M64
M66=M65
M67=M66+IN1
M68=M67
M69=M68+IN1
M70=M69+IN1
M75=M70+IN1
L1 =M75
L2 =L1 +INW
L3 =L2 +INW
L4 =L3 +INW
L5 =L4 +INW
L6 =L5 +INW
L7 =L6 +INW
L8 =L7 +INW
L9 =L8 +INW
L11=L9 +INW
L12=L11+JNW*2
```

```
      L14=L13+J...*2
      L15=L14+I..
      L16=L15+J...*2
      L17=L16+I..
      L18=L17+J   *2
      L31=L18+I..
      L32=L31+I..
      L33=L32+I..
      L34=L33+I..
      L35=L34+I..
      L36=L35+I..
      L40=L36+I..
      L41=L40+I...*I..
      L42=L41+I...*3
      L43=L42+I...*3
```



```
      L44=L43+I.. *3
      L46=L44+I...*3
      L47=L46+I..
      L48=L47+J..
      L50=L48+J..
      L51=L50+I..1
      L52=L51+I..1
      L99=L52+I..1
C
      WRITE(6,900) L99,L9.
  900 FORMAT(I1 ,I1.)
C
      CALL GE..ET(A(N1),A(.2),A(N3),A(N4),A(N5),A(..6),A(.2),
     1  A(.1),A(.2),A(.3),A(.4),A(.5),A(.6),A(.7),A(.8),A(.9),A(.1 ),
     2  A( .1),A(.12),A( 13),A(.1.),A( 15),A(.19),A( 21),A(.22),
     3  A(.5.),A( 51),A(.52),A(.53),A(.54),A(.55),A(.5.),
     4  A(.61),A(.62),A(.65),A(.66),A(L. .),A(L41),A(L42), (L.3),
     5  A(L44),I..,JNN,IC,IZ..)
      CALL SOLVCT
      CALL PRINCT(A(N1),A(.2),A( 3),A( 4),A(N5),A(.6),A(.2),
     1  A(.50),A(.50),A(.51),A(.52),A( 54),A(N63),I..,J..,I..)
      CALL PLOTCT(A(N1),A( 2),A(N3),A(.4),A(N5),A(..),A(.2),
     1  A(.50),A(.50),A(.51),A(.52),A(.53),A(N54),A(.55),A(...),
     2  A(.61),A(.62),A( .5),A(.66),A(.68),A(N69),A(.70),I..,...)
C
C
C
      STOP
      END
```



```
      BLOCK DATA
C
C
      COMMON/CGPIO/I..,I..,J..,J..,INSP,JNSP,INN,J..,IL,IR,JU,JJ,INM,JN.
      COMMON/CYLI/J..,J..I,J.,JAI,JM,JC,JCK,IABN,IAN,ICN,IC
      COMMON/CI.J./I 1,I 2,I.3,I.G,I.G,I.GS
      COMMON/CI.DEX/INDE(20),IE,ISTR,IBR,IKJ,IZ0S,I..
      COMMON/C.../N..,IF,.VT,VN,.L...,KJ(5),NE.
      COMMON/C..Z/SRP(1.),.RS(1.),S..S(1.),PHIP(1.),PHIS(1.),P..PS(1.),
     1        ..J(1.)
      COMMON/CTE.P/TPC,T..,T.,TS
      COMMON/CC.IE./STC1(1 ),STC2(1 ),                         ..(1 )
      COMMON/CSTOFF/PR(2 ,2..(1.),GC..,R.
      COMMON/CT..S/TG...,T.2,T..,TKP,..,HHS,C.Y,COO,CC1,CC2,CC3,CS..T
     *  ,Z.1,Z.2
```

```
      COMMON/CKONST/PI,SIGMA
      COMMON/CTUBE/DT
      COMMON/CEMISS/EW,ROW,ALPHA,ET,ROT
      COMMON/CZZZ/Z11,Z12,Z13,Z14,Z15,Z16,
     1            Z21,Z22,Z23,Z24,Z25,Z26,Z29,SPFK,PSIC
      COMMON/CMASS/DK,DLP,DLS
      COMMON/RELAX/TWF,ROWF,ZMUWF
      COMMON/MARKE/MARKE
      COMMON/CINPR/INPR(50)
      COMMON/GEO/XDRUCK,YDRUCK,XEINH,YEINH
      COMMON/DRU/XEMTY,XBOUN,XSTRCH,XSTERN,XPLUS,XA(10),NVJ
      COMMON/CREF/BRREF(10),FPSREF,TREF,ROREF,EMREF,PREF
      COMMON/CCHECK/RSDU(20),RP(20),CC,DC,NMAX,NPRIN
      COMMON/CKIN/AFAK(10),AKENER(10)
      COMMON/CORD/AR(10),BR(10),CR(10)
      LOGICAL MARKE

      DATA  NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ,NEN/
     1       1, 2,  3, 4, 5, 6,7,8,9,11,12, 10/
      DATA  IE,   ISTR,   IGR,   IKJ/
     1       10,    1,     3,      6/
      DATA  IAM,   IJ,   JAM,   JM/
     1       20,    20,   20,    20/
      DATA  JA,JA1,JB,JC,IAB,IC/
     1 3, 4, 8, 20, 1, 20/
      DATA  XDRUCK,YDRUCK/126.0,  50.0/
      DATA NVJ/10/
      DATA XEMTY,XBOUN,XSTRCH,XSTERN,XA/1H ,1H.,1H-,1H*,
     1   1H1,1H2,1H3,1H4,1H5,1H6,1H7,1H8,1H*,1H./
      DATA   XPLUS /1H+/
      DATA        DK,    DLP,    DLS/


                                            MARTI       25/09/81   16.45.23



     1  15.,0.,270./
      DATA  TPC,  TSC /
     1 10., 25./
      DATA  PREF/101325./
      DATA PR,ZMW,GCPW/
     1       1.0, 1.0, 1.0, 7*0.7, 10*1.0,
     2       16.042, 28.01, 32.0, 18.016, 44.01, 28.016, 4*0.0,
     3      8317.1/
      DATA STC1,STC2,HK/
     1       1.000,   0.0,   3.990,   2.246,   2.743, 5*0.0,
     5       10*0.0,
     3  50100.,9*0./
      DATA PI,SIGMA /
     1       3.141592654, 5.67E-11/
      DATA BRP,BRS/
     1 0.992,0.,0.,0.,0.001,0.007,4*0.,
     2       0. ,          0.0,   0.273,   0.005,   0.0,   0.722,   4*0.0/
      DATA  DT/
     1    0.033/
      DATA EW,ALPHA/
     1    0.071, 0.005815/
      DATA ET/
     1    0.071/
      DATA AFK,BFK/
     1   0.0,0.143/
      DATA TGRD1,TGRD2,ZK1,ZK2,CHY,CDU,CC1,CC2,CC3/
     1       0. 016,   0.0007,   0.035,   0.0175,
     2       1.000,    0.075,    3.31,    0.134,    0.755/
      DATA SPFK,PSIO/
     1      0.,   0./
      DATA RP,CC,DC,NMAX,NPRIN/
     *1.,0.0,1**1.,0.0,1,1000.,100,100/
      DATA AFAK,AKENER/
     1       2.0345 E+11, 1.2456 E+12, 8*0.0,
```

```
      DATA AR,BR,CR/
     1        -.5,  1.,   .  ,
     2        1.5,  .25,  .  ,
     3         .  ,  .5,  .  /
      DATA I   /
     1   15*1,2* ,5*1,5* /
      DAT   T  , F,Z    /
     1        .5,  .7,  .75/
C     **********
C     **********
      DATA    E/.FALSE./
      DATA XEI  ,YEI   / .557, .173/

                                                   MARTI      25/09/81  08.45.23



C
      END



                                                   MARTI      25/09/81  08.45.54


* SEGMENT
* FETCHS              ,VTIAD,       AD1,F  AUF
      FUNCTION AUF (I,J,LX,L,X1,X2,AW,II ,JJW)
C
      COMMON /GGRID/I  ,I  ,J  ,J  ,INSP,J  SP,INH,J  ,IL,IR,J ,J ,I  ,J
      COMMON /CYLI/JAX,JA 1,JA,JA1,J ,J ,JCH,IAB ,IA ,IC ,IC
      COMMON /    / I  1,  2,I 3,I  ,I 3,I GS
      DIMENSION    (II ,JJ , 1),X1(1),X2(1)
      F(P,   ,  ,  ,  ,  ,XWSR)=((XE   *XENW-X    *XWSR)*HP+
     1    X        E    X    XE   W    )/(XENW*X    *(P  *XE   +X   R))
      M=1
      IF(I .LT. IA  .   .   .GE. I      )  500
      IF(J .E  . 1) GOT   92
      IF(I .  .  IA )  GOTO  93
      IF(J  .  .  .  .   .  (  .  .   C  .  .  .  .  .LE. I  .AND. I .GE. IC))
     1   GOTO
      IF((I.  .  .  .   .   .   .  .GE.     .   .  .  .GE. JC)  .OR.
     1    (  .  .  .   .   .   .   .LE.  C  .   .   .  .GE. 1))   =5
      GOTO
500   IF(J .  .  .  .   .   .  .  .  IA1) GOT   92
      IF(I .  .  .     G T
      IF(J  .  .  .  .   .  .  .  . JA)  G T
      GOT
92      =2
      GOT
93      =3
      GOT
94      =
99    CONTINUE
      GOT  (1, , , ,5),
1       =1.
      IF( X  .  .  .  )    T   12
13    IF(  .  .  .  )      T   21
      IF(   .  .  .   .   .  (   .  .  .   C  .  .  .  .  .EQ. I  .  .OR. (I .LT. IAB
     1   .  .  .  .   .  .  .   .  .   .  .   ))) GOTO 41
      H        =   ( ,  +1, )
      H        =   ( , J-1,L)
               =   (I,  ,L)
      X        =  2(J+1)-X2( )
      X        =  X( )-X2( -1)
      G T
12    IF(  .  .  .  .  .  .   .  .  .EQ. 1)  G T   51
      IF((I.   .   .   .  .   .   .   .   )  .   .  .EQ. I    GOTO 51
      H        =   ( ,  +1, )
      H        =   ( J-1, ,L)
```

```
[illegible]

                                         [illegible]      2?/??/81   ??.45.5?

      [illegible]
2     [illegible]
21    [illegible] =-1.
      [illegible]
3     [illegible]
31    [illegible] =-1.
      [illegible]
4     [illegible]
41    [illegible] =-1.
      [illegible]
5     [illegible]
51    [illegible] =-1.
      [illegible]
100   [illegible]

                                         [illegible]      ??/??/81   ??.45.5?

AU COU [illegible]

VERTISS [illegible] REFERENCE.

                                         [illegible]      ??/??/81   ??.45.4?

* SEG [illegible]
```

BUPT

1

4225 53533

MODULE	[illegible]	TYPE	C	LONGUEUR	35	(00084)
MODULE	[illegible]	TYPE	C	LONGUEUR	75	(00124)
MODULE	[illegible]	TYPE	C	LONGUEUR	5	(00084)
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	LONGUEUR	[illegible]	(00172)
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	LONGUEUR	[illegible]	(0006[illegible])
MODULE	[illegible]	TYPE	[illegible]	LONGUEUR	4	([illegible]05[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	LONGUEUR	1	([illegible]01[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	LONGUEUR	[illegible]	([illegible]02[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]12[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]07[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]14[illegible])
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]14[illegible])
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]0[illegible])
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]2[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]0[illegible])
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	([illegible]5[illegible])
MODULE	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	12[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]1

```
[illegible]
[illegible] ,I [illegible] ,I [illegible]
[illegible] OUT, [illegible]
[illegible] ,IT [illegible]
[illegible] ,JN [illegible]
[illegible] ,IAH, [illegible]
[illegible] ,I2, [illegible]
[illegible] ),RE [illegible]
[illegible] ,P(1),S(1),
[illegible] ,T
[illegible] TU(1). [illegible]
[illegible] ,CC2,CC3,CSORT
[illegible]
```

```
[illegible]

      IIN=1
C
      READ (IIN,911) T
      WRITE (IOUT,915) T
      READ (IIN,912) FPT
      WRITE (IOUT,916) FPT
      READ (IIN,912) FSLOT
      WRITE (IOUT,916) FSLOT
      READ (IIN,913) X1
      WRITE (IOUT,917) X1
      READ (IIN,913) X2
      WRITE (IOUT,917) X2
      READ(IIN,914) THC
      WRITE (IOUT,918) THC
      READ (IIN,914) TLI
      WRITE (IOUT,918) TLI
      READ (IIN,914) TRE
      WRITE (IOUT,918) TRE
      READ (IIN,913) ALPHAR
      WRITE (IOUT,917) ALPHAR
      READ (IIN,914) THARM
      WRITE (IOUT,918) THARM
      READ(IIN,914) VT
      WRITE(IOUT,918) VT
C
C
C     ****************************************************************************
C
C     FLACARA G-
C     TURBIONATA
C     AMESTEC=ARS
C     MODEL AL RADIATIEI CU DOUA FLUXURI
C
C
```

```
C       ****************************************************************************
C
        READ(5,101) ALYNBL,[illegible]
        I1M=I[illegible]-1
        J[illegible]=J[illegible]-1
        DO 3 I=2,I[illegible]
3       DELX1(I)=0.5*(X1(I+1)-X1(I-1))
        DELX1(1)=0.5*(X1(2)-X1(1))
        DELX1(I[illegible])=0.5*(X1(I[illegible])-X1(I[illegible]))
        DO 4 I=2,J[illegible]
4       DELX2(J)=0.5*(X2(J+1)-X2(J-1))
        DELX2(1)=0.5*(X2(2)-X2(1))
        DELX2(J[illegible])=0.5*(X2(J[illegible])-X2(J[illegible]))
        DO 5 J=1,J[illegible]
      5 R(J)=X2(J)
        DO 6 L=1,IE
6       INDE(L)=1
        IF(IE.EQ. 20) GOT[illegible]
        IE1=IE+1
        DO 7 L=IE1,20
7       INDE(L)=9
8       CONTINUE
        I[illegible]E(7)=9
  101   FORMAT(20A4)
        INDE([illegible])=9
        I[illegible]E([illegible])=9
        DO 30 L=1,J
30      INT (L)=[illegible]
        [illegible] 31 L=1,[illegible]
31      [illegible](L)=[illegible]
        [illegible]
        [illegible]
33
        [illegible]
        DLP=[illegible]P/3[illegible]
        DLS=DLS/30[illegible]
        D[illegible]LP=D[illegible]+DLP
        D[illegible]LPS=D[illegible]LP+DLS
        EPSDEF=D[illegible]LP/D[illegible]LPS
        DO 300 L=1,I[illegible]
        [illegible]F(L)=(D[illegible]*[illegible](L)+DLS*[illegible](L))/[illegible]LPS
        [illegible](L)=[illegible](L)-[illegible](L)
300     CONTINUE
        [illegible](1)=[illegible](1)+[illegible]/STC1(1)
        [illegible](1)=[illegible](1)+[illegible]/STC1(1)
        [illegible](1)=[illegible](4)-[illegible](4)
        [illegible]
```

```
        [illegible]
        [illegible]
        [illegible]
        T[illegible]=([illegible])/[illegible]
        T[illegible]=273.15+[illegible]
        T[illegible]=273.15+[illegible]
        TDEF=273.[illegible]
        SUM=0.
        DO 301 L=1,[illegible]
        SUM=SUM+[illegible](L)/2[illegible]
301     CONTINUE
        [illegible]UP=DIC [illegible]
        SUM=0.0
```

