

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VOIA"  
T I M I S O A R A  
FACULTATEA DE MECANICA

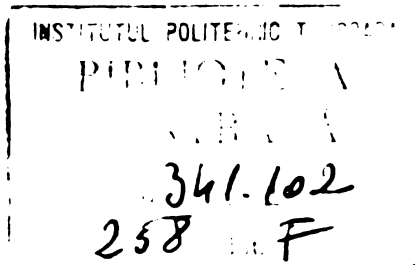
Ing. Francisc Neiss

CONTRIBUTII LA STUDIUL ARDERII COMBUSTIBILILOR  
LICHIZI GREI IN FOCARE DE TIP CICLON.

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

CONDUCATOR ȘTIINȚIFIC  
Prof.dr.ing.Cornel Ungureanu

- 1 9 7 8 -





## CUVINT INAINTE

Sub impulsul dezvoltării economice și progresului social, al sporului de populație, omenirea solicită cantități tot mai mari de energie. În etapa pe care o parcurgem, când revoluția tehnico-științifică generează schimbări atât de spectaculoase în volumul și structura producției, disponibilitățile de energie ale comunității umane și condițiile economice în care acestea pot fi utilizate constituie factori determinanți ai dinamismului social-economic.

După cum se știe, pe baza prognozelor elaborate după Plenara din mai 1971 a C.C. a partidului, după Conferința Națională din iulie 1972 și în special în Programul PCR de făurire a societății socialiste multilateral dezvoltate și înaintare a României spre comunism, obiectivele principale pentru viitoarele decenii sînt conturate. Pînă în 1990 țara noastră este puternic angajată în înfăptuirea unui program amplu de dezvoltare, la finele căruia producția globală industrială va fi de 6,5 - 7,5 ori mai mare decît în 1970, iar venitul național de 5-6 ori mai mare.

În mod corespunzător, s-a prevăzut că necesarul de energie primară va crește în același interval de circa 3 ori, adică într-un ritm mediu anual de peste 5 %.

Dezvoltarea industriei va fi orientată spre valorificarea maximă a resurselor energetice. Directivele Congresului al XI-lea arată că cu toate eforturile ce se vor depune pentru valorificarea cît mai largă a resurselor proprii de energie, dezvoltarea economiei naționale în cincinalul 1976-80, necesită realizarea în continuare a unor importuri însemnate, îndeosebi la țiței.

În liniile directe ale dezvoltării economice și sociale ale României pînă în anul 1990 se prevede aplicarea cu

strictete, într-o viziune de largă perspectivă, măsuri de protecție a mediului ambiant.

În cadrul măsurilor practice de reducere a consumurilor specifice de energie, un rol important îl ocupă perfecționarea instalațiilor de ardere a combustibililor. Una din rezervele importante de reducere a pierderilor de energie spre mediul exterior este aceea a micșorării căldurii evacuate la coș prin reducerea coeficientului de excedent de aer. În condițiile actuale, când în instalațiile energetice și tehnologice se folosesc combustibili lichizi inferiori, cu conținut ridicat de sulf și vanadiu provenite mai ales din import, arderea acestora la un excedent de aer redus, care se apropie de limita teoretică, împiedică formarea unor compuși nocivi, cum sînt anhidrida sulfurică și pentaoxidul de vanadiu evitîndu-se corosiunea la înaltă și joasă temperatură a instalațiilor în care se face transferul de căldură-

Ori, focarul ciclon, conceput și dezvoltat inițial pentru combustibili solizi, este instalația de ardere care poate să satisfacă cerințele de mai sus pentru combustibili lichizi inferiori. Calitatea principală a acestui focar constă în aerodinamica superioară creată într-un spațiu redus de ardere, la viteze relative mari între combustibil și oxidant, în condițiile unor temperaturi ridicate, datorită suprafețelor mici de schimb de căldură în comparație cu fociarele clasice. Arderea completă și perfectă a elementelor combustibile în aceste condiții favorabile acestui proces, asigură realizarea unui alt desiderat de cea mai mare importanță în zilele noastre, aceea a nepoluării mediului ambiant.

Focarul ciclon poate să satisfacă o serie de cerințe importante care se înscriu în linia generală de gospodărire chibzuită a resurselor energetice. La ora actuală focarul ciclon pentru combustibili lichizi este departe de a fi o instalație de ardere pusă la punct. În prezenta lucrare, autorul, cu modestele sale posibilități, încearcă să-și aducă contribuția la elucidarea cîtorva aspecte privind construcția și funcționarea acestui tip de focar.

Datele inițiale cu care autorul a pornit la drum, mai exact cunoștințele dobîndite pe baza literaturii de specialitate și experiența acumulată pe baza cercetărilor proprii în domeniul arderii pînă în acest moment au permis autorului să-și formuleze cîteva obiective care i s-au părut mai importante și interesante. Astfel, autorul consideră că o atenție deosebită trebuie acordată cîmpului aerodinamic din

focar, influența asupra acestuia a mărimilor ce pot fi dirijate din afară, cum sînt parametri inițiali ai aerului și combustibilului și unele caracteristici constructive. În ceea ce privește instalația experimentală, din cauza complexității acesteia, a posibilităților practice de executare care au stat la dispoziție autorului cît și gradul de periculozitate nu tocmai neglijabil al procesului de ardere, aceasta s-a executat la o scară redusă, focarul propriu-zis avînd un diametru de 10 ori mai mic comparativ cu un focar industrial. Astfel, partea experimentală a lucrării poartă amprenta atît a avantajelor, cît mai ales a dezavantajelor pe care le generează o instalație la scară redusă.

Acum, cînd autorul se apropie de capătul unui drum pe care a pîșit cu mai mulți ani în urmă, cînd constată cu emoție că din cele ce și-a propus la început a realizat ceva, puțin, dar acel ceva care-l îndreptățește să creadă că și-a adus un modest aport în calitatea pe care o are în societate, îl îndreptățește să creadă că prin munca depusă pentru realizarea acestei lucrări a făcut un salt calitativ, munca care l-a format, capabil acum să abordeze alte teme, poate cu adevărat importante.

Această activitate mi-am desfășurat-o în cadrul unui colectiv, acela al Catedrei de Termotehnică și mașini termice, în care am crescut, care m-a îndrumat și m-a format profesional.

Mi îndrept gîndurile înainte de toate spre regretatul prof. em.dr.docent ing. Ioan Vlădea, care, prin exemplul său personal și prin sfaturile și îndrumările competente, a avut o influență hotărîtoare asupra formării mele profesionale și care mi-a fost conducător științific.

Mulțumesc în mod deosebit tev. prof.dr.ing. Ungureanu Cornel, care mi-a sugerat această temă, m-a ajutat și m-a îndrumat pe parcursul realizării ei și în final, după decesul prof. I. Vlădea a avut anabilitatea să preia sarcina de conducător științific.

Mulțumesc deasemenea tuturor colegilor și persoanelor din catedră cît și din afara ei, care mi-au acordat ajutor sub o formă sau alta, la realizarea lucrării.

În mod deosebit țin să-mi aduc mulțumirile personalului tehnic din atelierul catedrei, care au dat dovadă de multă pricepere și talent și care m-au ajutat la realizarea standului experimental și la efectuarea lucrărilor experimentale.





## C O P R I N S

	Pag.
Cuvânt înainte	1
Cuprins	5
Cap.I. Principiul și caracteristicile focarului ciclon	
I.1. Principiul focarului ciclon	7
I.2. Unele aprecieri ale autorului privind arderea combustibililor lichizi în focare ciclon	8
I.3. Caracteristicile focarului ciclon	11
Cap.II. Bazele teoretice ale focarului ciclon	
II.1. Aerodinamica focarului	17
II.2. Traectoria suspensiei fezei a doua	21
Cap.III. Lucrări experimentale	
III.1. Metode de investigație	27
III.2. Rezultate și concluzii	29
Cap.IV. Aprecieri critice și concluzii pe baza lucrărilor consultate	
IV.1. Aprecieri critice privind rezultatele experimentale	39
IV.2. Concluzii	47
Cap.V. Traectoria particulei de combustibil lichid	
V.1. Comportarea particulei de combustibil lichid	49
V.2. Traectoria particulei de combustibil cu diametrul $d_0 = \text{const}$	52
V.3. Calcule numerice	56
V.4. Considerații teoretice privind influența legii de variație a vitezei tangențiale în funcție de raza curenta asupra drumului radial al particulei	67

V.5. Calcule numerice	59
V.6. Influența diametrului ciclului asupra separării picăturilor	72
V.7. Influența temperaturii focarului asupra procesului de separare	74
V.8. Concluzii	78
V.9. Aerodinamica focarului	79
<b>Cap.VI. Instalația experimentală</b>	
VI.1. Ansamblul instalației	91
VI.2. Focarul ciclon	92
VI.3. Instalația de alimentare cu aer	99
VI.4. Alimentarea cu combustibil	99
VI.5. Instalația de răcire cu apă	100
VI.6. Aparatele de măsură	101
<b>Cap.VII. Rezultate experimentale</b>	
VII.1. Aerodinamica focarului	103
VII.2. Schimbul de căldură în focar	123
VII.3. Analiza gazelor de ardere	135
<b>Cap.VIII. Concluzii generale, Principalele contribuții</b>	
VIII.1. Concluzii generale	141
VIII.2. Principalele contribuții	143
<b>Tabel sintetic cu notații folosite în text</b>	<b>145</b>
<b>Bibliografie</b>	<b>147</b>



## Cap. I. PRINCIPIUL SI CARACTERISTICILE FOCARULUI CICLON

### I.1. Principiul focarului ciclon

Procesul de ardere în ciclon face parte din procedeele de ardere intensificată a combustibililor în suspensie. Camera de ardere de tip ciclon face parte din grupa focarelor centripete, la care combustibilul, respectiv gazele de ardere sînt dirijate de la arzător spre interiorul focarului.

Focarul ciclon a fost conceput și dezvoltat pentru arderea intensificată a combustibililor solizi și funcționează în prezent în instalații energetice cu încălziri termice volumice dintre cele mai mari, care ating  $15 \cdot 10^3 \text{ kW/m}^3$ .

Scopul său principal este mărirea timpului de staționare a particulei de combustibil în cameră. În condițiile unor temperaturi ridicate în focar, datorită încălzirii termice mari și a suprafețelor mici de schimb de căldură, arderea particulelor de combustibil decurge în domeniul difuziv. Ca urmare, viteza de ardere depinde de factorii care favorizează procesul de difuziune al oxidantului la suprafața de reacție, cel mai important fiind aerodinamica focarului, prin care se asigură o traiectorie lungă a particulei într-un mediu favorabil acestui proces. Astfel timpul necesar pentru desfășurarea reacției în domeniul difuziv este asigurat prin timpul de staționare a particulei în cameră. Aceste condiții permit funcționarea cu un excedent de aer mai redus în comparație cu procedeele mai vechi.

În decurs de două decenii, de cînd a fost conceput, principiul de ardere în ciclon a fost introdus la scară industrială, fără ca înainte să se fi efectuat prea multe studii teoretice și experimentale, care să permită cunoașterea amănunțită a proceselor ce au loc în focar.

Deficiențele întîmpinate în exploatare au condus la reluarea cercetărilor, de laborator cît și pe instalații industriale, mai mult sau mai puțin sistematice și care, în prezent, încă nu sînt încheiate.

Principiul de funcționare al acestui focar a fost preluat de la cicloanele de separare a prafului. Forma cilindrică, introducerea tanențială a aerului (și în majoritatea cazurilor și a combustibilului) cît și tubul de evacuare a gazelor de ardere, constituie principalele caracteristici constructive ale focarului ciclon. Din punct de vedere funcțional, se poate constata faptul că majoritatea studi-

iar efectuate în legătură cu procesele din ciclon, pan în centrul atenției efectul de separare al acestuia, adică aducerea și menținerea particulelor de combustibil în zona periferică a camerei, totodată se urmărește ca nici o particulă, cu excepția celor de dimensiuni foarte mici, să nu fie evacuată din cameră în stare nearsă. Acest efect de separare se esută a se realiza prin mărirea vitezei de introducere a aerului secundar în cameră. Astfel s-a ajuns la viteze de 250 m/s. În toate cazurile practice de exploatare a cicloanelor energetice, efectul de centrifugare este atât de puternic, încât are ca rezultat proiectarea particulelor mai mari de combustibil pe pereții ciclomului, acoperit în cazul combustibilului solid cu zgură lichidă, iar arderea particulei continuă, ph tînd în stratul de zgură. Timpul de ardere în aceste condiții este însă mult mai mare decît cel al particulei în zbor, contribuind la mărirea procentului de nearse, conținute în zgură.

Din cauza prezenței în cărbunele măcinat, a particulelor de granulație foarte fină, a căror portanță în mediul gazos din ciclon este mare și care nu pot fi reținute în cameră, se acceptă ca 20 - 30 % din ardere să se desfășoare în afara ciclomului, aceasta cuprinzînd și arderea definitivă a unor produse combustibile formate în cameră și a căror oxidare nu s-a terminat aici. În acest mod au apărut noțiunile de cameră de ardere secundară, sau chiar terțiară, în cazul cicloanelor. Cele arătate mai sus au drept urmare și o mărire fictivă a încălzirii termice volumice a focarului.