```
      SUM=SUM+BRS(L)/ZM(L)
302   CONTINUE
      ROS=DICHTE(TS,SUM)
      SUM=0.0
      DO 303 L=1,IKJ
      SUM=SUM+BRREF(L)/ZM(L)
303   CONTINUE
      ROREF=DICHTE(TREF,SUM)
      ENP=0.0
      ENS=0.0
      ENREF=0.0
      DO 304 L=1,IKJ
      ENP=ENP+HK(L)*BRP(L)
      ENS=ENS+HK(L)*BRS(L)
      ENREF=ENREF+HK(L)*BRREF(L)
304   CONTINUE
      ENP=CPMITL(TP,BRP)*TPC+ENP
      ENS=CPMITL(TS,BRS)*TSC+ENS
      ENREF=CPMITL(TREF,BRREF)*TREFC+ENREF
      ENPS=ENP-ENS
      FLP=PI*X2(JA)**2
      FLS=PI*(X2(JB)**2-X2(JA1)**2)
      GIP=DKLP/FLP
      GIS=DLS/FLS
      VINP=GIP  / ROP
      VINS=GIS/ROS
      TKP=0.5*VINP*VINP*TGRD1
      TKS=0.5*VINS*VINS*TGRD2
      ZL1=(0.09**0.25)*ZK1*X2(JA)
      ZL1=ZL1*ZL1
      ZL2=(0.09**0.25)*ZK2*(X2(JB)-X2(JA1))
      ZL2=ZL2*ZL2
      WWP=TKP/ZL1
```



```
      WWS=TKS/ZL2
      CSQRT=SQRT(CMY*0.09)
      ROEQ=DKLPS/(DKLP/ROP+DLS/ROS)
      REQ=DKLPS/(SQRT(PI*ROEQ*(DKLP*VINP+DLS*VINS)))
      VEQ=SQRT((DKLP*VINP+DLS*VINS)/(ROEQ*PI*REQ*REQ))
      ROA=1.-EA
      DO 42 I=1,IC
      FLVER(I)=1.0-FSLOT(I)*0.65*0.1/(6.0*DELX1(I))
42    CONTINUE
      DO 500 I=1,IX
      ALPHAN(I)=ALPHA
      ALPHAE(I)=ALPHA
      ALPHAR(I)=1.*ALPHA
      EEFF(I)=EA
500   CONTINUE
      IF(.NOT.MARKE) GOTO 501
      REWIND 1
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1)
      READ (1) X,T,RO,ZMU,V1,V2,W1
501   CONTINUE
      IF(INDE(NEW).EQ.1) GOTO 41
```

BUPT

```
41      DO 40 I=IA8,IC
        TNT=FLOAT(NT(I))
        AHAT(I)=(DELX1(I)+T  T*DT*PI/4.0)/DELX1(I)
        AHAT(I)=1.509
        IF(X1(I) .LT. 2.22) AHAT(I)=1.641
        TKALT(I)=TKC(I)
        ROT=1.-ET
        ZZN=1.-ROT*R  *FPT(I)
        ZZ1(I)=(1.-FPT(I))/ZZ
        ZZ2(I)=(1.-ROT*FPT(I))/ZZN
        EEFF(I)=1.-0.5*(RON+ROT*FPT(I))-0.5*ZZ1(I)*RON*(1.-FPT(I))
        TH4=EW*((273.15+TKALT(I)))**4
        TK4=TH4
        TWW(I)=(0.5*ZZ1(I)*TH4+(FLVER(I)-0.5)*TH4)/EEFF(I)
```



```
        ALPHAE(I)=ALPHAH(I)*FLVER(I)+(AHAT(I)-1.)*ALPHAR(I)
        TKC(I)=((FLVER(I)-0.5)*ALPHAM(I)*THARM(I)
     1                                    +0.5*ALPHAM(I)*THARM(I)
     2  +(AHAT(I)-1.)*ALPHAR(I)*20.)/ALPHAE(I)
40      CONTINUE
200     CONTINUE
        DO 20 J=1,J
        DO 20 I=1,IN
        IF(MARKE) GOTO 800
        A(I,J,NH)=0.01
        A(I,J,NF)=-(DKLPS/(2.*PI*X2(JN)))*(X2(JN)-X2(J))
        A(I,J,NK)=2.0
        A(I,J,NL)=300000.0
        A(I,J,NM)=FPSREF
        ZMU(I,J)=0.01
        V1(I,J)=0.0
        V2(I,J)=0.0
        IF(IBR .LT. 1) GOTO600
        DO 60 L=1,IBR
        A(I,J,N4+L)=BRREF(L)
60      CONTINUE
600     CONTINUE
        IF(ISTR .LT. 1) GOTO 700
        A(I,J,NEN)=ENREF
700     CONTINUE
        T(I,J)=TREF
        RO(I,J)=ROREF
800     CONTINUE
        U1(I,J)=0.0
        U2(I,J)=0.0
        A(I,J,NVT)=VT(J)*R(J)
20      CONTINUE
        RO(1)=R(1)
        RO(2)=R(JC)
        RO(3)=R(JN)
        DO 80 J=2,JNM
        CNENN(1)=(R(J-1)-R(J))*(R(J-1)-R(J+1))
        CNENN(2)=(R(J   )-R(J-1))*(R(J   )-R(J+1))
        CNENN(3)=(R(J+1)-R(J-1))*(R(J+1)-R(J))
        DO 81 L=1,3
81      AB22(J,L)=2.0/CNENN(L)
        RM=R(J)
        AB12(J,1)=((RM-R(J   ))+(RM-R(J+1)))/CNENN(1)
        AB12(J,2)=((RM-R(J-1))+(RM-R(J+1)))/CNENN(2)
        AB12(J,3)=((RM-R(J-1))+(RM-R(J   )))/CNENN(3)
        IF(J .NE. 2 .AND. J .NE. JC-1 .AND. J .NE. JNM) GOTO 80
        IF(J .EQ. 2) L=1
```

```
      IF(J .EQ. JC-1)L=2
      IF(J .EQ. JM) L=3
      RM=RO(L)
      ABL12H(L,1)=((RM-R(J  ))+(RM-R(J+1)))/CNENN(1)
      ABL12H(L,2)=((RM-R(J-1))+(RM-R(J+1)))/CNENN(2)
      ABL12H(L,3)=((RM-R(J-1))+(RM-R(J  )))/CNENN(3)
 80   CONTINUE
      X11(1)=X1(1)
      X11(2)=X1(IC)
      X11(3)=X1(IN)
      IH=IN-1
      DO 90 I=2,IH
      CNENN(1)=(X1(I-1)-X1(I  ))*(X1(I-1)-X1(I+1))
      CNENN(2)=(X1(I)-X1(I-1))*(X1(I)-X1(I+1))
      CNENN(3)=(X1(I+1)-X1(I-1))*(X1(I+1)-X1(I))
      DO 91 L=1,3
   91 AB21(I,L)=2.0/CNENN(L)
      XM=X1(I)
      AB11  (I,1)=((XM-X1(I  ))+(XM-X1(I+1)))/CNENN(1)
      AB11  (I,2)=((XM-X1(I-1))+(XM-X1(I+1)))/CNENN(2)
      AB11  (I,3)=((XM-X1(I-1))+(XM-X1(I  )))/CNENN(3)
      IF(I.NE.2.AND.I.NE.IC-1.AND.I.NE.IN-1) GO TO 90
      IF( I .EQ. 2) L=1
      IF(I .EQ. IC-1) L=2
      IF(I .EQ. IN-1) L=3
      XM=X11(L)
      ABL11W(L,1)=((XM-X1(I  ))+(XM-X1(I+1)))/CNENN(1)
      ABL11W(L,2)=((XM-X1(I-1))+(XM-X1(I+1)))/CNENN(2)
      ABL11W(L,3)=((XM-X1(I-1))+(XM-X1(I  )))/CNENN(3)
 90   CONTINUE
      STRFK1=0.0
      STRFK2=1.0
      Z11=2./(1.+COS(PSI0))
      Z12=2.*(1.-COS(PSI0))
      Z13=(4./3.)*Z12*SIGMA
      Z16=Z12/Z11
      Z14=2.-EW
      Z15=EW
      Z21=2.*PI*COS(PSI0)/(PI-2.*PSI0+2.*COS(PSI0)*SIN(PSI0))
      Z22=2.*COS(PSI0)
      Z23=(4./3.)*Z22*SIGMA
      Z26=Z22/Z21
      Z24=0.5*(2.-SPFK)
  911 FORMAT ((40I2))
  912 FORMAT(10E8.5/10E8.5)
  913 FORMAT(10F8.5)
  914 FORMAT ((10F8.1))
```

MARTI   26/09/81   08.40.01

```
  915 FORMAT(1H ,30I4)
  916 FORMAT (1H ,20F6.2)
  917 FORMAT(1H ,10F13.3)
  918 FORMAT (1H ,10F13.6)
      RETURN
      END
```

MARTI   26/09/81   08.40.01

AU COURS DE LA COMPILATION :

ARIABLES NON REFERENCEES :

MODULE	CREF	TYPE	C	LONGUEUR	003C	(00060)
MODULE	CNAME	TYPE	C	LONGUEUR	0270	(00624)
MODULE	CABL	TYPE	C	LONGUEUR	0048	(00072)
MODULE	MARKE	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CRO	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CMASS	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CZZZ	TYPE	C	LONGUEUR	003C	(00060)
MODULE	CEMISS	TYPE	C	LONGUEUR	0014	(00020)
MODULE	CSTRFK	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CTUBE	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CTURB	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	CKONST	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CSTOFF	TYPE	C	LONGUEUR	0080	(00128)
MODULE	CVEL	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CEN	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CTEMP	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CKUNZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118	(00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	INOUT	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	GEOMET	TYPE	P	LONGUEUR	23F0	(09200)

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AU,VS:DIMAS1,FN:GASZU
      SUBROUTINE GASZU(A,I,J,IIW,JJW)
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,J3,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,IGTR,IBR,IKJ,IZUS,IAJ
      COMMON/CNUMBR/NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEW
      COMMON/CKONZ/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     1       CMJ(10)
      COMMON/CCHEM/ STC1(10),STC2(10),MK(10)
      DIMENSION A(IIW,JJW,1)
      IF(IBR .EQ. 0) GOTO 100
      FPS=A(I,J,NM)
      FST=1./STC1(3)
      FMCH40=FPS*BRP(1)
      FMO20=(1.-FPS)*BRS(3)
      IF(FMO20.LE.0.0) FMO20=1.0E-08
      FV=FMCH40/FMO20
      L=NKJ(1)
      A(I,J,L)=0.0
      IF(FV .GT. FST)
     1 A(I,J,L)=FPS*PHIPS(1)+PHIS(1)
      IF(A(I,J,L) .GT. BRP(1)) A(I,J,L)=BRP(1)
      IF(A(I,J,L).LT.0.0) A(I,J,L)=0.0
      CMJ(1)=A(I,J,L)
      L=NKJ(2)
      A(I,J,L)=0.0
      IF( A(I,J,L) .GT. 1.0) A(I,J,L)=1.0
      IF (A(I,J,L) .LT. 0.0 ) A(I,J,L)=0.0
      CMJ(2)=A(I,J,L)
      L=NKJ(3)
      A(I,J,L)=0.0
      IF(FV .LE. FST)
     1A(I,J,L)=- STC1(3)*(FPS*PHIPS(1)+PHIS(1))
      IF(A(I,J,L) .GT. BRS(3)) A(I,J,L)=BRS(3)
      IF (A(I,J,L) .LT. 0.0 ) A(I,J,L)=0.0
      CMJ(3)=A(I,J,L)
      CMJ(4)=STC1(4)*(A(I,J,NM)*PHIPS(4)+PHIS(4)-CMJ(1))
      IF( CMJ(4) .GT. 1.0) CMJ(4)=1.0
      CMJ(6) =    A(I,J,NM)*BRPS (6)+BRS (6)
      CMJ(5)=1.-(CMJ(1)+CMJ(2)+CMJ(3)+CMJ(4)+CMJ(6))
      DO 200 L=1,IKJ
      IF(CMJ(L) .LT. 0.0) CMJ(L)=0.0
200   CONTINUE
      RETURN
100   CONTINUE
      DO 300 L=1,IKJ
```



```
      CMJ(L)=A(I,J,NM)*BRPS(L)+BRS(L)
300   CONTINUE
      RETURN
      END
```

```
* FETCHB LN$GIL1,UVT$AP,VS$DIAB1,FN$TEMPER
      SUBROUTINE TEMPER(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     2  EEFF,ALPHAW,ALPHAR,ALPHAE,CMA,CLI,CRE,
     4  A,T,RO,ZMU,        EMK,
     5   Q1,Q2,AA,         CPP,
     9                  TG,IIM,JJM)
      COMMON/CGRID/I  ,I   ,J ,J  ,  SH,  SP,IMM,JMM,IL,IR,JJ,J ,IM,J
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCH,IABM,IAB,ICH,IC
      COMMON/CINJ /I 1,I 2,I 3,I G,I S,I GS
      COMMON/CI DEX/I DE(2 ),IE,IBI ,IBR,INJ,IZJS,IAG
      COMMON/CNUMBR/ M, F,  VT,NK,NL,  ,NKJ(5),NEW
      COMMON/CHE Z/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     * CMJ(10)
      COMMON/CEN/ENP,ENS,ENPS
      COMMON/CCME /STC1(10),STC2(10),RK(10)
      COMMON/C ITER/NITER
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMU(10),GCP ,RR
      COMMON/CTURB/TGRD1,TGRD2,TKS,TKP,WWP,WWS,CMY,CDD,CC1,CC2,CC3,CS R1
     1       ,ZK1,ZK2
      COMMON/CONST/PI,SIGMA
      COMMON/CEMISS/E  ,RO ,ALPHA,ET,ROT
      COMMON/RELAX/TAF,R  F,Z  F
C
      DIMENSION  X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     UEEFF(1),ALPHAW(1),ALPHAR(1),
     2  ALPHAE(1),CMA(1),CLI(1),CRE(1),
     3 A(IIM,JJM,1),RO(IIM,1),T(IIM,1),ZMU(IIM,1),
     4  EMK(IIM,1),AA(IIM,JJM,1), 1(IIM,1),Q2(IIM,1),
     5          CPP(IIM,1),
     6            TG(IIM,1)
C
      DO 1 J=1,J
      IL=IMIN(J)
      IM=IMAX(J)
      DO 1 I=IL,IM
      CALL GA3ZJ(A,I,J,IMM,JMM)
      TPR=T(I,J)
      CPP(I,J)=CP ITL(T  ,C  J)
      IF(I DE(NEN).NE.1)  GO TO 10
      AA(I,J,1)=C J(4)
      T(I,J)=273.15+(A(I,J, E )-C J(1)*NK(1)-CMJ(2)*NK(2))/CPP(I,J)
      GOTO11
10    CONTINUE
      T(I,J)=273.15+(A(I,J,  )*ENPS+ENS)/CPP(I,J)
11    CONTINUE
      T(I,J)=TAF*T(I,J)+(1.-TAF)*TPR
```

PARTI   26/09/81   08.46.52

```
      IF(T(I,J) .LT. 273.15)T(I,J)=273.15
      IF(T(I,J) .GT. 2773.15)T(I,J)=2773.15
      TG(I,J)=(T(I,J)**4)
      IF(A(I,J,NK) .LT. 0.0) A(I,J,NK)=0.0
      IF(A(I,J,NL) .LT.  . ) A(I,J, L)= .
      IF(A(I,J, K).LE. .  . .A(I,J,NL).LE. . ) GO TO 81
      ZMU =RO(I,J)*A(I,J, K)/(SQRT(A(I,J,NL)))
      GOTO 82
81    CONTINUE
      ZMU =0.
82    CONTINUE
      Z  (I,J)=Z  F*Z   *+(1.-Z  F)*ZMU(I,J)
      IF(I.GT.IAB.AND.J.LT.  .   .Z  (I,J).LT.0.000001)
     1   ZMU(I,J)=  .    
      SUM=  
      DO 301 L=1,INJ
      SUM=  +C J(L)/Z  (L)
301   CONTINUE
      R PR=R (I,J)
```

```
      MO(I,J)=MOMF*  (I,J)+(1.-   F)*MOMK
      EAK(I,J)=0.15
1     CONTINUE
      IF(INDE(   )  .NE. 1) GOTO 22
      IL=IAB+1
      IM=IH-1
      DO 20 I=IL,IM
      IF(I .LT. IC) JK=J
      IF(I .GE. IC) JK=JC
      J=JK-1
      CMA(I)=ALPHAE(I)*(X2(JK)+X2(J))/((CPP(I,JK)+CPP(I,J))*DELX2(J))
20    CONTINUE
      IM=IC-1
      DO21 J=2,JMM
      IF((J.GT. JA .AND. J .LT. JA1) .OR. J .GT. JB)
     1CLI(J)=ALPHA*X2(J)*2./((CPP(IAB,J)+CPP(IL,J))*DELX1(IL))
      IF(J .GE. JC)
     1 CRS(J)=ALPHA*X2(J)*2./((CPP(IC,J)+CPP(IM,J))*DELX1(IM))
   21 CONTINUE
22    CONTINUE
      RETURN
      END
```