## 1.2. Unele aprecieri ale autorului privind arderea combustibililor lichizi în focare ciclon

Ideea arderii combustibililor lichizi în ciclon nu aparține autorului lucrării de față.

Combustibilul lichid a fost folosit inițial pentru punerea la punct a aparatului și metodelor de măsurare în studiul focarelor ciclon pentru combustibil solid, fiind mai comod de lucrat în condiții neizotermice în comparație cu praful de cărbune, fără să se studieze particularitățile specifice arderii acestuia. Apoi s-a încercat arderea combinată cărbune-păcură în vederea întreținerii focarului în cazul arderii cărbunilor inferiori.

În prezent acest principiu de ardere stă la baza unor instalații de producere a energiei termice în scopuri tehnologice, la încălzirea cuptoarelor, uscarea sau topirea unor materiale direct în ciclon,

la producerea gazelor fierbinți, pentru secarea apelor reziduale, pentru încălzirea sau tratarea termică a materialelor în industria metalurgică, ceramică, a sticlei, etc. Funcționarea cu un excedent minim de aer, sau chiar subunitar, permite realizarea unei atmosfere reducătoare sau neutre, în condițiile realizării unui mediu încălzitor lipsit de impurități, care să degradeze materialele tratate. Un aspect negativ în aplicarea ciclonului în instalațiile tehnologice constă în faptul că necesită o posibilitate de folosire rațională a energiei termice conținută în apa de răcire a pereților ciclonului.

Pînă în prezent principiul de ardere în focare ciclon a combustibililor lichizi nu a fost aplicat în instalațiile energetice. Pe de o parte, procedeele clasice de ardere în jet a combustibililor lichizi dau în prezent rezultate satisfăcătoare chiar în condiții dificile, cum ar fi coroziunea la joasă temperatură. Pe de altă parte, pe lângă forma complicată a focarului din punct de vedere constructiv, o problemă care poate îngrijora pe constructorii de cazane este cea a captușirii focarului. Mărirea proporției de combustibil lichid, în cazul arderii combinate a acestuia cu cărbuni inferiori, la o valoare la care zgura rezultată din cărbuni nu a mai acoperit întreaga suprafață captușită a focarului, a produs degradarea acesteia într-un timp relativ scurt. [41]. În cazul cărbunelui, zgura constituie un strat protector, prin urmare temperatura captușelii va fi mai mică decît cea a zgurii lichide. Căptușeala degradată și evacuată prin efectele mecanice ale zgurii, este înlocuită cu cenusa topită, temperatura de topire a acesteia devenind un regulator al grosimii stratului protector.

În ceea ce privește perețele interior al focarului, în cazul arderii combustibililor lichizi, pot fi luate în considerare două situații. În cazul în care se aplică o căptușeală, trebuie rezolvate toate dificultățile care apar în legătură cu aceasta. Cea de a doua posibilitate constă în funcționarea cu un focar necăptușit. Această idee a fost acceptată de autor spre a fi abordată experimental în cadrul lucrării de față. O problemă importantă în această situație este schimbul de căldură între flacără și ecran, care în condițiile unor pereți reci va fi mare și va influența în mare măsură temperatura de ardere, cu toate consecințele privind procesul de ardere în toate fazele lui.

Deosebirea principală între funcționarea ciclomului cu combustibil solid și lichid constă, după părerea autorului în faptul că, dacă în cazul cărbunelui, granulele depuse pe perete-ard în continuare, în măsura în care vor mai avea contact cu oxigenul, restul fiind evacuat cu șgura lichidă, în cazul picăturilor de combustibil lichid, arderea, sau cel puțin evaporarea acestora va trebui să se încheie în cameră. Într-un focar căptușit, unde vaporizarea picăturii de combustibil depusă pe perete este posibilă, datorită temperaturii ridicate a acestuia, vor avea loc depuneri de coac, așa cum de altfel s-a și observat chiar de către autor în cadrul unor cercetări anterioare efectuate în colaborare [11]. Picăturile depuse pe un perete rece, în situația unui focar necăptușit, nu mai au șanse de ardere sau de evaporare și vor produce acumulări de combustibil pe fundul focarului. Pentru realizarea unei centrifugări corepunzătoare condițiilor de mai sus în care să se evite atingerea peretelui de către picături, se impune o cunoaștere foarte precisă a fenomenului de separare.

Autorul consideră că vitezele tangențiale ale aerului în cameră în cazul arderii combustibililor lichizi vor putea fi mult reduse în comparație cu combustibilii solizi. Principalii factori care determină procesul de separare sînt finețea de pulverizare a combustibilului, dimensiunile focarului și cîmpul aerodinamic. Din punct de vedere constructiv, se poate renunța la ajutorul de evacuare a gazelor de ardere, al cărui rol principal în cazul combustibilului solid a fost acela de a nu permite scurgerea șgurii în camera de postardere. Înlocuirea acestuia cu un simplu orificiu duce la simplificarea focarului și la micșorarea suprafeței de schimb de căldură în cameră. Autorul tezei își propune aceste simplificări la realizarea ciclomului experimental.

În final se poate aștepta ca atât consumul suplimentar de energie dat de ventilatorul aerului secundar, care este principalul consumator de energie electrică a agregatului, cît și construcția relativ complicată a acestui focar, vor fi compensate de avantajele pe care le aduce în privința calității arderii, ținînd seama de faptul că, după părerea autorului, focarul ciclom trebuie introdus numai în condițiile arderii cu un excedent de aer care să se apropie de unitate.

### I.3. Caracteristicile focarului ciclon

In cadrul cercetărilor teoretice și experimentale întreprinse pentru studiul și perfecționarea acestui tip de focar, au fost introduse o serie de mărimi, caracteristice construcției focarului și fenomenelor ce însoțesc procesul de ardere. In cadrul acestui subcapitol se va face o scurtă prezentare a acestora, extrase din literatura de specialitate.

Focarul de tip ciclon, în forma sa actuală, este caracterizat printr-o formă constructivă relativ bine conturată, în care dimensiunile principale sînt exprimate sub forma unor rapoarte, în funcție de dimensiunile de bază. Unele dintre acestea, mai importante, sînt denumite simplexuri geometrice. Valorile numerice ale rapoartelor au fost stabilite pe baza rezultatelor experimentale, variind în limite destul de largi.

Forma, dimensiunile și poziția relativă a elementelor componente, ce caracterizează focarul ciclon din punct de vedere constructiv, sînt cunoscute în literatură sub denumirea de caracteristicii geometrice. Ceilalți parametri, care s-au dovedit a avea o influență mai mare asupra funcționării ciclonului, au intrat în literatură sub denumirea de caracteristici de regim.