MARTI 25/09/81 08.36.52

AU COURS DE LA COMPILATION :

```
RIABLES    NON REFERENCEES :
  X1              R                CEFF           ALPHAM          ALPHAR          X1
```

MARTI 25/09/81 08.47.07

```
* SEGMENT
* FETCHJ  ...,  /VELCT
      SUBROUTINE  VELCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     4   A,    1),    V1,V2,II ,JJ )
      COMMON/INDI/I ,I ,J ,J ,I SP,J SP,INA,J  ,IL,IR,J ,J ,INN,JNN
      COMMON/DELI/JAK,JAA1,JA,JA1,JB,JC,JCM,IABN,IAB,ICM,IC
      COMMON/CINDI/I 1,I 2,I 3,I 6,IN8,IN38
      COMMON/C     R/   ,  F,   T,  ,   ,    KJ(5),NE
      COMMON/CVEL/SIP    ,S13    ,VIIP,VI S
      COMMON/CINBB/JK,JLP,JLS
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DEL X2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1   A(II ,JJ ,1),  (II ,1),V1(II ,1),V2(II ,1)
C
C     ****************************************************************
C     MVELCT - CALCULEAZA CIMPUL *MASA-VITEZA* IN INTERIORUL FOCARULUI.
C     ****************************************************************
      DO  40 J=2,J
      IL=IMIN(J)+1
      IM=IMAX(J)-1
      IF(J .GE. JA .AND. J .LE. JA1) IL=IAB+1
      IF( J .GE. JB) IL=IAB+1
      IF(J .GE. JC) IM=IC-1
      DO 40 I=IL,IM
      V1(I,J   )=   F(I,J,2, F,X1,X2,A,I  ,J  )/(R(J)+R  (I,J   ))
40    V2(I,J   )=-  F(I,J,1, F,X1,X2,A,I  ,J  )/(R(J)+R  (I,J   ))
      J  =J -1
      DO 1 J=2,JJ
      V1(1,J)=  F(I B,J,2, F,X1,X2,A,I  ,J  )/(R(J)+R(I B,J))
1     V2(1,J   )=0.
      IF(JL3.    )  GO TO 5
      J =JS1+1
```

```
      DO 2 J=J0,J
      V1(1,J)=ADF(IAB,J,2,NF,X1,X2,A,I  ,JNW)/(X(J)*RO(IAB,J))
2     V2(1,J  )=0.0
3     CONTINUE
      J0=JC-1
      DO 31 J=2,J0
      V1(IN,J)=ADF(IN,J,2,NF,X1,X2,A,I  ,INW)/(X(J)*RO(IN,J))
      V2(IN,J  )=0.0
31    CONTINUE
      I=2
      J=3
      BB=1./(1.-((X2(I)-X2(1))/(X2(J)-X2(1)))**2)
      DO 10 I=1,IQ
      V1(I,1  )=BB*V1(I,2  )-(BB-1.0)*V1(I,3  )
10    CONTINUE
```

                                        ARTI   26/09/81   18.47.07

```
      RETURN
      END
```

                                        ARTI   26/09/81   18.47.07

AU COURS DE LA COMPILATION :

IRIABLES NON REFERENCEES :
   DELX1   DELX2

                                        ARTI   26/09/81   18.47.13

```
* SEGMENT
* FETCH3 LNSGIL1,DVTIAU,PSIDIMAS1,F  STRAML
      SUBROUTINE STRAML(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     1  TNC,  TNW,
     2  EEFF,
     3 ZZ1,ZZ2,BR1,H1,ER1,
     4  EAK,
     5  Q1,Q2,           SOUSTR,
     6  A1,AB11,AB12,AB21,AB22,        TG,IIW,JJW)
      COMMON/CGRID/IN ,I  ,JNN,JN,INSP,JNSP,INN,JNN,IL,IP,JJ,J0,INN,JNN
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAW,ICW,IC
      COMMON/CIRJN/IN1,I 2,IN3,INS,INS,INGS
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,ISTP,INR,INJ,IZCS,INU
      COMMON/C   /  ,NF,  T,NK,  L,N  ,NJ(5),NE
      COMMON/CTEMP/TPC,TSC,TP,TS
      COMMON/CKONST/PI,SIGMA
      COMMON/CSTREN/STREN1,STREN2
      COMMON/CE  IS3/E  ,   ,ALPHA,ST,ROT
      COMMON/CZZZ/Z11,Z12,Z13,Z14,Z15,Z16,
     1         Z21,Z22,Z23,Z24,Z25,Z26,Z29,BPFK,PSIO
      COMMON/CP  /PAP,RLS
      COMMON/CABL/ABL11 (3,3),ABL12 (3,3)
C
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1            EEFF(1),
     2        TNC(1),TNW(1),ZZ1(1),ZZ2(1),
     3   BR1(1),H1(1),ER1(1),
     4   EAK(II ,1),Q1(II ,1),Q2(II ,1),         SOUSTR(IIW,1),
     5   A1(II ,1),AB11(II ,1),AB12(II ,1),AB21(II ,1),AB22(II ,1),
     6       TG(II ,1)
```

```
C
      IL=IAB+1
      IM=IN-1
      DO 20 I=IL,IM
      Z24=2.-EEFF(I)
      Z25=EEFF(I)
      IF(I .LT. IC) JR=JA
      IF(I .GE. IC) JR=JC
      JM=JR-1
      IF(I .LT. IC) LL=3
      IF(I .GE. IC) LL=2
      DO 21 J=1,JR
      DO 21 K=1,JR
      A1(J,K)=0.0
21    CONTINUE
      BR1(1)=0.0
```

MARTI 26/09/81 08.17.18

```
      IF(I .LT. IC) BR1(JR)=(Z23/Z21)*EEFF(I)*TKW(I)
      IF(I .GE. IC) BR1(JR)=(Z23/Z21)*EEFF(I)*TG(I,JR)
      DO 23 K=1,3
      A1(1,K)=ABL12W(1,K)
23    CONTINUE
      DO 24 J=2,JM
      ABLK=    (EAK(I-1,J+1)-EAK(I-1,J-1))
     1  +2.0*(EAK(I   ,J+1)-EAK(I   ,J-1))
     2  +     (EAK(I+1,J+1)-EAK(I+1,J-1))
      ABLK=ABLK/(3.0*DELX2(J))
      HILF1=Z29+R(J)*Z21*EAK(I,J)
      HILF=(R(J)*R(J)*Z21*ABLK-R(J)*Z21*EAK(I,J)-2.*Z29)
     1     /(HILF1*HILF1)-0.5*SPFK/HILF1
      HILF2=0.5*SPFK*(R(J)*R(J)*Z21*ABLK-0.5)
     1     /(R(J)*HILF1*HILF1)+Z21*EAK(I,J)
      DO 25 L=1,3
      K=J-2+L
      A1(J,K)=-AB22(J,L)*R(J)/HILF1+HILF*AB12(J,L)
25    CONTINUE
      A1(J,J)=HILF2+A1(J,J)
      BR1(J)=Z23*(                    +EAK (I,J)*TG(I,J))
24    CONTINUE
      DO 26 L=1,3
      K=JR-3+L
      A1(JR,K)=Z24*ABL12W(LL,L)*R(JR)/(Z29+R(JR)*Z21*EAK(I,JR))
26    CONTINUE
      A1(JR,JR)=0.5*SPFK*Z24/(Z29+R(JR)*Z21*EAK(I,JR))+Z25*A1(JR,JR)
      DO 113 J=1,JR
      ER1(J)=BR1(J)
      DO 114 IKK=1,JR
      JJ=(J-1)*JR+IKK
  114 ABA(JJ)=A1(IKK,J)
  113 CONTINUE
      CALL RESOL(ABA,ER1,JR,KOD,0.000001)
      IF(KOD.EQ.1) STOP 1
      DO 27 J=2,JM
      SOURSTR(I,J)=2.*Z22*SIGMA*(
     1  +EAK(I,J)*TG(I,J))-1.5*Z21*EAK(I,J)*ER1(J)
      Q2(I,J)=(-1.5*R(J)/(Z29+R(J)*Z21*EAK(I,J)))*(AB12(J,1)*
     *ER1(J-1)+AB12(J,2)*ER1(J)+AB12(J,3)*ER1(J+1)
     2        +0.5*SPFK*ER1(J)/R(J))
27    CONTINUE
      Q2(I,JR)=(-1.5*R(JR)/(Z29+R(JR)*Z21*EAK(I,JR)))*(ABL12W(LL,1)*
     1 ER1(JR-2)+ABL12W(LL,2)*ER1(JR-1)+ABL12W(LL,3)*ER1(JR)
     2  +0.5*SPFK*ER1(JR)/R(JR))
      DO 28 J=1,JR
28    ER1(J)=0.0
```

```
20      CONTINUE
        IF(BTREK1 .EQ. 0.0) GOTO 39
        DO 30 J=2,JM
        IL=IMIN(J)+1
        IM=IMAX(J)-1
        IF(J .EQ. JC) IM=IL-1
        IR=IM+1
        IF(J .LT. JC) LL=3
        IF(J .GE. JC) LL=2
        DO 31 I=1,IR
        DO 31 K=1,IR
        A1(I,K)=0.0
31      CONTINUE
        BR1(1)=(Z13/Z11)*EW*TG(IAB,J)
        BR1(1)=-BR1(1)
        IF(J.LT.JC) BR1(IR)=(Z13/Z11)*EW*TG(IR,J)
        IF(J.GE.JC) BR1(IR)=(Z13/Z11)*EW*TG(IR,J)
        DO 33 K=1,3
        A1(1,K)=Z14*ABL11W(1,K)/(Z11*EAK(IAB,J))
33      CONTINUE
        A1(1,1)=Z15+A1(1,1)
        DO 34 I=2,IM
        ABLK=(EAK(I+1,J-1)-EAK(I-1,J-1))
       1     +2.0*(EAK(I+1,J  )-EAK(I-1,J  ))
       2     +    (EAK(I+1,J+1)-EAK(I-1,J+1))
        ABLK=ABLK/(8.0*DELA1(I))
        HILF=ABLK/(Z11*EAK(I,J)*EAK(I,J))
        DO 35 L=1,3
        K=I-2+L
        A1(I,K)=-AB21(I,L)/(Z11*EAK(I,J))+HILF*AB11(I,L)
35      CONTINUE
        A1(I,I)=Z11*EAK(I,J)+A1(I,I)
        BR1(I)=Z13*(EAK(I,J)*TG(I,J))
34      CONTINUE
        DO 36 L=1,3
        K=IR-3+L
        A1(IR,K)=Z14*ABL11W(LL,L)/(Z11*EAK(IR,J))
36      CONTINUE
        A1(IR,IR)=Z15+A1(IR,IR)
C       ********************************
        DO 37 I=2,IM
        SOUSTR(I,J)=SOUSTR(I,J)
       1   +2.*SIGMA*Z12*(
       2    +EAK (I,J)*TG(I,J))-1.5*Z11*EAK(I,J)*ER1(I)
        Q1(I,J)=-(1.5/(Z11*EAK(I,J)))*(AB11(I,1)*ER1(I-1)+AB11(I,2)
       1 *ER1(I)+AB11(I,3)*ER1(I+1))
37      CONTINUE
```

MARTI 26/09/81 08.47.18

```
        Q1(IAB,J)=-(1.5/(Z11*EAK(IAB,J)))*(ABL11W(1,1)*ER1(IAB)+ABL11W(1,2
       1        )*ER1(IAB+1)+ABL11W(1,3)*ER1(IAB+2))
        Q1(IR,J)=-(1.5/(Z11*EAK(IR,J)))*(ABL11W(LL,1)*ER1(IR-2)
       1          +ABL11W(LL,2)*ER1(IR-1)+ABL11W(LL,3)*ER1(IR))
        DO 38 I=1,IR
38      ER1(I)=0.0
30      CONTINUE
39      CONTINUE
        RETURN
        END
```