#### I.3.1. Caracteristicile geometrice ale focarului ciclon

Caracteristica geometrică principală a focarelor ciclon este forma circulară a acestora [12]. O clasificare a lor se poate face după poziția axei focarului. Autorul va lua în discuție numai focarul orizontal. Focarele verticale, de formă cilindrică sau conică, au în general tubul de evacuare mai lung, pentru mărirea spațiului de separare, cuprins între tubul de evacuare și cămașa focarului [2]. Renunțarea la tubul de evacuare elimină deosebirea constructivă dintre focarul vertical și cel orizontal, poziția axei, orizontală sau verticală, nu mai are nici o importanță asupra funcționării acestuia.

In fig. I.1. sînt indicate caracteristicile geometrice mai importante ale focarului ciclon orizontal.

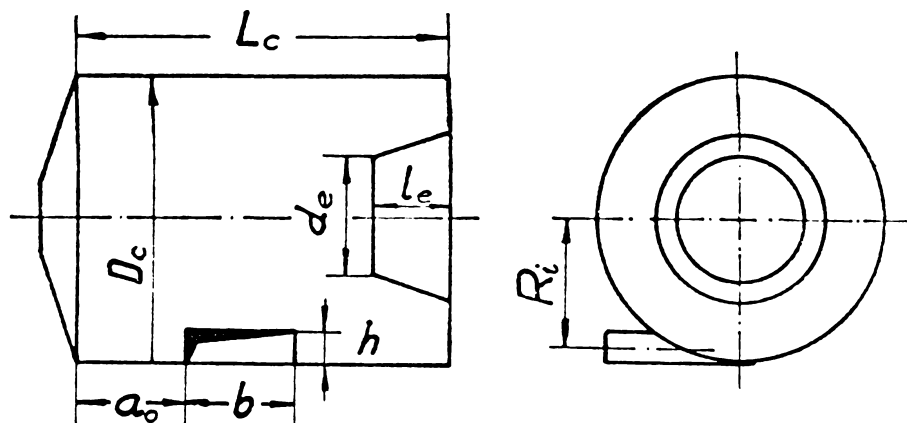


Fig.1.1. Caracteristicile geometrice ale focarului ciclou

Diametrul focarului ciclou  $D_c$  este mărimea geometrică de referință pentru exprimarea altor mărimi constructive sub forma simplexurilor geometrice. Diametrul cicloanelor în exploatare (din instalațiile energetice funcționând cu cărbuni) variază în limitele 1,5 - 3,0 m [5], [12], iar a celor experimentale, mult mai mici, variind între 300 - 600 mm.

În literatură nu se dau indicații privind valori optime ale diametrului.

Lungimea focarului  $L_c$  este dată în funcție de diametrul cicloului prin raportul  $L_c/D_c$ , ce variază în limitele 1,1 - 1,45. În cadrul cercetărilor de laborator au fost încercate și valori  $L_c/D_c = 1$  [6].

Ajutajul de ieșire. Acesta este în general un tub divergent sau uneori cilindric, montat în capacul posterior al focarului și a fost adoptat pentru evacuarea zgurii prin exteriorul și a gazelor de ardere prin interiorul acestuia. După alți autori [13], ajutajul de ieșire produce modificări importante în structura turbomului din volumul focarului, mărind efectul de separare. Diametrul mic al conului  $d_e$  este dat prin raportul  $d_e/D_c$  și variază în limitele 0,4 - 0,52 [12].

Aceleași valori se păstrează în cazul cicloanelor experimentale [5], [6], [11], [23]. Lungimea ajutajului  $l_e$  variază în limite mai largi fără ca să se insiste asupra importanței acesteia.

În cadrul unor lucrări experimentale de laborator cu combustibil lichid se reanunță la ajutoraj, locul acestuia fiind luat de un simplu orificiu cu diametrul  $d_0$ . În acest caz raportul  $d_0/D_c = 0,45 - 0,54$  [16]. Drept o caracteristică geometrică importantă este considerată secțiunea de ieșire  $F_0 = \frac{\pi}{4} d_0^2$  [13] [26]. După unii autori [1] [3] [4], ajutorajul de ieșire are rol de asistent, contribuind la definitivarea arderii în această zonă a focarului.

Forma capacului anterior. Aceasta depinde de modul de așezare a injectorului de combustibil. În cazul introducerii tangențiale a combustibilului, capacul este în general plat. Forma conică, adoptată în cazul montării injectorului în centrul capacului, complică construcția focarului.

Modul de introducere a combustibilului, axial sau tangențial, este o caracteristică constructivă căreia i s-a acordat destulă atenție în cadrul cercetărilor experimentale. Legat de aceasta, este modul de introducere a aerului primar, care întotdeauna se face împreună cu combustibilul.

Ajutorajul aerului secundar este caracterizat prin secțiunea de intrare  $F_1 = \sum b \times h$ , numărul ajutorajelor și poziția acestora față de capacul anterior. Secțiunea de intrare a aerului este studiată sub forma unor simplexuri  $F_1/F_c$  [13], [26],  $F_1/F_c = 0,03 - 0,06$  [22], în care  $F_c = \frac{\pi}{4} D_c^2$ , mărimea ei fiind exprimată în funcție de secțiunea transversală a ciclomului  $F_0$ , sau a secțiunii de ieșire  $F_0$ .

Lățimea  $b$  a ajutorajului este importantă în ceea ce privește repartiția aerului secundar de-a lungul generatoarei focarului, iar înălțimea  $h$  determină raza de introducere a aerului secundar  $R_1$  (v. fig. 1.1) [8], [13], [26].

Poziția ajutorajului față de capacul anterior este caracterizată de cota  $a_0$  [4]. Numărul ajutorajelor este o caracteristică importantă în ceea ce privește posibilitatea de reglare a arderii. [1]

O caracteristică constructivă importantă este poziția relativă între injector și ajutorajele de aer [16].

Caracteristica geometrică a focarului [22] [26] este exprimată prin mărimea :

$$\Lambda = \frac{\pi r \cdot R_1}{\sum r_i} \quad (I.1)$$

în care  $r_0 = d_0/2$ , celelalte mărimi avînd semnificațiile descrise anterior.

### 3.2. Caracteristici de regim

După părerea autorului, caracteristicile de regim se pot împărți în caracteristici care pot fi modificate din exterior, independent unele de celelalte și pe care le putem denumi caracteristici individuale și caracteristici ce rezultă din procesul din focar și care depind într-o oarecare măsură de primele, avînd caracterul unor caracteristici globale, denumire găsită și în unele publicații [4].