MARTI 26/09/81 08.47.18

```
AU COURS DE LA COMPILATION :


ARIABLES NON REFERENCEES :
   Y1              X2              I C              ZZ1              ZZ2              M1


                                                    MARTI        26/09/81   08.37.46


* SEGMENT
* FETCHS LN$GIL1,DYT$AD,VS$DIMAS1,FN$SOLVCT
      SUBROUTINE SOLVCT
      COMMON A (1)
      COMMON /ADN/ N1,N2,N3,N4,N5,N6,N7
      COMMON /ADM/ M1,M2,M3,M4,M5,M6,M7,M8,M9,
     1  M10,M11,M12,M13,M14,M15,M16,M17,M18,M19,
     2  M21,M22,                               M40,M41,M42,
     5 M50,M51,M52,M53,M54,M55,M56,M57,M58,M59,
     6  M60,M61,M62,M63,M64,M65,M66,M67,M68,M69,M70
      COMMON /ADL/ L1,L2,L3,L4,L5,L6,L7,L8,L9,
     1  L11,L12,L13,L14,L15,L16,L17,L18,
     4  L31,L32,L33,L34,L35,L36,
     5  L40,L41,L42,L43,L44,     L46,L47,L48,
     6  L50,L51,L52
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINDN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,ISTP,IBR,INJ,IZUS,INQ
      COMMON/CINOUT/II ,IOUT,IIN1
      COMMON/CNUMBR/N ,NP,NPT,NR,NL,NM,NKJ(5),NC
      COMMON/CNITER/NITER
      COMMON/CKVORT/KVORT
      COMMON/CNAME/NNAME(6,20),ASYMBL(36)
      COMMON/CCHECK/RSDU(20),RP(20),CC,DC,NMAX,NPRIN
      COMMON/CDI/DIFMAX(20)
C
      IIN=5
      IOUT=6
      IIN1=1
C
      WRITE(6,101)
      K=1
   10 IF(INDE(K).EQ.1) WRITE(6,102)
  102 FORMAT(34X, ' 1- VITEZA UNGHIULARA A VIRTEJULUI- A(I,J,1)'/
     *34X,' 2- FUNCTIA DE CURENT- A(I,J,2)'/
     *34X,' 3- VITEZA TANGENTIALA- A(I,J,3)'/
     *34X,' 4- ENERGIA SPECIFICA CINETICA PULSATORIE- A(I,J,4)'/
     *34X,' 5- PATRATUL FRECVENTEI MEDII A PULS. TURB.- A(I,J,5)'/
     *34X,' 6- FRACTIA AMESTECULUI- A (I,J,6)'/
     *34X,'10- ENTALPIA- A(I,J,10)')
      WRITE(6,103)
      M=N+1
      N=N+INR+1
      WRITE(6,104)
      NITER=0
      NNN=NPRIN


                                                    MARTI        26/09/81   08.37.46


      KVORT=1
C
      CALL BOUNCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M1),A(M2),A(M3),A(M4),A(M5),A(M6),A(M7),A(M8),A(M10),
     2  A(M11),A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),A(M19),
     3  A(M21), (M22),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),A(M61),
```

```
     5  A(L46),A(L47),A(L48),IW,INW,JNW)
      CALL BOUNCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M1),A(M2),A(M3),A(M4),A(M5),A(M6),A(M7),A(M8),A(M10),
     2  A(M11),A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),A(M19),
     3  A(M21),A(M22),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),A(M61),
     4  A(M62),A(M66),A(L11),A(L12),A(L13),A(L14),
     5  A(L46),A(L47),A(L48),IF,INW,JNW)
C
    1 CONTINUE
      NITER=NITER+1
C
      CALL TEMPER(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),
     2  A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M60),A(M61),A(M62),
     3  A(M63),A(M66),A(L52),INW,JNW)
      CALL MVELCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M50),A(M52),A(M54),A(M55),INW,JNW)
      IF(ISTR.EQ.1) CALL STRAML(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),
     1  A(N2),A(M1),A(M3),A(M12),A(M21),A(M22),A(M40),A(M41),A(M42),
     2  A(M60),A(M61),A(M62),A(M68),A(L40),A(L41),A(L42),A(L43),
     3  A(L44),A(L52),INW,JNW)
C
C
      DO 2 K=1,IE
      DIFMAX(K)=0.
      RSDU(K)=0.
C
    2 IF(INDE(K).EQ.1) CALL PDEQCT(A(M16),A(M17),A(M18),A(M50),A(M52),
     1  A(M53),K,INW,JNW,A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2))
C
      M=NM+2
      N=NM+IBR
      IF(M .GT. N) GO TO 30
      RSDUMX=RSDU(M-1)
      KMX=M-1
      DO 20 K=M,N
      IF(ABS(RSDUMX)-ABS(RSDU(K))) 21,20,20
21    RSDUMX=RSDU(K)
      KMX=K
20    CONTINUE
```



```
      RSDU(M-1)=RSDU(KMX)
      DIFMAX(M-1)=DIFMAX(KMX)
30    CONTINUE
      M=NM+1
      N=NM+IBR+1
      WRITE(6,105) NITER,(RSDU(K),K=1,M),(RSDU(K),K=N,IE),
     1            (DIFMAX(K),K=1,M),(DIFMAX(K),K=N,IE)
      RES=RSDU(1)
      DO 3 K=2,IE
      IF(ABS(RSDU(K)).GT.ABS(RES)) RES=RSDU(K)
3     CONTINUE
      IF(NITER .GE. NMAX)GOTO 5
      IF(NITER-NNN)6,7,7
7     NNN=NNN+NPRINT
      KWRT=1
C
      CALL BOUNCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M1),A(M2),A(M3),A(M4),A(M5),A(M6),A(M7),A(M8),A(M10),
     2  A(M11),A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),A(M19),
     3  A(M21),A(M22),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),A(M61),
     4  A(M62),A(M66),A(L11),A(L12),A(L13),A(L14),
     1  A(L46),A(L47),A(L48),IW,INW,JNW)
      CALL PRINCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M50),A(M53),A(M51),A(M52),A(M54),A(M63),INW,JNW,IAW)
C
```

```
      WRITE(6,103)
      WRITE(6,104)
  104 FORMAT('NITER    TURB      FDC      V3       K          W      AMES     CH4
     *     ENTL     TURB      FDC      V3       K          W      AMES     CH4
     *     ENTL'/)
6     CONTINUE
      IF(ABS(RES) .GT. CC .OR. NITER .LE. 2) GOTO 1
      GO TO 40
5     WRITE(6,108) NITER
      KVORT=1
40    CONTINUE
C
      CALL BOUNCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M1),A(M2),A(M3),A(M4),A(M5),A(M6),A(M7),A(M8),A(M10),
     2  A(M11),A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),A(M19),
     3  A(M21),A(M22),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),A(M61),
     4  A(M62),A(M66),A(L11),A(L12),A(L13),A(L14),
     1  A(L46),A(L47),A(L48),NW,INW,JNW)
C
  101 FORMAT(1H1///,10X,'SISTEMUL DE ECUATII DIFERENTIALE ESTE REZOLVAT
     * PT URMATOARELE VARIABILE'//)
```

MARTI 26/09/81 08.47.46

```
  103 FORMAT(////7X,'REZIDUUL RELATIV',43X,'REZIDUUL ABSOLUT'//)
  108 FORMAT(10X,' PROCESUL NU CONVERGE DUPA',I5,' ITERATII')
106   FORMAT(1H ,I3,16(E 8.1))
C
      NO=0
      INA=INW*JNW-1
      INX=IN1*IE-1
      INY=IN1*IZUS-1
      RETURN
      END
```

MARTI 26/09/81 08.47.46

AU COURS DE LA COMPILATION :

VERTISSEMENT : ETIQUETTE '10' DEFINIE,NON REFERENCEE.

MARTI 26/09/81 08.48.21

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AO,VS:DIMAS1,FN:PRINCT
      SUBROUTINE PRINCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     4 A,AO,T,RO,V1,
     5    AA,IIW,JJW,KK)
C
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICH,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,ISTR,IBR,IKJ,IZUS,IAO
      COMMON/CNUMBR/NM,NP,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEW
      COMMON/CKUNZ/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     1       CMJ(10)
      COMMON/CTEMP/TPC,TSC,TP,TS
      COMMON/CEN/ENP,ENS,ENPS
      COMMON/CCHEM/STC1(10),STC2(10),          HK(10)
      COMMON/CVEL/G1P,G1S,VIMP,VIMS
      COMMON/CNITER/NITER
```

```
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMN(10),GCPH,RR
      COMMON/CEMIS3/EM,RSH,ALPHA,ET,RHT
      COMMON/CINPR/INPR(30)
      COMMON/CNAME/NAME(5,20),ASYMBL(30)
C
      DIMENSION W(40)
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     3 A(IIM,JJM,1),AU(IIM,JJM,KK),T(IIM,1),RU(IIM,1),V1(IIM,1),
     4         AA(IIM,JJM,1)
C
      IF(INDE(NEN)    .NE. 1) GOTO 51
      DO 50 J=1,JM
      IL=IMIN(J)
      IM=IMAX(J)
      DO 50 I=IL,IM
      CALL GASZU(W,     I,J,IIM,JJM)
      AA(I,J,1)=CMJ(4)
      AA(I,J,2)=CMJ(5)
      AA(I,J,3)=CMJ(6)
50    CONTINUE
51    CONTINUE
      IX=1
      DO 1  K=1,30
      IF(INPR(K) .NE. 1) GOTO 10
      L=K
      IF(K .GT. IE) L=K+NEN-IE
      WRITE(6,100)ASYMBL(L),NITER
      DO 5 IP=1,2
      II1=11
```

MARTI 26/09/81 03.46.21

```
      IEMPTY=0
      IF(IP .EQ. 1) IEND=IM
      IF(IP .EQ. 2) IEND=IM
      DO 5 JJ=1,JM
      J=JM+1-JJ
      IF(IP .EQ. 2 .AND. IMAX(J) .LT.11) GOTO 5
      IF(IP .EQ. 1) II1=IMIN(J)
      IF(IP .EQ. 1) IEMPTY=(II1-1)/IX
      II2=IMAX(J)
      IF(IP .EQ. 1 .AND. II2 .GT.10) II2=10
      IF(K .NE. NU .AND. K .NE. NVT.AND.K.NE.IE+1 ) GOTO 4
      DO 40 I=II1,II2,IX
      W(I)=AU(I,J,K)
      IF(K .EQ. NU) A(I,J,NU)=W(I)*R(J)
      IF(K .EQ. NVT .AND. R(J) .GT. 0.0) A(I,J,NVT)=W(I)/R(J)
      IF(K.EQ.IE+1)A(I,J,K)=W(I)-273.15
40    CONTINUE
4     CONTINUE
       IF(IEMPTY.GE.1) GO TO 3
      WRITE(6,101) J,(A(I,J,K),I=II1,II2,IX)
      GOTO 2
3     GOTO(31,32,33),IEMPTY
31    WRITE(6,201)J,(A(I,J,K),I=II1,II2,IX)
      GOTO 2
32    WRITE(6,202)J,(A(I,J,K),I=II1,II2,IX)
      GOTO 2
33    WRITE(6,203)J,(A(I,J,K),I=II1,II2,IX)
2     CONTINUE
      IF(K.NE.NU.AND.K.NE.NVT.AND.K.NE.IE+1) GO TO 5
      DO 41 I=II1,II2,IX
41    AU(I,J,K)=W(I)
5     CONTINUE
      IF(IP .EQ. 1) WRITE(6,102)(I,I=1,IEND)
      IF(IP .EQ. 2) WRITE(6,102)(I,I=11,IEND)
      WRITE(6,103)
6     CONTINUE
```

```
  100 FORMAT(1H1,10X,'DISTRIBUTIA',2X,A4,2X,'DUPA',I5,' ITERATII'//)
101   FORMAT(1H ,I2,2X,10( E11.3))
  102 FORMAT(1H0/10I11///)
103   FORMAT(1H0///)
201   FORMAT(1H ,I2,2X,11X,10( E11.3))
202   FORMAT(1H ,I2,2X,22X,9(  E11.3))
203   FORMAT(1H ,I2,2X,33X,8(  E11.3))
      RETURN
      END
```

MARTI 26/09/81 08.48.21

AU COURS DE LA COMPILATION :

VARIABLES NON REFERENCEES :

```
  X1          X2          DELX1          DELX2          T          RO
```

MARTI 26/09/81 08.48.21

MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CKONZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118	(00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	GASZU	TYPE	P	LONGUEUR	0630	(01584)
MODULE	RELAX	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CEMISS	TYPE	C	LONGUEUR	0014	(00020)
MODULE	CKONST	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CTURB	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	CSTOFF	TYPE	C	LONGUEUR	0080	(00128)
MODULE	CNITER	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CEN	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CKONZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118	(00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
[illegible]	[illegible]	TYPE	C	LONGUEUR	[illegible]	[illegible]

MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	TEMPER	TYPE	P	LONGUEUR	0BC8	(03016)
MODULE	CMASS	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CVEL	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	MVELCT	TYPE	P	LONGUEUR	0770	(01904)
MODULE	CABL	TYPE	C	LONGUEUR	0048	(00072)
MODULE	CRO	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CZZZ	TYPE	C	LONGUEUR	003C	(00060)
MODULE	CEMISS	TYPE	C	LONGUEUR	0014	(00020)
MODULE	CSTRPK	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CKONST	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CTEMP	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	STRAHL	TYPE	P	LONGUEUR	1DF8	(07672)
MODULE	CDI	TYPE	C	LONGUEUR	0050	(00080)
MODULE	CCHECK	TYPE	C	LONGUEUR	00B0	(00176)
MODULE	CNAME	TYPE	C	LONGUEUR	0270	(00624)
MODULE	CKVORT	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CNITER	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)

MARTI 26/09/81 08.48.21

MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	INOUT	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)

MODULE	ADL	TYPE	C	LONGUEUR	0088	(00136)
MODULE	ADM	TYPE	C	LONGUEUR	0084	(00180)
MODULE	ADN	TYPE	C	LONGUEUR	001C	(00028)
MODULE	FXBLK	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	SOLVCT	TYPE	P	LONGUEUR	2470	(09328)
MODULE	CNAME	TYPE	C	LONGUEUR	0270	(00624)
MODULE	CINPR	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CEMISS	TYPE	C	LONGUEUR	0014	(00020)
MODULE	CSTOFF	TYPE	C	LONGUEUR	0080	(00128)
MODULE	CNITER	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CVEL	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CEN	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CTEMP	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CKONZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118	(00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068	(00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	PRINCT	TYPE	P	LONGUEUR	0AC0	(02752)

ATION (PLUS HAUT NIVEAU D'ERREUR RENCONTRE = 0)   08.48.38

ORTRAN

MARTI   26/09/81   08.48.40

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:SIL1,DVT:AD,VS:DIMAS1,RM:FDEQCT
      SUBROUTINE FDEQCT(CNA,CLI,CRE,AQ,RO,ZMU,K,IIN,JJN,X1,X2,
     1  DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R)
      COMMON A(1)
      COMMON /ADN/ N1,N2,N3,N4,N5,N6,N7
      COMMON /ADM/ M1,M2,M3,M4,M5,M6,M7,M8,M9,
     *  M10,M11,M12,M13,M14,M15,M16,M17,M18,M19,
     2  M21,M22,          M40,M41,M42,
     3  M50,M51,M52,M53,M54,M55,M56,M57,M58,M59,
     6  M60,M61,M62,M63,M64,M65,M66,M67,M68,M69,M70
```

```
     1  L11,L12,L13,L14,L15,L16,L17,L18,
     4  L31,L32,L33,L34,L35,L36,
     5  L40,L41,L42,L43,L44,    L46,L47,L48,
     6  L50,L51,L52
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INM,JNM,IL,IR,JU,JO,INM,JN
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,INS,INS,INGS
      COMMON/CNUMBR/NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CCOEF/CE,CW,CN,CS,C(3)
      COMMON/CCHECK/RSDU(20),RP(20),CC,DC,NMAX,NPRIN
      COMMON/CDI/DIFMAX(20)
C
      DIMENSION CMA(IIW,1),CLI(1),CRE(1),AQ(IIW,JJW,1),RO(IIW,1),
     1  ZMU(IIW,1),X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1)
C
      DO 10 J=2,JNM
      IL=IMIN(J)+1
      IM=IMAX(J)-1
      IF(JA .EQ. JA1) GOTO 20
      IF(J .EQ. JA .OR. J .EQ. JA1) IL=IAB+1
20    CONTINUE
      IF(J .EQ. JB) IL=IAB+1
      IF(J .EQ. JC) IM=IC-1
      DO 10 I=IL,IM
      IF(K .EQ. NW .AND. (J .EQ. JA .AND. I .EQ. (IAB+1))) GOTO 100
      IF(K.EQ.NW.AND.(J.EQ.JA1.AND.I.EQ.(IAB+1))) GO TO 100
      IF(K.EQ.NW.AND.(J.EQ.JB.AND.I.EQ.(IAB+1))) GO TO 100
      GOTO 110
C
100   CALL COEFCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     2        CMA,CLI,CRE,
     3  RO,ZMU,I,J,NF,INW)
      YY=AQ(I,J,NF)*(CE+CW+CN+CS)
      YY=YY-(CE*AQ(I+1,J,NF)+CW*AQ(I-1,J,NF)+CN*AQ(I,J+1,NF)
     1   +CS*AQ(I,J-1,NF))
```

MARTI 26/09/81 08.48.40

```
      Z=AQ(I,J,NW)
      AQ(I,J,NW)=YY/R(J)
      GOTO 222
110   CONTINUE
      IF((K .EQ. NW .OR. K .EQ. NK .OR. K .EQ. NL)
     4        .AND. ((I .LT.IC .AND. J .EQ. JNM
     1.OR. I .GE. IC .AND. J .EQ. JC-1) .OR. ( I .EQ. IAB+1 .AND.
     2 ((J .GT. JA .AND. J .LT. JA1) .OR. J .GT. JB)) .OR.
     3 (J .GE. JC .AND. I .EQ. IC-1))) GOTO 10
C
      CALL SORCCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),A(M16),
     1  A(M17),A(M18),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),
     2  A(M68),A(M69),A(M70),A(L46),A(L47),A(L48),A(L50),I,J,K,
     3  SOURCE,ZO,INW,JNW)
C
      CALL COEFCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     2           CMA,CLI,CRE,
     3  RO,ZMU,I,J,K,INW)
2     IF(K .NE. NF) GOTO 1
      IF(K.EQ.NF.AND.(J.EQ.JA.AND.I.EQ.(IAB+1))) GO TO 223
      IF(K.EQ.NF.AND.(J.EQ.JA1.AND.I.EQ.(IAB+1))) GO TO 223
      IF(K .EQ. NF .AND. (J .EQ. JB .AND. I .EQ.  (IAB+1))) GOTO 223
      GOTO 1
223   AQ(I,J,NF)=AQ(I-1,J,NF)
      GOTO 10
1     CONTINUE
C
      CALL CONVEC(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     1  AQ,I,J,K,AU,ZU,INW,JNW)
      IF(K .EQ.NW) AU=AU*R(J)*R(J)
```

BUPT

```
      ANUM=CE*C(2)*AQ(I+1,J,K)+CW*C(4)*AQ(I-1,J,K)
     1 +CN*C(3)*AQ(I,J+1,K)+CS*C(5)*AQ(I,J-1,K)+AU+SOURCE
      ADNM=(CE+CW+CN+CS)*C(1)+ZU+ZD
4     Z=AQ(I,J,K)
      AQ(I,J,K)=ANUM/ADNM
222   CONTINUE
      DIF=AQ(I,J,K)-Z
      AQ(I,J,K)=Z+RP(K)*DIF
      RS=DIF/(AQ(I,J,K)+1.0E-08)
      RSM=DIF/(0.25*(AQ(I+1,J,K)+AQ(I-1,J,K)+AQ(I,J+1,K)+AQ(I,J-1,K))
     1   +1.0E-08)
      IF(ABS(RSM) .LT. ABS(RS)) RS=RSM
      IF(ABS(RS).GT.ABS(RSDU(K))) RSDU(K)=RS
      IF(ABS(DIF) .GT. ABS(DIFMAX(K))) DIFMAX(K)=DIF
10    CONTINUE
C
```

MARTI   26/09/81   08.48.40

```
      CALL BOUNCT(A(N1),A(N2),A(N3),A(N4),A(N5),A(N6),A(N2),
     1  A(M1),A(M2),A(M3),A(M4),A(M5),A(M6),A(M7),A(M8),A(M10),
     2  A(M11),A(M12),A(M13),A(M14),A(M15),A(M16),A(M17),A(M18),A(M19),
     3  A(M21),A(M22),A(M50),A(M51),A(M52),A(M53),A(M54),A(M55),A(M61),
     4  A(M62),A(M66),A(L11),A(L12),A(L13),A(L14),
     5  A(L46),A(L47),A(LMM),K,IMM,JMM)
      RETURN
      END
```

MARTI   26/09/81   08.48.40

AU COURS DE LA COMPILATION :

VERTISSEMENT : ETIQUETTE '2' DEFINIE,NON REFERENCEE.

VERTISSEMENT : ETIQUETTE '4' DEFINIE,NON REFERENCEE.

MARTI   26/09/81   08.49.05

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AD,VS:DIMA31,FN:COEFCT
      SUBROUTINE COEFCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     2          CHA,CLI,CRE,
     3  RO,ZMU,I,J,K,IIM)
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,IN0,IN5,IN08
      COMMON/CNUMBR/NI,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMA(10),GCPM,RR
      COMMON/CCOEF/CE,CW,CN,CS,C(5)
      DIMENSION B(5)
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1        CHA(1),CLI(1),CRE(1),RO(IIM,1),ZMU(IIM,1)
C
      DO 16 L=1,5
16    C(L)=1.0
      IF(K .NE.NM) GOTO 2
      B(1)=R(J)**3
      B(2)=B(1)
      B(3)=R(J+1)**3
```

BUPT

```
      B(5)=R(J-1)**3
      C(1)=ZMU(I,J)
      C(2)=ZMU(I+1,J)
      C(3)=ZMU(I,J+1)
      C(4)=ZMU(I-1,J)
      C(5)=ZMU(I,J-1)
      GOTO 20
2     IF(K .NE. NP) GOTO 3
      B(1)=1./(R(J)*RO(I,J))
      B(2)=1./(R(J)*RO(I+1,J))
      B(3)=8./((R(J)+R(J+1))*(RO(I,J)+RO(I,J+1)))-B(1)
      B(4)=1./(R(J)*RO(I-1,J))
      B(5)=8./((R(J)+R(J-1))*(RO(I,J)+RO(I,J-1)))-B(1)
      GOTO 20
3     CONTINUE
      IF(K .NE. NVT) GOTO 4
      B(1)=ZMU    (I,J)*R(J)**3
      B(2)=ZMU(I+1,J)*R(J)**3
      B(3)=ZMU    (I,J+1)*R(J+1)**3
      B(4)=ZMU    (I-1,J)*R(J)**3
      B(5)=ZMU    (I,J-1)*R(J-1)**3
      C(1)=1./(R(J)*R(J))
      C(2)=C(1)
      C(3)=1./(R(J+1)*R(J+1))
      C(4)=C(1)
```



```
      C(5)=0.0
      IF(R(J-1).GT.0.0) C(5)=1./(R(J-1)*R(J-1))
      GOTO 20
4     CONTINUE
      B(1)=ZMU(I,J)*R(J)/PR(K)
      B(2)=ZMU(I+1,J)*R(J)/PR(K)
      B(3)=ZMU(I,J+1)*R(J+1)/PR(K)
      B(4)=ZMU(I-1,J)*R(J)/PR(K)
      B(5)=ZMU(I,J-1)*R(J-1)/PR(K)
20    CONTINUE
      CE=(B(2)+B(1))/((X1(I+1)-X1(I))*2.*DELX1(I))
      CW=(B(1)+B(4))/((X1(I)-X1(I-1))*2.*DELX1(I))
      CN=(B(3)+B(1))/((X2(J+1)-X2(J))*2.*DELX2(J))
      CS=(B(1)+B(5))/((X2(J)-X2(J-1))*2.*DELX2(J))
      IF(K .NE. NEN) GOTO 40
      IF(J.EQ.JNM.OR.(I.GE.IC.AND.J.EQ.JC-1)) GO TO 41
      GOTO 42
41    CONTINUE
      CN=CMA(I)*PR(NEN)/PR(K)
42    CONTINUE
      IF(I .EQ. IAB+1 .AND. ((J .GT. JA .AND. J .LT. JA1)
     1   .OR. J .GT. JB)) GOTO 43
      GOTO 44
43    CONTINUE
      CW=CLI(J)*PR(NEN)/PR(K)
44    CONTINUE
      IF(I .EQ. IC-1 .AND. J .GE. JC) GOTO 45
      GOTO 40
45    CONTINUE
      CE=CRE(J)*PR(NEN)/PR(K)
40    CONTINUE
      RETURN
      END
```

IRIABLES NON REFERENCEES :
   IMIN   IMAX


```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AD,VS:DIMAS1,FN:SORCCT
      SUBROUTINE SORCCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     2     CMA,CLI,CRE,
     4 A,T,RO,ZMU,V1,V2,
     5       SOUSTR,RCH4,RCO,
     9     WAV1,WVL2,WVR2,GENRAT,
     4  I,J,K,SOURCE,Z0,IIW,JJW)
C
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INM,JNM,IL,IR,JU,JO,INN,JNN
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICN,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,ISTR,IBR,IKJ,IZUS,IAQ
      COMMON/CNUMBR/NN,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CKONZ/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     1     CMJ(10)
      COMMON/CCHEM/STC1(10),STC2(10),         HK(10)
      COMMON/CNITER/NITER
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMW(10),SCPM,RR
      COMMON/CTURB/TGRD1,TGRD2,TKS,TKP,WWP,WWS,CMY,CDD,CC1,CC2,CC3,CSQRT
     1        ,ZK1,ZK2
      COMMON/CCOEF/CE,CW,CN,CS,C(5)
      COMMON/CREF/BRREF(10),FPSREF,TREF,ROREF,ENREF,PREF
      COMMON/CKIN/AFAK(10),AKENER(10)
      COMMON/CORD/AR(10),BR(10),CR(10)
      COMMON/MARKE/MARKE
      LOGICAL MARKE
C
      DIMENSION CAB(5)
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1     CMA(1),CLI(1),CRE(1),
     2 A(IIW,JJW,1),RO(IIW,1),V1(IIW,1),V2(IIW,1),T(IIW,1),ZMU(IIW,1),
     3 SOUSTR(IIW,1),RCH4(IIW,1),RCO(IIW,1),
     4  WAV1(1),WVL2(1),WVR2(1),GENRAT(IIW,1)
      VS2(IV,JV)=V1(IV,JV)*V1(IV,JV)+V2(IV,JV)*V2(IV,JV)
C
      GOTO(1,2,3,4,5,6,7,8,9,10),K
C     PT VITEZA UNGHIULARA A VIRTEJULUI
1     SOURCE=0.
      DEN=16.0*DELX1(I)*DELX2(J)/(R(J)**2)
      S1=RO(I,J+1)+RO(I,J)
      S1=S1*(VS2(I+1,J)-VS2(I-1,J)+VS2(I+1,J+1)-VS2(I-1,J+1))
      S2=RO(I,J-1)+RO(I,J)
      S2=S2*(VS2(I-1,J)-VS2(I+1,J)+VS2(I-1,J-1)-VS2(I+1,J-1))
      S3=RO(I+1,J)+RO(I,J)
      S3=S3*(VS2(I,J-1)-VS2(I,J+1)+VS2(I+1,J-1)-VS2(I+1,J+1))
      S4=RO(I-1,J)+RO(I,J)
```



```
      S4=S4*(VS2(I,J+1)-VS2(I,J-1)+VS2(I-1,J+1)-VS2(I-1,J-1))
      SOURCE=SOURCE+(S1+S2+S3+S4)/DEN
      IF(INDE(NVT) .NE. 1) GOTO 100
      SOURCE=SOURCE
     1   +(RO(I+1,J)*A(I+1,J,NVT)**2-RO(I-1,J)*A(I-1,J,NVT)**2)/
     2   (2.*DELX1(I)*R(J))
100   CONTINUE
      Z0=0.
```

```
C      PT FUNCTIA DE CURENT
2      CONTINUE
       IF(A(I,J,NF) .LT. A(1,1,NF))A(I,J,NF)=A(1,1,NF)
       SOURCE=A(I,J,NN)*R(J)
       IF(I .EQ. IAB+1 .AND. ((J .GT. JA .AND. J .LT. JA1)
      1 .OR. J .GT. JB)) SOURCE=WVL2(J)*R(J)
       IF(J .EQ. JNM) SOURCE =WAV1(I)*R(J)
       IF(I .EQ. IC-1 .AND. J .GE. JC)SOURCE=WVR2(J)*R(J)
       IF(J.EQ.JC-1.AND.I.GE.IC) SOURCE=WAV1(I)*R(J)
       ZQ=0.
       RETURN
C      PT FRACTIA AMESTECULUI
6      CONTINUE
       SOURCE=0.
       ZQ=0.
       RETURN
C      PT CONCENTRATIA DE CH4
7      CONTINUE
       ARRH=AFAK(1)*EXP(-AKENER(1)/T(I,J))
       ZQ=(A(I,J,K)+1.0E-08)          **(AR(1)-1.)*A(I,J,K+2)**BR(1)
       ZQ=ZQ*RO(I,J)
       ZQ=ZQ*ARRH
       RCH4(I,J)=-ZQ*A(I,J,K)
       SOURCE=0.
       ZQ=ZQ*R(J)
       RETURN
C      PT CONCENTRATIA DE CO
8      CONTINUE
       ARRH=AFAK(2)*EXP(-AKENER(2)/T(I,J))
       ZQ=
      1  A(I,J,K+1)**BR(2)*A(I,J,19 )**CR(2)
       ZQ=ZQ*(RO(I,J)**1.75)/(T(I,J)**0.75)
       ZQ=ZQ*ARRH
       RCO(I,J)=-ZQ*A(I,J,K)
       SOURCE=-STC1(2)*RCH4(I,J)*R(J)
       ZQ=ZQ*R(J)
       RETURN
9      CONTINUE
```



```
C      PT CONCENTRATIA DE O2
       SOURCE=(+STC1(3)*RCH4(I,J)+STC2(3)*RCO(I,J))*R(J)
       ZQ=0.0
       RETURN
C      PT ENERGIA SPECIFICA CINETICA PULSATORIE
4      CONTINUE
       IF(MARKE) GO TO 80
       IF(NITER .LT. 10)GOTO 50
80     CONTINUE
       H1=DELX1(I)*2.0
       H2=DELX2(J)*2.0
       HE=X1(I+1)-X1(I   )
       HW=X1(I   )-X1(I-1)
       HN=X2(J+1)-X2(J   )
       HS=X2(J)-X2(J-1)
       DV1Z=((V1(I+1,J)-V1(I,J))*HW/HE+(V1(I,J)-V1(I-1,J))*HE/HW)/H1
       DV2R=((V2(I,J+1)-V2(I,J))*HS/HN+(V2(I,J)-V2(I,J-1))*HN/HS)/H2
       DV1R=((V1(I,J+1)-V1(I,J))*HS/HN+(V1(I,J)-V1(I,J-1))*HN/HS)/H2
       DV2Z=((V2(I+1,J)-V2(I,J))*HW/HE+(V2(I,J)-V2(I-1,J))*HE/HW)/H1
       GENA=2.*(DV1Z*DV1Z+DV2R*DV2R)+(DV1R+DV2Z)*(DV1R+DV2Z)
       GENT=0.0
       IF(INDE(NVT).NE.1) GO TO 401
       DV3Z=(((A(I+1,J,NVT)-A(I,J,NVT))*HW/HE+(A(I,J,NVT)-A(I-1,J,NVT))
      1 * HE/HW)/R(J))/H1
       IF(J.GT.2)
      1  DV3R=((A(I,J+1,NVT)/R(J+1)-A(I,J,NVT)/R(J))*HS/HN+(A(I,J,NVT)
      1 /R(J)-A(I,J-1,NVT)/R(J-1))*HN/HS)/H2
```

```
     1 DV3R=((A(I,J+1,NVT)/R(J+1)-A(I,J,NVT)/R(J))*HS/HN+(A(I,J,NVT)
     2 /R(J))*HN/HS)/H2
       GENT=DV3Z*DV3Z+(DV3R-A(I,J,NVT)/(R(J)*R(J)))**2
 401   CONTINUE
       GENRAT(I,J)=GENA+GENT
       SOURCE=GENRAT(I,J)*ZMU(I,J)*R(J)
       ZQ=RO(I,J)*SQRT(A(I,J,NL))*CDD*R(J)
       GOTO 51
 50    CONTINUE
       SOURCE=0.0
       ZQ=0.0
 51    CONTINUE
       RETURN
 C     PT ENTALPIE
 10    CONTINUE
       IF(ISTR .EQ. 0) GOTO 30
       SOURCE=-SOUSTR(I,J)*R(J)
 C
       GOTO 40
```

MARTI 26/09/81 08.49.21

```
    30 SOURCE=0.
 40    ZQ=0.
       RETURN
 C     PT PATRATUL FRECVENTEI MEDII A PULSATIILOR TURBULENTE
 5     CONTINUE
       IF(MARKE) GOTO 90
       IF(NITER .LT. 10)GOTO 70
 90    CONTINUE
       H1=DELX1(I)*2.0
       H2=DELX2(J)*2.0
       HE=X1(I+1)-X1(I  )
       HW=X1(I  )-X1(I-1)
       HN=X2(J+1) -X2(J)
       HS=X2(J  )-X2(J-1)
       DWZ=((A(I+1,J,NW)*R(J)-A(I,J,NW)*R(J))*HW/HE
     1 +(A(I,J,NW)*R(J)-A(I-1,J,NW)*R(J))*HE/HW)/H1
       DWR=((A(I,J+1,NW)*R(J+1)-A(I,J,NW)*R(J))*HS/HN
     1   +(A(I,J,NW)*R(J)-A(I,J-1,NW)*R(J-1))*HN/HS)/H2
       SOURCE=(CC1*ZMU(I,J)*(DWZ*DWZ+DWR*DWR)
     1   +CC3*RO(I,J)*GENRAT(I,J)*SQRT(A(I,J,NL)))*R(J)
       ZQ=(CC2*RO(I,J)*SQRT(A(I,J,NL)))*R(J)
       GOTO 71
 70    CONTINUE
       SOURCE=0.0
       ZQ=0.0
 71    CONTINUE
       RETURN
 C     PT V3*R
 3     CONTINUE
       SOURCE=0.0
       ZQ=0.0
       RETURN
       END
```

MARTI 26/09/81 08.49.21

AU COURS DE LA COMPILATION :

ARIABLES NON REFERENCEES :

IMIN IMAX CMA CLI CRE CAB

MARTI 26/09/81 08.49.54