#### 3.2.1. Caracteristici individuale

Raportul aer primar/aer secundar  $L_1/L_2$ . Aerul primar  $L_1$  se introduce împreună cu combustibilul. În cazul prafului de cărbune, aerul primar are rolul de fluid de transport, iar în cazul combustibilului lichid participă la pulverizare. Aerul secundar se introduce tangențial și crează turbionul din interiorul focarului.

Proporția lor se exprimă în general în % din aerul total. Conform datelor din literatură, aerul secundar variază între 80 - 100%. Studii sistematice în legătură cu aceasta nu sînt publicate.

#### Viteza de insuflare a aerului

Viteza de insuflare a aerului primar  $w_1$  este mică în comparație cu cea a aerului secundar  $w_2$  și variază, conform datelor din literatură, în limitele 20 - 40 m/s [1][2]. Cantitatea și gradul de turbionare a aerului primar, în cazul introducerii axiale, exercită o slabă influență asupra regimului de curgere și pot fi alese în funcție de transportul și distribuția combustibilului în focar [13].

Viteza de insuflare a aerului secundar  $w_2$  este considerată ca una din caracteristicile de regim cu cea mai mare influență asupra procesului de ardere și constituie obiectul multor cercetări experimentale. Majoritatea autorilor indică valori între 80 - 120 m/s, cu recomandarea unor valori cît mai mari.

Temperatura de preîncălzire a aerului, atît în cicloane industriale cît și în cele experimentale variază în limitele 200 - 400 °C.



### 3.2.2. Caracteristici globale

Coefficientul secțiunii active de ieșire, exprimat prin relația

$$\zeta = 1 - \left( \frac{r_w}{r_0} \right)^2 \quad (1.2)$$

în care :  $r_w$  - raza de intrare a curentului central invers.

Depresiunea din centrul camerei, mai accentuată în zona de ieșire, datorită efectului de centrifugare, provoacă o deplasare a fluidului din exterior în cameră, denumit curent central invers.

Coefficientul de rezistență al focarului  $\xi$ , a fost introdus cu scopul de a putea calcula rezistența aerodinamică a focarului. Pe baza literaturii se poate constata că nu există un mod unitar de exprimare a acestuia, chiar mai mult, în unele situații își pierde sensul de coeficient. De aceea, autorul nu va da aici toate formele sub care acesta apare în literatură.

Nadjarov folosește denumirea de coeficient de similitudine geometrică

$$\xi = \frac{P_{tot} - P_{st}}{\frac{\sqrt{2}}{2} \rho a} \quad (1.3)$$

în care  $P_{tot}$  - presiunea totală a aerului secundar la intrare

$P_{st}$  - presiunea statică în spatele camerei

$\rho a$  - densitatea aerului la intrare

Expresia este asemănătoare cu cea folosită de Kalisevskii

$$\xi_{intrare} = \frac{\Delta P_{tot}}{\frac{\sqrt{2}}{2} \rho a} \quad (1.4)$$

în care  $\Delta P_{tot}$  este pierderea de presiune în cameră.

Alți autori fac o deosebire între pierderea de presiune la intrare, care reprezintă pierderile hidraulice în ajutaje, și pierderile de presiune în camera de ardere propriu-zisă, care depinde în cea mai mare parte de pierderile cauzate de ajutorul de ieșire și care de fapt reprezintă în cea mai mare parte pierderile focarului ciclon.

### Încălzirea termică volumică a focarului

$$q_v = \frac{B \cdot H_1}{V_c} \quad \left[ \frac{\text{J}}{\text{m}^3} \right] \quad (1.5)$$

în care :

$B$  - este debitul de combustibil ars  $[\text{kg/s}]$   
 $H_1$  - puterea calorifică a combustibilului  $[\text{J/kg}]$   
 $V_c = \frac{\pi}{4} D_c^2 L_c$  - volumul focarului  $[\text{m}^3]$

### Încălzirea termică pe aștințe

$$q_F = \frac{B \cdot H_1}{F_c} \quad \left[ \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \right] \quad (1.6)$$

### Cedarea directă a căldurii în focar

Ea reprezintă cota parte a căldurii transmise în focar, din căldura totală introdusă în cameră.

Pentru studiul schimbului de căldură în focar, aceasta se raportează la întreaga energie termică introdusă cu combustibilul și nu la puterea calorifică a acestuia, luând astfel în considerare și temperatura de preîncălzire a aerului, cit și a combustibilului.

$$\sigma = \frac{Q_1}{B \cdot Q_m} \quad [\%] \quad (1.7)$$

în care :

$Q_1$  - căldura preluată de elementul constructiv al focarului  $[\text{J}]$   
 $Q_m$  - căldura totală introdusă cu 1 kg combustibil  $[\text{J}]$

Densitatea fluxului de căldură

$$q_1 = \frac{Q_1}{A_1} \quad [W/m^2] \quad (I.8)$$

in care :  $A_1$  - aria elementului de schimb de căldură din focar  $[m^2]$

Cap. II. BAZELE TEORETICE ALE FOCARULUI CICLON

In acest capitol se face o scurtă prezentare a bazelor teoretice ale focarului ciclon și a celor mai importante rezultate teoretice obținute de diverși autori.

Prin problemele abordate pe cale teoretică se tratează aspecte legate de funcționarea focarului ciclon, începând cu aerodinamica focarului în regim izotermic monofazic, calculul traiectoriei particulei, rezistența aerodinamică a focarului și probleme de schimb de căldură. Pentru o mai bună sistematizare a rezultatelor în vederea selecționării celor mai importante concluzii, acestea vor fi prezentate după specificul problemei tratate.

II.1. Aerodinamica focarului

Aerodinamica focarului se ocupă cu modul de circulație a mediului gazos în interiorul focarului. Diversitatea rezultatelor obținute pe cale experimentală au dus la abordarea teoretică a acestei probleme.

Prin introducerea tangențială a aerului secundar în camera de formă cilindrică în interiorul acesteia ia naștere o mișcare de rotație. Introducerea în zona periferică și evacuarea centrală, la unul din capetele focarului a produselor arderii, dă naștere la o mișcare complexă a acestora, având o deplasare axială și radială de la locul introducerii spre evacuare. Vectorul vitezei de deplasare în orice punct al focarului va fi compus din trei componente : tangențială,  $W_t$ , axială,  $W_x$  și radială  $W_r$ , reprezentate schematic în fig. II.1.