```
* SEGMENT :
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AD,VS:DIMAS1,FN:CONVEC
      SUBROUTINE CONVEC(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     1   A,I,J,K,AU,ZU,IIW,JJW)
C
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CNUMBR/NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CCOEF/CE,CN,CW,CS,C(5)
C
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1  A(IIW,JJW,1)
C
      AU=0.
      ZU=0.
      IF(K .EQ.NF) GOTO 12
      DX12=1./(4.*DELX1(I)*DELX2(J))
      GM1E=DX12*(A(I,J+1,NF)-A(I,J-1,NF)+A(I+1,J+1,NF)-A(I+1,J-1,NF))
      GM1W=DX12*(A(I,J+1,NF)-A(I,J-1,NF)+A(I-1,J+1,NF)-A(I-1,J-1,NF))
      IF(K.GE.NM.AND.K.LE.NEN.AND.I.EQ.(IAB+1).AND.J.EQ.JA)
     1GM1W=DX12*(A(I,J,NF)-A(I,J-1,NF)+A(I-1,J,NF)-A(I-1,J-1,NF))
      GM2N=-DX12*(A(I+1,J,NF)-A(I-1,J,NF)+A(I+1,J+1,NF)-A(I-1,J+1,NF))
      GM2S=-DX12*(A(I+1,J,NF)-A(I-1,J,NF)+A(I+1,J-1,NF)-A(I-1,J-1,NF))
      IF(GM1W)1,3,2
1     ZU=-GM1W
      GOTO 3
2     AU=GM1W*A(I-1,J,K)
3     IF(GM2S) 4,6,5
4     ZU=ZU-GM2S
      GOTO 6
    5 AU=AU+GM2S*A(I,J-1,K)
6     IF(GM1E)7,9,8
    7 AU=AU-GM1E*A(I+1,J,K)
      GOTO 9
8     ZU=ZU+GM1E
9     IF(GM2N)10,11,11
10    AU=AU-GM2N*A(I,J+1,K)
      RETURN
   11 ZU=ZU+GM2N
12    RETURN
      END
```

MARTI 26/09/81 08.49.54

AU COURS DE LA COMPILATION :

VARIABLES NON REFERENCEES :

X1	X2	IMIN	IMAX	R

MARTI 26/09/81 08.50.10

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AD,VS:DIMAS1,FN:SOUNCT
      SUBROUTINE SOUNCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     1  TNC,TLI,TWW,TRE,THARM,TKALT,NT,FPT,AWAT,
     2  FLVER,EEFF,ALPHAM,ALPHAR,ALPHAE,CMA,CLI,CRE,VT,
     3  ZZ1,ZZ2,
     4  A,T,RO,ZMU,V1,V2,
```

```
     7  QKBKON,QKMKON,QKSRAD,QKMRAD,
     9                    WAV1,WVL2,WVR2,K ,IIW,JJW)
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CNUMBR/NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CKONZ/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     1     CMJ(10)
      COMMON/CTEMP/TPC,TSC,TP,TS
      COMMON/CEN/ENP,ENS,ENPS
      COMMON/CCHEM/STC1(10),STC2(10),      HK(10)
      COMMON/CVEL/G1P    ,G1S     ,VINP,VINS
      COMMON/CNITER/NITER
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMH(10),GCPM,RR
      COMMON/CKVORT/KVORT
      COMMON/CTURB/TGRD1,TGRD2,TKS,TKP,WWP,WWS,CMY,CDD,CC1,CC2,CC3,CSQRT
     1       ,ZK1,ZK2
      COMMON/CVELFK/AFK,BFK
      COMMON/CKONST/PI,SIGMA
      COMMON/CCOEF/CE,CW,CN,CS,C(5)
      COMMON/CTUBE/DT
      COMMON/CSTRFK/STRFK1,STRFK2
      COMMON/CEMISS/EW,ROW,ALPHA,ET,ROT
      COMMON/CZZZ/Z11,Z12,Z13,Z14,Z15,Z16,
     1      Z21,Z22,Z23,Z24,Z25,Z26,Z29,BPFK,PSIO
      COMMON/CMASS/DK,DLP,DLS
      COMMON/RELAX/TWF,ROWF,ZMUWF
      COMMON/CRO/ROP,ROS
      COMMON/MARKE/MARKE
      LOGICAL MARKE
C
C     ******************************************************************
C     SUBRUTINA BOUNCT CALCULEAZA CONDITIILE DE CONTUR PT VARIABILELE
C     DEPENDENTE
C     ******************************************************************
C
      DIMENSION X1(1),X2(1),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     1  THC(1),TLI(1),THW(1),TRE(1),
     2  THARM(1),TKALT(1),AMAT(1),EEFF(1),ALPHAM(1),ALPHAR(1),FLVER(1),

                                       MARTI      26/09/81   08.50.10

     3  ALPHAE(1),CMA(1),CLI(1),CRE(1),ZZ1(1),ZZ2(1),VT(1),
     4  NT(1),FPT(1),
     6  A(IIW,JJW,1),RO(IIW,1),V1(IIW,1),V2(IIW,1),T(IIW,1),ZMU(IIW,1),
     8  Q1(IIW,1),Q2(IIW,1),
     9      CPP(IIW,1),
     C  QKBKON(JJW,1),QKMKON(1),QKSRAD(JJW,1),QKMRAD(1),
     F  WAV1(1),WVL2(1),WVR2(1)
      FP(Y,XI2)=FBASE-G1P*(Y-XI2)*(0.5*(Y+XI2))
      FR(Y,XI2)=FBASE-RO(1,J)*UUU*Y*((1.0-XI2/Y)**(1.0+BKK))
     1  *(Y/(1.0+BKK)+XI2)/(2.0+BKK)
      FS(Y,XI2)=-G1S   *(Y-XI2)*(0.5*(Y+XI2))
      OMP(Y,XI2)=UUU*BKK*((1.0-XI2/Y)**(BKK-1.0))/(Y*XI2)
      YY(YW,YP)=1./(1.-(YP/YW)**2)
      UP(YYP,IW,JW,RW)=((A(IW,JW,NF)-A(I,J,NF))*(1.0+BFK)*(2.0+BFK))/
     1  (RW*YYP*(RO(IW,JW)+(1.+BFK)*RO(I,J)))
      CNYT(IW,JW)=9.81*0.00000175*(((T(I,J)+T(IW,JW))/(2.0*273.15))
     1    **0.76)/((RO(I,J)+RO(IW,JW))/2.0)
      UUTAU(UU,CNY,YYP)=((UU/AFK)*((CNY/YYP)**BFK))**(1./(1.+BFK))
      FSU(B)=((RO(1,J)*UUS)/(DELRS**BKS))
     1 *((X2(JB)-B)**(BKS+2.)/(BKS+2.)
     2 -X2(JB)*(X2(JB)-B)**(BKS+1.)/(BKS+1.))
      FSU(B)=((RO(1,J)*UUS)/(DELRS**BKS))
     1 *((B-X2(JA1))**(BKS+2.)/(BKS+2.)
     2 +X2(JA1)*(B-X2(JA1))**(BKS+1.)/(BKS+1.)
     3 -2.*RMM*DELRS**(BKS+1.)/(BKS+1.))
      OMSU(B)=BKS*UUS*(1.-((B-RMM)/DELRS))**(BKS-1.)/(DELRS*B)
```

```
      HRAND(I,J)=CPP(I,J)*TTT+CMJ(1)*HK(1)+CMJ(2)*HK(2)
      GOTO(1,2,2,1,1,6,7,7,7,10),K
C
C     CONDITIILE DE CONTUR ALE FUNCTIEI DE CURENT, ALE ENERGIEI SPECIFI-
C     CE CINETICE PULSATORII SI A PATRATULUI FRECVENTEI MEDII A PULSATI-
C     ILOR TURBULENTE LA ORIFICIILE DE INTRARE SI LA PERETII CAMEREI DE
C     ARDERE
C     VALORILE LUI TURB/K IN SECTIUNEA DE INTRARE A CURENTULUI PRIMAR
C
2     CONTINUE
      IF(NITER .GT. 0 ) GOTO 211
      IF(K.EQ. NVT) GOTO 211
      BKK=0.025
      BKS=0.025
      UUU=(1.0+BKK)*(2.0+BKK)*VINP/2.0
      UUS=(1.+BKS)*VINS
      UNN=UUU*(1.0-X2(JA-1)/X2(JA))**BKK
      JU=JB
      IF(DLS .EQ. 0.0) JU=JA
      DO 208 J=JU,JN
```

MARTI 26/09/81 08.50.10

```
      A(IAB,J,NK)=0.0
      A(IAB,J,NL)=0.0
      A(IAB,J,NVT)=0.0
208   A(IAB,J,NF)=0.0
      IF(DLS .EQ.0.) GOTO 260
      DELRS=(X2(JB)-X2(JA1))/2.0
      RMM=(X2(JB)+X2(JA1))/2.0
      DO 207 J=JA1,JB
      IF(J .EQ. JA1 .OR. J .EQ. JB) GOTO 290
      A(1,J,NK)=TKS
      A(1,J,NL)=NWS
      A(IAB,J,NVT)=VT(J)*R(J)
290   CONTINUE
      RO(1,J)=ROS
      T(1,J)=TS
      IF(X2(J) .GE. RMM) A(1,J,NF)=FSO(R(J))
      IF(X2(J) .LT. RMM) A(1,J,NF)=FSU(R(J))
      IF(J .EQ. JA1. OR. J .EQ. JB) GOTO 207
      IF(X2(J) .EQ.RMM) A(1,J,NW) =0.
      IF(X2(J).GT.RMM) A(1,J,NW)=OMSO(R(J))
      IF(X2(J) .LT. RMM) A(1,J,NW)=OMSU(R(J))
207   CONTINUE
      IW=IAB
      I =IAB
      DO 1030 M=1,2
      IF(M .EQ.2) GOTO 1010
      JW=JA1
      J=JW+1
      UNS=UUS*(1.-(R(J)-X2(JA1))/DELRS)**BKS
      YYP=X2(J)-X2(JW)
      GOTO 1020
1010  CONTINUE
      JW=JB
      J=JW-1
      UNS=UUS*(1.-(X2(JB)-R(J))/DELRS)**BKS
      YYP=X2(JW)-X2(J)
1020  CONTINUE
      CNY=CNYT(IW,JW)
      UTAU=UUTAU(UNS,CNY,YYP)
      A(1,JW,NW)=UTAU*UTAU/(CNY*R(JW))
      IF(JW .EQ. JA1) A(1,JW,NW)=-A(1,JW,NW)
1030  CONTINUE
      DO 206 J=JA,JA1
      A(IAB,J,NK)=0.0
      A(IAB,J,NL)=0.0
```

```
206   A(IAB,J,NF)=A(1,JA1,NF)
```



```
260   CONTINUE
      FBASE=A(1,JA,NF)
      T(IAB,JA)=TP
      RO(IAB,JA)=ROP
      JJ=JA-1
      DO 205 J=1,JJ
      ZL1=(CDD**0.25)*X2(JA)*(0.06-0.0342*(X2(J)/X2(JA))**2
     1  -0.0258*(X2(J)/X2(JA))**4)
      ZL1=ZL1*ZL1
      WWP=TKP/ZL1
      A(1,J,NL)=WWP
      A(1,J,NK)=TKP
      A(IAB,J,NVT)=VT(J)*R(J)
      RO(1,J)=ROP
      T(1,J)=TP
      A(1,J,NF)=FR(X2(JA),R(J))
      IF(          J .EQ. 1) GOTO 205
      A(1,J,NW)=OMP(X2(JA),R(J))
205   CONTINUE
      IN=IAB
      I=IAB
      JN=JA
      J=JN-1
      CNY=CNYT(IN,JN)
      YYP=X2(JN)-X2(J)
      UTAU=UUTAU(UNN,CNY,YYP)
      A(1,JA,NW)=UTAU*UTAU/(CNY*R(JN))
      DO 204 I=1,IN
      A(I,1,NVT)=0.0
204   A(I,1,NF)=A(1,1,NF)
      DO 201 I=IAB,IC
      A(I,JN,NK)=0.0
      A(I,JN,NL)=0.0
      A(I,JN,NVT)=0.0
201   A(I,JN,NF)=0.0
      DO 203 I=IC,IN
      A(I,JC,NK)=0.0
      A(I,JC,NL)=0.0
      A(I,JC,NVT)=0.0
203   A(I,JC,NF)=0.0
      DO 209 J=JC,JN
      A(IC,J,NK)=0.0
      A(IC,J,NL)=0.0
      A(IC,J,NVT)=0.0
209   A(IC,J,NF)=0.0
211   CONTINUE
      BB=YY(2.*DELX1(IN-1),X1(IN)-X1(IN-1))
```



```
      JJ=JC-1
      DO 210 J=2,JJ
210   A(IN,J, K)=BB*A(IN-1,J, K)-(BB-1.)*A(IN-2,J, K)
      RETURN
C     PT FRACTIA AMESTECULUI
6     L=NA
      ALP=1.0
      ALS=0.0
      GOTO 800
C     PT CONCENTRATIA GAZOASA
    7 L=NAJ(K=NM)
```

```
      ALS=BRS(K-  )
      GOTO 800
C     PT ENTALPIE
10    L=NEN
      ALP=ENP
      ALS=ENS
      GOTO 800
800   CONTINUE
      IF(JA1.EQ.JB) GO TO 811
      DO 813 J=JA1,JB
813   A(1,J,L)=ALS
811   CONTINUE
      DO 812 J=1,JA
812   A(1,J,L)=ALP
      BB=YY(2.*DELX1(IAB+1),X1(IAB+1)-X1(IAB))
      IF((JA1-JA) .LE. 1) GOTO 810
      JJA=JA+1
      JJA1=JA1-1
      DO 814 J=JJA,JJA1
  814 A(IAB,J,L)=BB*A(IAB+1,J,L)-(BB-1.)*A(IAB+2,J,L)
810   CONTINUE
      JBB=JB+1
      DO 815 J=JBB,JN
      A(IAB,J,L)=BB*A(IAB+1,J,L)-(BB-1.)*A(IAB+2,J,L)
815   CONTINUE
      BB=YY(2.*DELX2(JN-1),X2(JN)-X2(JN-1))
      IL=IAB+1
      DO 816 I=IL ,IC
      J=JN
      IF(L .NE. NEN) GOTO 823
      GO TO 830
830   CONTINUE
      J=JN
      CALL GASZU(A,I,J,INW,JNW)
      TTT=TAC(I)
```

MARTI 26/09/81 08.50.1?

```
      A(I,J,NEN)=HRAND(I,J)
      GOTO 816
823   A(I,JN,L)=BB*A(I,JN-1,L)-(BB-1.)*A(I,JN-2,L)
816   CONTINUE
      BB=YY(2.*DELX1(IC-1),X1(IC)-X1(IC-1))
      DO 817 J=JC,JN
      A(IC,J,L)=BB*A(IC-1,J,L)-(BB-1.)*A(IC-2,J,L)
817   CONTINUE
      IF(L .NE. NEN) GOTO 833
      JO=JN-1
      DO 832 J=2,JO
      FSTIRN  =PI*(((R(J)+R(J+1))/2.0)**2-((R(J)+R(J-1))/2.0)**2)
      DO 31 M=1,2
      IF(M .EQ.2) GOTO 33
      TTT=TLI(J)
      II=IAB
      I=II+1
      GOTO 35
33    CONTINUE
      TTT=TRE(J)
      II=IC
      I=II-1
      IF(J .LT.  JC) GOTO 832
      GOTO 35
35    CONTINUE
      CALL GASZU(A,II,J,INW,JNW)
      A(II,J,NEN)=HRAND(II,J)
      IF(M .EQ. 1) TLI(J)=TTT
      IF(M .EQ. 2) TRE(J)=TTT
31    CONTINUE
```

```
833   CONTINUE
      IF(IC .EQ. IN) GOTO 824
      BB=YY(2.*DELX2(JC-1),X2(JC)-X2(JC-1))
      IL=IC+1
      DO 818 I=IL,IN
      IF(L .EQ. NEN) GOTO 827
      A(I,JC,L)=BB*A(I,JC-1,L)-(BB-1.)*A(I,JC-2,L)
      GO TO 818
827   CONTINUE
      J=JC
      CALL GABZU(A,I,J,INW,JNW)
      TTT=TWC(I)
      A(I,J,NEN)=HRAND(I,J)
818   CONTINUE
  824 I=2
      BB=YY(2.*DELX2(I),X2(I)-X2(1))
```