*mișcare*

341 102  
207 F

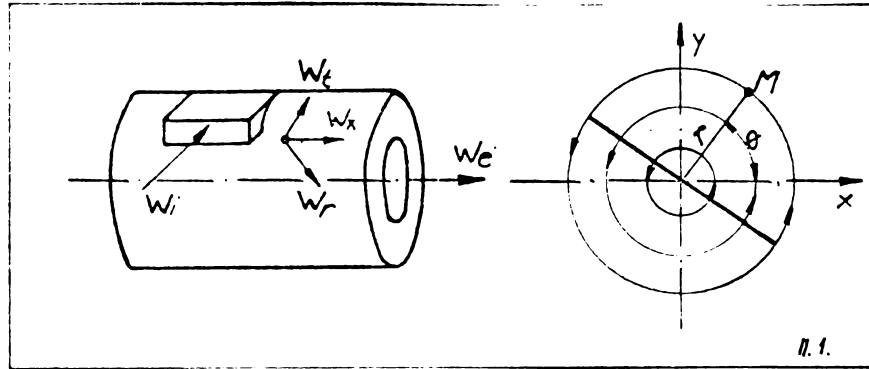


Fig.II.1. Schema focarului ciclone teoretic

Cea mai mare atenție se acordă componentei tangențiale a vitezei  $W_t$ , deoarece ea este foarte mare în comparație cu celelalte și determină în mare măsură traiectoria particulei de combustibil în focar și în general desfășurarea întregului proces de ardere.

Pentru studiul repartiției vitezelor tangențiale în secțiune, se scrie pentru un punct  $M$  în spațiul numerelor complexe [12] :

$$M = x + iy = r(\cos \theta + i \sin \theta) = r \cdot \exp(i \cdot \theta) \quad (\text{II.1})$$

$r$  fiind raza curentă.

Potențialul complex al mișcării în jurul unui contur închis, așezat într-un curent de viteză uniformă, este :

$$f(z) = \varphi(x,y) + i\psi(x,y) \quad (\text{II.2})$$

Din ecuația (II.1) se obține prin logaritmare și înmulțire cu  $i$  și o constantă  $C$  :

$$i C M = i C \ln r - C \cdot \theta \quad (\text{II.3})$$

Prin identificarea relațiilor (II.2) și (II.3) se obține :

$$\begin{aligned} \text{Funcția echipotențială} \quad \varphi &= -C \cdot \theta = -C \operatorname{tg} \frac{y}{x} \\ \text{Funcția de curent} \quad \psi &= C \ln r \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Viteza tangențială într-un punct va fi :

$$W_t = \frac{d\psi}{dr} = \frac{C}{r} \quad (\text{II.5})$$

Din expresia (II.5) rezultă că viteza tangențială variază invers proporțional cu raza. Calculând circulația de-a lungul unei linii de curent, se obține :

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} w_t \cdot ds = \int_0^{2\pi} \frac{\Gamma}{r} \cdot r \cdot d\theta = 2\pi \Gamma \quad (\text{II.6})$$

de unde rezultă

$$r \cdot w_t = \frac{\Gamma}{2\pi} = \text{const.} \quad (\text{II.7})$$

Aceasta este legea de variație a vitezei într-un turbion liber, în mișcare potențială. La fluidele reale, din cauza rezistențelor de frecare [12], partea centrală a turbionului, nucleul, se comportă ca un solid în rotație, cu viteza unghiulară  $\omega$  și raza  $r_n$ . Viteza tangențială la periferia acestuia este :

$$w_{tn} = \omega r_n \quad (\text{II.8})$$

Una din cauzele schimbării legii de variație a vitezelor tangențiale este discontinuitatea peretelui posterior al focarului, care cuprinde orificiul de evacuare cu raza  $r_0$ . Dacă se admite egalitatea celor două raze,  $r_n = r_0$  (lucru care se constată și practic) se poate calcula viteza unghiulară :

$$\omega = \frac{\Gamma}{2\pi r_0^2} \quad (\text{II.9})$$

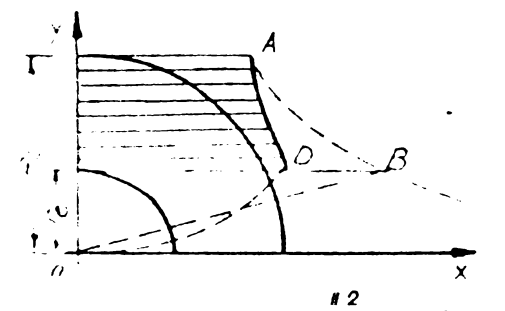
În fig. II.2 este reprezentat graficul vitezelor tangențiale în condițiile arătate mai sus (ABC - curba teoretică, ADO - curba reală).

După P. Basina și V. Tonkonogii [8], relația (II.7) descrie numai cu aproximație repartiția vitezelor în zona periferică. După L. I. Nahapetian se poate scrie

$$w_t \cdot r^n = \text{const.} \quad (\text{II.10})$$

unde pentru zona periferică se poate lua  $n = 0,5 - 0,8$ .

L. I. Vulia și B. M. Ustinenko au exprimat viteza tangențială sub formă adimensională :



$$\bar{w}_t = \frac{W_t}{W_{t \max}} = \frac{2\eta}{1 + \eta^2} \quad (\text{II.11})$$

$$\eta = \frac{r}{r_t}$$

unde  $r_t$  este raza corespunzătoare vitezei maxime  $W_{t \max}$ .

După E.D. Balney și V.I.

Brofankin, mișcarea de rotație a fluidului depinde foarte mult de

caracteristicile constructive ale camerei și nu poate fi descrisă riguros pe cale analitic. Astfel, profilul vitezelor poate fi determinat numai pe cale experimentală pentru fiecare model de cameră în parte.

Basina și Fonkonogai exprimă viteza tangențială maximă în funcție de viteza de însuflare a aerului secundar  $w_2$ :

$$W_{t \max} = \varepsilon_n \cdot w_2 \quad (\text{II.12})$$

în care  $\varepsilon_n$  este coeficientul de conservare a vitezei maxime. Aceasta variază în limite destul de largi, în funcție de caracteristicile aerodinamice ale camerei și se determină pe cale experimentală pe modele izotermice.

Autorii ajung la concluzia că forma de distribuție a vitezei tangențiale nu influențează mișcarea și arderea particulei de combustibil, o influență mult mai mare o are mărimea vitezei.

V.I. Isaev [8] exprimă coeficientul de conservare a vitezei sub forma:

$$\varepsilon = \frac{W_t}{w_2} \quad (\text{II.13})$$

în care  $W_t$  este viteza tangențială în dreptul razei de însuflare  $R_1$ . El ține cont de micșorarea vitezei tangențiale în dreptul razei de însuflare în cameră, în raport cu  $w_2$  și care depinde de secțiunea relativă de intrare a aerului secundar

$$\beta = \frac{\sum b \cdot h}{c}$$

L. Kalisvskii [21] face o deosebire între  $\varepsilon_n$  în cazul funcționării la cald, deci în condiții de ardere, și  $\varepsilon_r$  pentru funcționarea la rece. În fig. II.3 sînt reprezentați acești coeficienți în

funcție de  $\beta$ .