MARTI   26/09/81 08.50.10

```
      DO 819 I=2,IN
      A(I,1,L)=BB*A(I,2,L)-(BB-1.)*A(I,3,L)
819   CONTINUE
      BB=YY(2.*DELX1(IN-1),X1(IN)-X1(IN-1))
      DO 820 J=1,JC
820   A(IN,J,L)=BB*A(IN-1,J,L)-(BB-1.)*A(IN-2,J,L)
      RETURN
C     PT VITEZA UNGHIULARA A VIRTEJULUI,PT. ENERGIA SPECIFICA CINETICA
C     PULSATORIE SI PATRATUL FRECVENTEI MEDII A PULSATIILOR TURBULENTE
1     CONTINUE
      I=IAB+1
      IW=IAB
      DO 20 J=1,JNM
      IF(J .LE. JA .OR. (J .GE. JA1 .AND. J .LE. JB)) GOTO 20
      YYP=X1(I)-X1(IW)
      JW=J
      AP=X2(J)
      RW=X2(J)
      UA=UP(YYP,IW,JW,RW)
      UT=SQRT(UA**2+(A(I,J,NVT)/R(J))**2)
      IF(K.EQ.NW.AND.KVORT.NE.1) GO TO 30
      CNY=CNYT(IW,JW)
      ZMU(IW,JW)=CNY*(RO(IW,JW)+RO(I,J))/2.0
      UTAU=UUTAU(UT,CNY,YYP)
      IF(K .EQ.NW) GOTO 91
      IF(K .EQ. NL) GOTO 70
      A(I,J,NK)=(UTAU*UTAU)/CSQRT
      GOTO 20
70    CONTINUE
      A(I,J,NL)=(UTAU*UTAU*CMY)/(0.09*(0.4*YYP)**2)
      GOTO 20
91    CONTINUE
      UW=ABS(UA)
      UTAW=UUTAU(UW,CNY,YYP)
      IF(V2(I,J)  .GT. 0.0) VOR=-1.0
      IF(V2(I,J)  .LE. 0.0) VOR= 1.0
      A(IW,JW,NW)=     -VOR*UTAW*UTAW/(CNY*R(JW))
30    CONTINUE
      A(I,J,NW)=UA*BFK/(AP*YYP)
      DELL=DELX1(I)+YYP/2.0
      WVL2(J)=(UA/DELL)*((DELL/YYP)**BFK)/AP
20    CONTINUE
      I=IC-1
      IW=IC
      DO 40 J=JC,JNM
      YYP=X1(IW)-X1(I)
      JW=J
```

```
      RW=X2(J)
      AP=X2(J)
      UA=UP(YYP,IW,JW,RW)
      UT=SQRT(UA**2+(A(I,J,NVT)/R(J))**2)
      IF(K .EQ. NW .AND. KVORT .NE. 1) GOTO 50
      CNY=CNYT(IW,JW)
      ZMU(IW,JW)=CNY*(RO(IW,JW)+RO(I,J))/2.0
      UTAU=UUTAU(UT,CNY,YYP)
      IF(K .EQ.NW) GOTO 51
      IF(K .EQ. NL) GOTO 71
      A(I,J,NK)=UTAU*UTAU/CSQRT
      GOTO 40
71    CONTINUE
      A(I,J,NL)=(UTAU*UTAU*CMY)/(0.09*(0.4*YYP)**2)
      GOTO 40
51    CONTINUE
      UW=ABS(UA)
      UTAW=UUTAU(UW,CNY,YYP)
      IF(V2(I,J)  .GE. 0.0) VOR= 1.0
      IF(V2(I,J)  .LT. 0.0) VOR=-1.0
      A(IW,JW,NW)=-VOR*UTAW*UTAW/(CNY*R(JW))
50    CONTINUE
      A(I,J,NW)=UA*BFK/(AP*YYP)
      DELL=DELX1(I)+YYP/2.0
      WVR2(J)=(UA/DELL)*(DELL/YYP)**BFK/AP
40    CONTINUE
      IL=IAB+1
      IH=IN-1
      DO 22 I=IL,IH
      IF(I .LT. IC) JW=JN
      IF(I .GE. IC) JW=JC
      J=JW-1
      YYP=X2(JW)-X2(J)
      IW=I
      RW=X2(JW)
      AP=X2(J)
      UA=UP(YYP,IW,JW,RW)
      UT=SQRT(UA**2+(A(I,J,NVT)/R(J))**2)
      IF(K .EQ. NW .AND. KVORT .NE. 1) GOTO 36
      CNY=CNYT(IW,JW)
      ZMU(IW,JW)=CNY*(RO(IW,JW)+RO(I,J))/2.0
      UTAU=UUTAU(UT,CNY,YYP)
      IF(K .EQ. NW) GOTO 92
      IF(K .EQ. NL) GOTO 72
      A(I,J,NK)=(UTAU*UTAU)/CSQRT
      GOTO 22
72    CONTINUE
```



```
      A(I,J,NL)=(UTAU*UTAU*CMY)/(.09*(0.4*YYP)**2)
      GOTO 22
92    CONTINUE
      UW=ABS(UA)
      UTAW=UUTAU(UW,CNY,YYP)
      IF(V1(I,J)  .GT. 0.0) VOR=-1.0
      IF(V1(I,J) .LE. 0.0) VOR= 1.0
      A(IW,JW,NW)=    -VOR*UTAW*UTAW/(CNY*R(JW))
36    CONTINUE
      OMEGA=UA*BFK/(AP*YYP)
      DELL=DELX2(J)+YYP/2.0
      WAV1(I)=(UA/(DELL))*((DELL/YYP)**BFK)/AP
      IF(I .EQ. IL) GOTO 25
      IF(I .EQ. IC-1 .AND. JC .LT. JN) GOTO 24
      A(I,J,NW)=OMEGA
```

BUPT

```
23      CONTINUE
        A(I,J,NW)=A(I,J,NW)+OMEGA
        WAV1(I)=WVL2(J)+WAV1(I)
        WVL2(J)=WAV1(I)
        GOTO 22
24      CONTINUE
        A(I,J,NW)=A(I,J,NW)+OMEGA
        WAV1(I)=WVR2(J)+WAV1(I)
        WVR2(J)=WAV1(I)
22      CONTINUE
        IF(K .EQ.NW) GOTO 93
        I=2
        BB=YY(2.*DELX2(I),X2(I)-X2(1))
        DO 94 I=2,IN
94      A(I,1, K)=BB*A(I,2, K)-(BB-1.)*A(I,3, K)
        IF(K .EQ. NK .AND. A(I,1,K) .LE. 0.0)
       1 A(I,1,K)=A(I,2,K)
        JJC=JC-1
        BB=YY(2.*DELX1(IN-1),X1(IN)-X1(IN-1))
        DO 95 J=2,JJC
95      A(IN,J, K)=BB*A(IN-1,J, K)-(BB-1.)*A(IN-2,J, K)
        RETURN
93      CONTINUE
111     DO 101I=2,IN
        J=2
        M=3
        A(I,1,NW)=A(I,2,NW)+(X2(J)/(X2(M)-X2(J)))*(A(I,2,NW)-A(I,3,NW))
  101 CONTINUE
        BB= YY(2.*DELX1(IN-1),X1(IN)-X1(IN-1))
        DO 18 J=2,JC
18      A(IN,J,NW)=BB*A(IN-1,J,NW)-(BB-1.)*A(IN-2,J,NW)
```

MARTI 26/09/81 08.50.10

```
        A(IAB,JN,NW)=0.0
        IF(JC .LT. JN)A(IC,JN,NW)=0.0
        RETURN
        END
```

MARTI 26/09/81 08.50.10

AU COURS DE LA COMPILATION :

VARIABLES NON REFERENCEES :

IMIN	IMAX	TWW	TWARM	TKALT	NT
FLVER	EEFF	ALPHAM	ALPHAR	ALPHAE	CMA
ZZ1	ZZ2	Q1	Q2	QKSKON	QKMKON

MARTI 26/09/81 08.50.10

AU COURS DE LA COMPILATION :

AVERTISSEMENT : ETIQUETTE '111' DEFINIE,NON REFERENCEE.

MARTI 26/09/81 08.50.10

BUPT

```
MODULE    CDI       TYPE  C  LONGUEUR  0050 (00080)
MODULE    CCHECK    TYPE  C  LONGUEUR  00B0 (00176)
MODULE    CCOEF     TYPE  C  LONGUEUR  0024 (00036)
MODULE    CNUMBR    TYPE  C  LONGUEUR  0030 (00048)
MODULE    CINJN     TYPE  C  LONGUEUR  0018 (00024)
MODULE    CYLI      TYPE  C  LONGUEUR  002C (00044)
MODULE    CGRID     TYPE  C  LONGUEUR  0038 (00056)
MODULE    ADL       TYPE  C  LONGUEUR  0088 (00136)
MODULE    ADM       TYPE  C  LONGUEUR  00B4 (00180)
MODULE    ADN       TYPE  C  LONGUEUR  001C (00028)
MODULE    F%BLK     TYPE  C  LONGUEUR  0004 (00004)
MODULE    FDEFCT    TYPE  P  LONGUEUR  1410 (05136)
MODULE    CCOEF     TYPE  C  LONGUEUR  0024 (00036)
MODULE    CSTOFF    TYPE  C  LONGUEUR  0080 (00128)
MODULE    CNUMBR    TYPE  C  LONGUEUR  0030 (00048)
MODULE    CINJN     TYPE  C  LONGUEUR  0018 (00024)
MODULE    CYLI      TYPE  C  LONGUEUR  002C (00044)
MODULE    CGRID     TYPE  C  LONGUEUR  0038 (00056)
MODULE    COEFCT    TYPE  P  LONGUEUR  09C8 (02504)
MODULE    MARKE     TYPE  C  LONGUEUR  0004 (00004)
MODULE    CORD      TYPE  C  LONGUEUR  0078 (00120)
MODULE    CKIN      TYPE  C  LONGUEUR  0050 (00080)
MODULE    CREF      TYPE  C  LONGUEUR  003C (00060)
MODULE    CCOEF     TYPE  C  LONGUEUR  0024 (00036)
MODULE    CTURB     TYPE  C  LONGUEUR  0038 (00056)
MODULE    CSTOFF    TYPE  C  LONGUEUR  0080 (00128)
MODULE    CNITER    TYPE  C  LONGUEUR  0004 (00004)
MODULE    CCHEM     TYPE  C  LONGUEUR  0078 (00120)
MODULE    CKONZ     TYPE  C  LONGUEUR  0118 (00280)
MODULE    CNUMBR    TYPE  C  LONGUEUR  0030 (00048)
MODULE    CINDEX    TYPE  C  LONGUEUR  0068 (00104)
MODULE    CINJN     TYPE  C  LONGUEUR  0018 (00024)
MODULE    CYLI      TYPE  C  LONGUEUR  002C (00044)
```

MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	SORCCT	TYPE	P	LONGUEUR	1B78	(07032)
MODULE	CCOEF	TYPE	C	LONGUEUR	0024	(00036)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	CONVEC	TYPE	P	LONGUEUR	0680	(01664)
MODULE	MARKE	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CRO	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	RELAX	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CMASS	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CZZZ	TYPE	C	LONGUEUR	003C	(00060)
MODULE	CEMISS	TYPE	C	LONGUEUR	0014	(00020)

MARTI 26/09/81 08.50.10

MODULE	CSTRFK	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CTUBE	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CCOEF	TYPE	C	LONGUEUR	0024	(00036)
MODULE	CKONST	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CVELFK	TYPE	C	LONGUEUR	0008	(00008)
MODULE	CTURB	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	CKVORT	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CSTOFF	TYPE	C	LONGUEUR	0080	(00128)
MODULE	CNITER	TYPE	C	LONGUEUR	0004	(00004)
MODULE	CVEL	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078	(00120)
MODULE	CEN	TYPE	C	LONGUEUR	000C	(00012)
MODULE	CTEMP	TYPE	C	LONGUEUR	0010	(00016)
MODULE	CKONZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118	(00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030	(00048)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018	(00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C	(00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038	(00056)
MODULE	SOUNCT	TYPE	P	LONGUEUR	3928	(14632)

BUPT

TION (PLUS HAUT NIVEAU D'ERREUR RENCONTRE = 0)   08.51.05

ORTRAN

MARTI   26/09/81 08.51.06

```
* SEGMENT
* FETCHS LN:GIL1,DVT:AD,VS:DIMAS1,FN:PLOTCT
      SUBROUTINE PLOTCT(X1,X2,DELX1,DELX2,IMIN,IMAX,R,
     4  A,AQ,T,RO,ZMU,V1,V2,EAK,Q1,Q2,AA,CPP,
     5  SOUSTR,RCH4,RCO,IIW,JJW)
      COMMON/CGRID/INW,IN,JNW,JN,INSP,JNSP,INH,JNH,IL,IR,JU,JO,INM,JNM
      COMMON/CYLI/JAX,JAX1,JA,JA1,JB,JC,JCW,IABW,IAB,ICW,IC
      COMMON/CINJN/IN1,IN2,IN3,ING,INS,INGS
      COMMON/CINDEX/INDE(20),IE,ISTR,IBR,IKJ,IZUS,IAQ
      COMMON/CNUMBR/NW,NF,NVT,NK,NL,NM,NKJ(5),NEN
      COMMON/CKONZ/BRP(10),BRS(10),BRPS(10),PHIP(10),PHIS(10),PHIPS(10),
     * CMJ(10)
      COMMON/CEN/ENP,ENS,ENPS
      COMMON/CCHEM/STC1(10),STC2(10),          HK(10)
      COMMON/CVEL/G1P     ,G1S      ,VINP,VINS
      COMMON/CSTOFF/PR(20),ZMW(10),GCPM,RR
      COMMON/CINPR/INPR(30)
      COMMON/CNAME/ANAME(6,20),ASYMBL(36)
      COMMON/GEO/XDRUCK,YDRUCK,XEINH,YEINH
      COMMON/DRU/XEHTY,XBOUN,XSTRCH,XSTERN,XPLUS,XA(10),NVJ
      COMMON/CREF/BRREF(10),FPSREF,TREF,ROREF,ENREF,PREF
C
C
      DIMENSION X1(IIW),X2(JJW),DELX1(1),DELX2(1),IMIN(1),IMAX(1),R(1),
     6  A(IIW,JJW,1),RO(IIW,1),V1(IIW,1),V2(IIW,1),T(IIW,1),ZMU(IIW,1),
     7          EAK(IIW,1),
     8  Q1(IIW,1),Q2(IIW,1),AA(IIW,JJW,1),AQ(IIW,JJW,1),
     9 CPP(IIW,1),SOUSTR(IIW,1),RCH4(IIW,1),RCO(IIW,1)
      DIMENSION X(130),VJ(10),C(130),Y(20)
      LOGICAL LOGK
      LAUF=0
      JZAHL=0
      LOGK=.TRUE.
      IF(XEINH*YEINH.LT.1.E-10) GO TO 1018
 1015 LOGK=.FALSE.
      LAUF=LAUF+1
      XZZ=X1(INW)/XEINH
      YZZ=X2(JNW)/YEINH
      IZZ=XZZ
      JZZ=YZZ
      XZW=XDRUCK/XZZ
      YZW=YDRUCK/YZZ
      IEINH=XZW+0.5
      JEINH=YZW+0.5
      XZW=XZW-FLOAT(IEINH)
      YZW=YZW-FLOAT(JEINH)
      IF(ABS(XZW).LT.0.5/FLOAT(IZZ).AND.
```