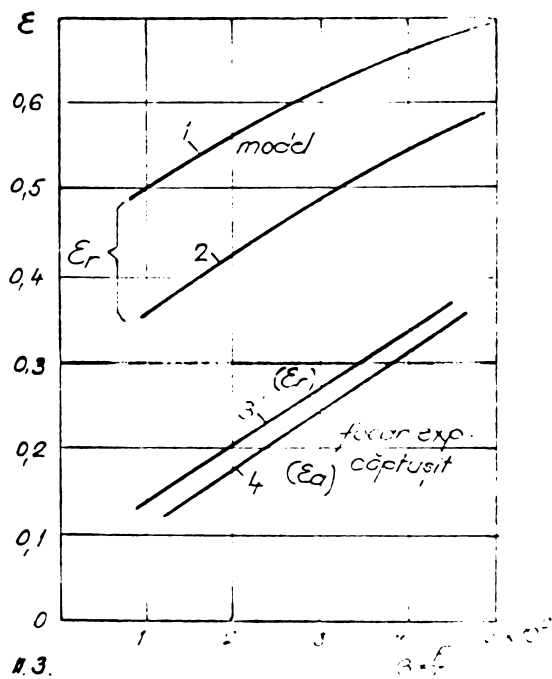


Fig. II.3. Variatia coeficientului de conservare a vitezei (1-model izotermic monofazic; 2-izotermic bifazic; 3-focar captusit izotermic; 4-focar cu combustibil lichid).

raza curentă  $r$  :

$$W_r = \frac{d_v}{2\pi r} \quad (\text{II.16})$$

Viteza radială nu crește la infinit în centru din cauza evacuării fluidului pe o rază oarecare,

Viteza axială  $W_x$  depinde de volumul gazelor de ardere și de secțiunea transversală a focarului  $F_c$  [3].

Cele două componente, radială și axială, nu au fost tratate pe cale analitică, ele au o influență mai mică asupra proceselor ce au loc în focarul ciclone și au fost abordate mai mult în cadrul cercetărilor experimentale.

## II.2. Traectoria suspensiei fazei a doua

Problema traiectoriei particulei de combustibil a fost abordată în ideea de a determina condițiile în care aceasta introdusă în focar, atinge pereții camerei, fără a fi expulzată înainte de ardere. Pentru aceasta se caută să se stabilească în final

După M. Ledinegg [3], mărirea vitezelor tangențiale depinde de căderea de presiune din ciclone.

Componenta radială a vitezei se obține din funcția echi-potențială :

$$W_r = \frac{d\varphi}{dr} = \frac{C_1}{r} \quad (\text{II.14})$$

$C_1$  se determină din expresia debitului de aer care traversează focarul :

$$D_v = 2\pi r \cdot W_r \cdot L_c \quad (\text{II.15})$$

Din relațiile (II.14) și (II.15) rezultă

$$C_1 = \frac{D_v}{2\pi L_c} = \frac{d_v}{2\pi}, \text{ care}$$

duce la următoarea expresie a vitezei radiale în funcție de

diametrul minim al particulei care îndeplinește această condiție. În focarul ciclonei se separă un material la care mărimea granulației scade în timpul procesului de separare, scăzând astfel secțiunea de centrifugare.

După M. Ledinegg, spațiul de separare este cel reprezentat hașurat în fig. II.4.

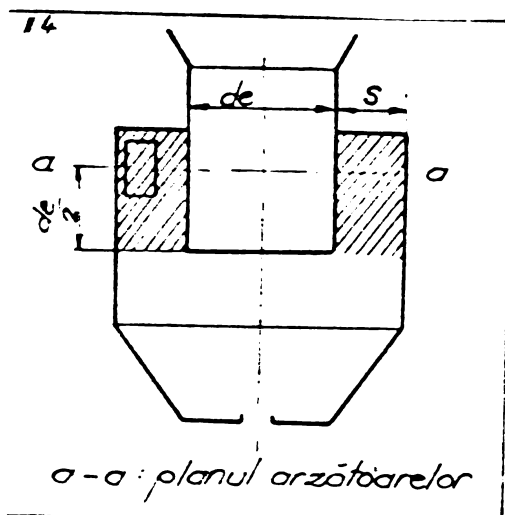


Fig. II.4. Modelul focarului ciclonei după Ledinegg

are o particulă care parcurge în timpul  $t_s$  întreg spațiul radial  $s$  (fig. II.4). Toate particulele mai mari, cât și cele care se află mai aproape de perete, vor fi separate. Procesul de separare este reprezentat în fig. II.5.

El definește timpul de ardere

$$t_s = \frac{V_a}{M} \quad (\text{II.17})$$

în care :  $V_a$  este volumul spațiului de separare

$M$  - volumul gazelor de ardere în unitatea de timp, la temperatura flăcării

O particulă ce se află în focar, parcurge în timpul  $t_s$  un drum radial diferit, în funcție de mărimea ei. Mărimea limită a granulației  $x_e$

Particula  $a$  are mărimea limită și se depunde în timpul  $t_s$ .

$b$  - particulă plasată mai excentric și depusă în timpul  $t_s$

$d$  - particulă care arde în timpul  $t_e < t_s$ ,  $y_s$  fiind drumul radial parcurs de particula de zgură.

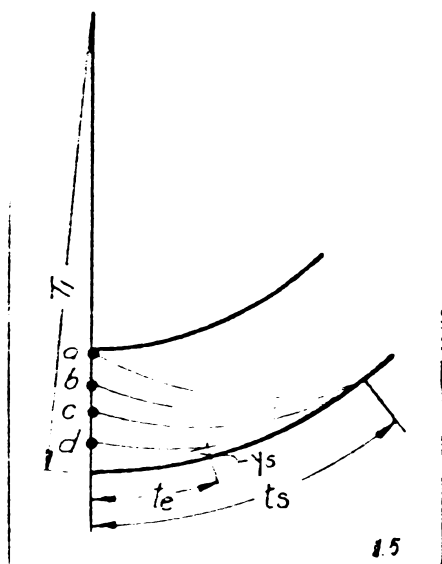


Fig. II.5. Separarea particulei în ciclonei.