MARTI   26/09/81 08.51.06

```
     1    ABS(YZW).LT.0.5/FLOAT(JZZ)) GOTO 1018
```

BUPT

```
      IZZ=FLOAT(IEIMH)*XZZ+0.5
      JZZ=FLOAT(JEIMH)*YZZ+0.5
      XDRUCK=IZZ
      YDRUCK=JZZ
      GOTO(1015,1015,1016)LAUF
1016  WRITE(6,105)
1018  CONTINUE
      BZNF=A(1,1,NF)
      DO 1 J=1,JN
      IL=IMIN(J)
      IH=IMAX(J)
      DO 1 I=IL,IH
      A(I,J,NH)=A(I,J,NW)*H(J)
      A(I,J,NF)=A(I,J,NF)/BZNF
      IF(IBR .EQ. 0) GOTO 600
      DO 2 K=1,IBR
      L=NKJ(K)
      A(I,J,L)=A(I,J,L)*(RO(I,J)*T(I,J)/(RR*ZMW(K)))
2     CONTINUE
      KLAUF=IKJ-IBR
      DO 601 L=1,KLAUF
      AA(I,J,L)=AA(I,J,L)*(RO(I,J)*T(I,J)/(RR*ZMW(IBR+L)))
601   CONTINUE
      A(I,J,NEN)=(A(I,J,NEN)-ENS)/(ENP-ENS)
600   CONTINUE
      IF(A(I,J,NK) .LT. 0.) A(I,J,NK)=0.
      A(I,J,NL)=SQRT(A(I,J,NK)/(A(I,J,NL)+0.0000001))
      A(I,J,NK)=SQRT(2.*A(I,J,NK)/(3.*(V1(I,J)*V1(I,J)+V2(I,J)*V2(I,J)
     1) + 0.0000001))
      T(I,J)=T(I,J)-273.15
1     CONTINUE
      DELI=X1(IMW)/(XDRUCK-1.0)
      DELJ=X2(JMW)/(YDRUCK-1.0)
      DO 10 K=1,22
      IF(K .EQ. NF .OR. K .EQ. NK .OR. K .EQ. NL .OR. K .EQ. 13
     2   .OR. K .EQ. 8 .OR. K .EQ. 3
     1  .OR. K .EQ. 15 .OR. K .EQ. 17 .OR. K .EQ. 18 .OR. K .GE. 21)
     3 GOTO 11
      GOTO 12
11    CONTINUE
      VMIN=AQ(1,1,K)
      VMAX=AQ(1,1,K)
      DO 100 J=1,JN
      IL=IMIN(J)
      IH=IMAX(J)
```

MARTI   26/09/81   08.51.06

```
      DO 100 I=IL,IH
      IF(AQ(I,J,K) .GT. VMAX) VMAX=AQ(I,J,K)
      IF(AQ(I,J,K) .LT. VMIN) VMIN=AQ(I,J,K)
100   CONTINUE
      IF((K.EQ.17.OR.K.EQ.18).AND.VMAX.NE.0.) GO TO 13
      GOTO 12
13    CONTINUE
      DO 14 J=1,JN
      IL=IMIN(J)
      IH=IMAX(J)
      DO 14 I=IL,IH
14    AQ(I,J,K)=AQ(I,J,K)/VMAX
12    CONTINUE
      VJ(1)=0.1
      DO 15 N=2,8
   15 VJ(N)=VJ(N-1)+0.1
      VJ(9)=0.85
      VJ(10)=0.9
C     VALORI PARTICULARE VJ ALE VARIABILELOR
      GOTO(71,72,77,76,77,73,85,77,83,75,78,79,80,81,77,87,88,88,84,
```

```
71      CONTINUE
        VJ(1)=-100.
        VJ(2)=-10.
        VJ(3)=-1
        VJ(4)=  0.
        VJ(5)= 1.
        VJ(6)= 10.
        VJ(7)=100.
        VJ(8)=1000.
        VJ(9)=  5.
        VJ(10)=  50.
        GOTO 140
72      CONTINUE
        VJ(1)=-1.0
        DO 172 N=2,8
172     VJ(N)=VJ(N-1)+0.25
        VJ(9)=AO(IAB,JA,NF)
        VJ(10)=0.95*VMIN
        GOTO 140
73      CONTINUE
        VJ(9)=FPSREF
        VJ(10)=1./(    3.9895)
        GOTO 140
75      CONTINUE
        VJ(9)=(ENREF-ENS)/(ENP-ENS)
        VJ(10)=1./(    3.9895)
```



```
        GOTO 140
76      CONTINUE
        VJ(1)=0.25
        VJ(2)=0.75
        VJ(3)=1.25
        DO 176 N=4,8
176     VJ(N)=VJ(N-1)+(VMAX-1.25)/6.
        VJ(9)=0.5
        VJ(10)=1.0
        GOTO 140
77      CONTINUE
        VJ(1)=VMIN+(VMAX-VMIN)/11.0
        DO 177 N=2,10
  177   VJ(N)=VJ(N-1)+(VMAX-VMIN)/11.0
        IF(K .EQ. 14) VJ(10)=0.
        GOTO 140
78      CONTINUE
        VJ(1)=200.
        DO 178 N=2,7
178     VJ(N)=VJ(N-1)+200.
        VJ(8)=900.0
        VJ(9)=1100.
        VJ(10)=1300.
        GOTO 140
79      CONTINUE
        VJ(9)=0.25
        VJ(10)=0.35
        GOTO 140
80      CONTINUE
        VJ(1)=0.005
        DO 180 N=2,8
180     VJ(N)=VJ(N-1)+0.005
        VJ(9)=0.0075
        VJ(10)=0.95*VMAX
        GOTO 140
81      CONTINUE
        DO 181 N=1,8
181     VJ(N)=0.1*FLOAT(N)*VINP
        VJ(9)=0.
```

```
      GOTO 140
83    CONTINUE
      VJ(1)=0.04
      DO 183 N=2,8
183   VJ(N)=VJ(N-1)+0.02
      VJ(9)=0.05
      VJ(10)=0.07
```



```
      GOTO 140
84    CONTINUE
      VJ(1)=0.025
      DO 184 N=2,8
184   VJ(N)=VJ(N-1)+0.025
      VJ(9)=0.50
      VJ(10)=0.225
      GOTO 140
86    CONTINUE
      VJ(1)=0.01
      DO 186 N=2,10
      VJ(N)=VJ(N-1)+0.01
186   CONTINUE
      GOTO 140
85    CONTINUE
      VJ(9)=0.25
      VJ(10)=0.15
      GOTO 140
87    CONTINUE
      VJ(1)=0.2
      DO 187 N=2,8
187   VJ(N)=VJ(N-1)+0.2
      VJ(9)=0.3
      VJ(10)=0.25
      GOTO 140
88    CONTINUE
      VJ(1)=-0.8
      DO 188 N=2,4
188   VJ(N)=VJ(N-1)+0.2
      VJ(5)=0.2
      DO 189 N=6,8
189   VJ(N)=VJ(N-1)+0.2
      VJ(9)=0.
      VJ(10)=0.9
      GOTO 140
140   CONTINUE
      L=K
      IF(K .GT. IE) L=K+NEN-IE
      WRITE(6,101) ASYMBL(L)
      JZAHL=YDRUCK/FLOAT(JEINH)
      JZ=YDRUCK
      IF(.NOT.LOGK) WRITE(6,106)XEINH,YEINH
      WRITE(6,102)(VJ(L),L=1,NVJ)
      WRITE(6,103)
      DO 20 JJ=1,JN
      J=JN+1-JJ
      IL=IMIN(J)
```



```
      IR=IMAX(J)
      CIL=X1(IL)/DELI
      ILP=CIL
      L1=ILP+1
      IF(CIL-FLOAT(ILP).GE.0.5) L1=ILP+2
```

```
      IRP=CIR
      L2=IRP+1
      IF(CIR-FLOAT(IRP) .GE. 0.5) L2=IRP+2
      IF(J .EQ. JN) L3 =L2
      J1 = J-1
      CJO=X2(J)/DELJ
      JOP=CJO
      JOX=JOP+1
      IF(I.GT.IC.AND.J.EQ.JC.AND.(CJO-FLOAT(JOP).GE.0.5))
     1   JOX=JOP+2
      IF(J .EQ. 1) GOTO 201
      CJU=X2(J1)/DELJ
      JUP=CJU
      JUX=JUP+2
      INTJ=JOX-JUX+1
      IF(INTJ .LT. 1) GOTO 20
201   IF(J .EQ.1) INTJ=1
C     GEOMETRIA CAMEREI DE ARDERE
      DO 30 JJN=1,INTJ
      DO 301 L=1,130
301   X(L)=XEMTY
      IF(LOGK) GOTO 1100
      JZ=JZ-1
      IF(JZ.NE.JZAHL*JEINH) GO TO 1100
      DO 1050 L=L1,L2,IEINH
1050  X(L)=XPLUS
      JZAHL=JZAHL-1
1100  CONTINUE
      IF(J .EQ. JN .AND. JJN .EQ. 1) GOTO 302
      IF(J.GT.JB) X(L1)=XBOUN
      IF(J .LE. JA1 .AND. J .GT. JA) X(L1)=XBOUN
      IF(J .GT. JC) X(L2)=XBOUN
      IF(J .EQ. JB .AND. JJN .EQ. 1) GOTO 303
      IF(J .EQ. JA1 +1 .AND. JJN .EQ. INTJ) GOTO 304
      IF(J .EQ. JA .AND. JJN .EQ. 1) GOTO 305
310   CONTINUE
      IF(J .EQ. JC+1 .AND. JJN .EQ. INTJ) GOTO 306
      IF(J .EQ. JC .AND. JJN .EQ. 1) GOTO 306
      IF(J .EQ. 1) GOTO 307
      GOTO 308
302   DO 312 L=L1,L2
```



```
312   X(L)=XBOUN
      GOTO 308
303   CJB=X2(JB)/DELJ
      JBP=CJB
      IF(CJB-FLOAT(JBP) .LT. 0.5) X(L1)=XBOUN
      GOTO 310
304   CJA1=X2(JA1)/DELJ
      JA1P=CJA1
      IF(CJA1-FLOAT(JA1P) .GE. 0.5)X(L1)=XBOUN
      GOTO 310
305   CJA=X2(JA)/DELJ
      JAP=CJA
      IF(CJA-FLOAT(JAP) .LT. 0.5) X(L1)=XBOUN
      GOTO 310
306   CJC=X2(JC)/DELJ
      JCP=CJC
      IF(JJN .EQ. INTJ .AND. (CJC-FLOAT(JCP) .GE. 0.5)) GOTO 320
      IF(JJN.EQ.1.AND.(CJC-FLOAT(JCP).LT.0.5)) GO TO 320
      GOTO 308
320   CONTINUE
      L4=XDRUCK
      L4=L4+1
      DO 321 L=L3,L4
321   X(L)=XBOUN
```

BUPT

```
  307 DO 317 L=L1,L2,4
  317 X(L)=XSTRCH
      LL=L1+2
      DO 318 L=LL,L2,4
318   X(L)=XSTERN
308   CONTINUE
C     INTERPOLARE INTRE DOUA LINII J DE RETEA INVECINATE
      DO 40 I=IL,IR
      IF(J .EQ. 1) GOTO 401
      DELAJ=(AQ(I,J,K)-AQ(I,J1,K))/(X2(J)-X2(J1))
      GOTO 40
401   DELAJ=0.
40    Y(I)=AQ(I,J,K)-DELAJ*(X2(J)-DELJ*FLOAT(JOP-JJN+1))
C     INTERPOLARE INTRE DOUA LINII I DE RETEA INVECINATE
      ILL=IL+1
      DO 50 I=ILL,IR
      I1=I-1
      DELY=(Y(I)-Y(I1))/(X1(I)-X1(I1))
      CIR=X1(I)/DELI
      CIL=X1(I1)/DELI
      IRP=CIR
      ILP=CIL
```

MARTI 26/09/81 08.51.06

```
      IRX=IRP+1
      ILX=ILP+1
      IF(ILX .NE. L1) ILX=ILP+2
      IF(IRX .EQ. L2-1) IRX=IRP+2
      IF(IRX .LT. ILX) GOTO 50
      DO 501 IIN=ILX,IRX
501   C(IIN)=Y(I1)+DELY*(FLOAT(IIN-1)*DELI-X1(I1))
50    CONTINUE
      DO 60 KL=1,NVJ
      LL=L2-1
      DO 60 IIN=L1,LL
      CM=(C(IIN)+C(IIN+1))/2.
      NN=0
      IF(VJ(KL) .GE. C(IIN) .AND. VJ(KL) .LT. CM) NN=IIN
      IF(VJ(KL) .GE. CM .AND. VJ(KL) .LE. C(IIN+1)) NN=IIN+1
      IF(VJ(KL) .LE. C(IIN) .AND. VJ(KL) .GT. CM) NN=IIN
      IF(VJ(KL) .LE. CM .AND. VJ(KL).GE. C(IIN+1)) NN=IIN+1
      IF(NN .EQ. 0) GOTO 60
      X(NN)=XA(KL)
60    CONTINUE
      WRITE(6,104)(X(IP),IP=1,130)
30    CONTINUE
20    CONTINUE
10    CONTINUE
  101 FORMAT(2X,'GRAFICUL CURBELOR DE NIVEL PT',2X,A4,2X,/
     * 2X,'NUMERELE DIN GRAFIC REPREZINTA VALOAREA NUMERICA A CURBEI',
     *' DE NIVEL')
102    FORMAT(1H ,3H1= , E12.4,3X,1H,,
     1 3H2= , E12.4,3X,1H,,
     2     3H3= , E12.4,3X,1H,,
     3     3H4= , E12.4,3X,1H,,
     4 3H5= , E12.4/
     5       4H 6= , E12.4,3X,1H,,
     6     3H7= , E12.4,3X,1H,,
     7        3H8= , E12.4,3X,1H,,
     83H*= ,E12.4,3X,1H,,
     9        3H.= , E12.4)
103    FORMAT(1H )
104    FORMAT(1H ,130A1)
  105 FORMAT(1H0, 'CU ACESTE VALORI PENTRU XEINH,YEINH NU POATE FI'
     *' IMPRIMATA RETEAUA')
  106 FORMAT(1H , 'UNITATILE IN DIRECTIILE X SI R SINT:',F6.2,' M',' SI'
     *,F5.2,' M')
```

END

MARTI 26/09/81 08.51.06

AU COURS DE LA COMPILATION :

RIABLES NON REFERENCEES :

DELX1 DELX2 ZMU EAK Q1 Q2

RCH4 RCO

MARTI 26/09/81 08.51.06

MODULE	CREF	TYPE	C	LONGUEUR	003C (00060)
MODULE	DRU	TYPE	C	LONGUEUR	0040 (00064)
MODULE	GEO	TYPE	C	LONGUEUR	0010 (00016)
MODULE	CNAME	TYPE	C	LONGUEUR	0270 (00624)
MODULE	CINPR	TYPE	C	LONGUEUR	0078 (00120)
MODULE	CSTOFF	TYPE	C	LONGUEUR	0080 (00128)
MODULE	CVEL	TYPE	C	LONGUEUR	0010 (00016)
MODULE	CCHEM	TYPE	C	LONGUEUR	0078 (00120)
MODULE	CEN	TYPE	C	LONGUEUR	000C (00012)
MODULE	CKONZ	TYPE	C	LONGUEUR	0118 (00280)
MODULE	CNUMBR	TYPE	C	LONGUEUR	0030 (00048)
MODULE	CINDEX	TYPE	C	LONGUEUR	0068 (00104)
MODULE	CINJN	TYPE	C	LONGUEUR	0018 (00024)
MODULE	CYLI	TYPE	C	LONGUEUR	002C (00044)
MODULE	CGRID	TYPE	C	LONGUEUR	0038 (00056)
MODULE	PLOTCT	TYPE	P	LONGUEUR	28F0 (10480)

ATION (PLUS HAUT NIVEAU D'ERREUR RENCONTRE = 0) 08.51.46

BUPT