Pentru determinarea drumului radial al particulei, Ledinegg scrie ecuația de echilibru între forța masică, forța centrifugă și cea de frinare după legea lui Stokes. Dacă se presupune existența unui turbion liber în zona de separare și se admite o variație liniară a diametrului particulei  $x$  în timp, se obține, prin integrare, expresia drumului total parcurs



de particulă în direcție radială :

$$y = r_1 - \sqrt{r_1^4 - 4x^4(1-A) \frac{t_1}{x_1^2(1-\sqrt[3]{A})} \frac{\rho_c (w_t \cdot r_1)^2}{54 \rho_a \nu}} \quad (\text{II.18})$$

în care :  $r_1$  - raza ciclonului  
 $x_1$  - diametrul unei particule de referință cu timpul de ardere  $t_1$   
 $\nu$  - vîscozitatea mediului  
 $A$  - conținutul de cenușă din combustibil  
 $\rho_c$  și  $\rho_a$  - greutatea specifică a combustibilului respectiv mediului gazos

La timpul  $t = 0$ , diametrul particulei este egal cu  $x_0$ , astfel ca  $t_0/t_1 = (x_0/x_1)^2$ . Ecuația (II.18) este valabilă pentru cazul cînd  $x_0 < x_1 \cdot \sqrt{t_1/t_s}$ , arderea particulei terminîndu-se înainte ca aceasta să atingă peretele.

În fig. II.6 este reprezentat diametrul inițial al particulei  $x_0$  care poate fi separată în funcție de distanța la peretele lateral, iar în fig. II.7 este dat diametrul limită  $x_0$  al granulei în funcție de viteza tangențială în condiția  $y = s$ , adică drumul parcurs de particulă este egal cu lățimea spațiului de separare, pentru un ciclon cu  $D_c = 3700$  mm și  $d_0/D_c = 0,486$ -

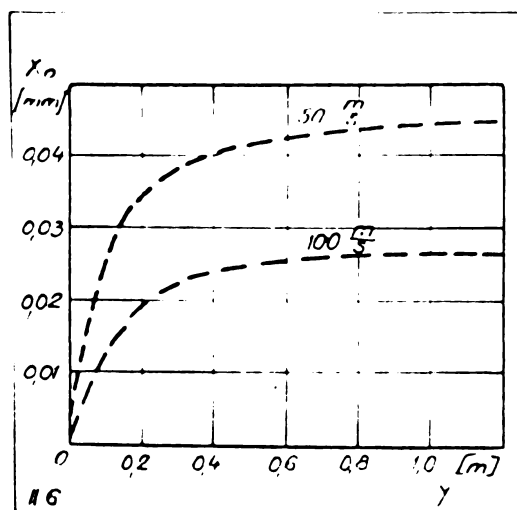


Fig. II.6. Diametrul inițial al particulei  $x_0$  în funcție de  $y$ , pentru  $50 \text{ m/s}$  și  $100 \text{ m/s}$ .

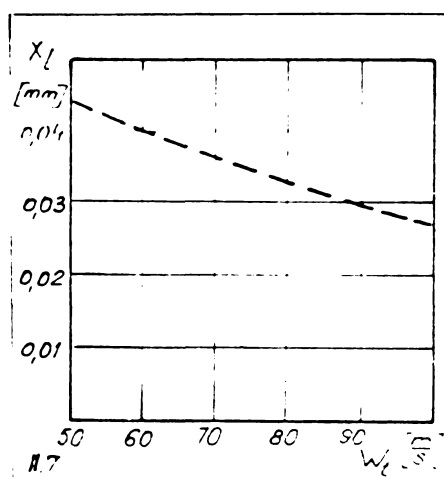


Fig. II.7. Mărimea limită a particulei în funcție de viteza tangențială.

S.I. Isaev [6] scrie ecuația de echilibru între forța centrifugă și forța de rezistență în mediul vîscos sub forma :

$$\frac{\pi d_0^3}{6} \cdot \frac{a^2}{r^3} \rho_c - c \frac{\pi d_0^2}{4} \rho_a \frac{w_{rel}^2}{2} = 0 \quad (II.19)$$

în care :  $d_0$  este diametrul particulei

$$a = \varepsilon W_2 R_1 \quad \left( \varepsilon = \frac{W_1 t}{W_2}, \text{ coeficientul de păstrare a vitezei} \right)$$

$W_{rel}$  este viteza relativă între particulă și mediu

$c$  - coeficientul de rezistență, care depinde de cifra Reynolds.

Igaev afirmă că  $c$  crește da câteva ori în condițiile arderii. După Z.S. Leontevoi, coeficientul de creștere  $k_a = 3 - 4$ .

În timpul  $t$  particula traversează drumul radial și drumul axial spre ieșire,  $L$ , cu viteza  $W_x$ .

$$t = \frac{L}{W_x}$$

Viteza axială depinde de debitul gazelor care traversează secțiunea transversală a focarului  $F_c$

$$W_x = \frac{Q}{F_c} = \frac{F_1}{F_c} \cdot W_2 = \beta W_2 \quad (II.20)$$

Dacă se notează  $\frac{L_c}{D_c} = \frac{L_c}{2 R_c} = 1$ , se obține timpul  $t = \frac{2 L R_c}{W_2}$  (II.21)

Prin integrare ect. (II.19) și ținînd seama de expresia timpului  $t$ , se obține diametrul minim al particulei care se separă în timpul  $t$  :

$$d = A \frac{1}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\mu k_a R_c \beta}{\rho_a W_2}} \quad (II.22)$$

unde  $A = \frac{3}{b} \sqrt{\frac{1-n^4}{4 \rho_0}}$  ;  $b = \frac{R_1}{R_c}$  ;  $n = \frac{R_1'}{R_c}$  ;  $\mu = \rho_a \cdot \nu$

$R_1$  și  $R_1'$  fiind raza la care se introduce aerul secundar, respectiv combustibilul.

Se presupune că variația parametrilor sub acțiunea temperaturii duce la înrăutățirea efectului de separare. Influența temperaturii de ardere intervine prin variația mărimilor,  $\nu$ ,  $\rho_a$  și  $c$ , ultima prin intermediul cifrei Reynolds.

Mărimea  $B = d/d_0$  caracterizează variația relativă a separării, la modificarea parametrilor din expresia (II.22).

$d$  - diametrul minim al particulei separate la anumite condiții constructive și de regim

$d_0$  - diametrul corespunzător condițiilor de comparație

Pentru  $Re < 1$  ( $C = \frac{24}{Re}$ ) se obține :

$$B_1 = \sqrt{\frac{K_R \cdot K_k \cdot K_a^2}{K_w \cdot K_\beta \cdot K_L}} = B_1 \cdot B_1 \cdot B_1 \cdot B_1 \cdot B_1 \cdot B_1 \quad (II.23)$$

unde  $K_R = R_c/R_{c0}$  ;  $K_w = w_2/w_{20}$  ;  $k_k = \kappa/\kappa_0$  etc.

Graficul din fig. II.8 cuprinde rapoartele  $B$  pentru trei domenii de variație a coeficientului  $C$  cu cifra Reynolds, în raport cu variația relativă a mărimilor  $k$ .

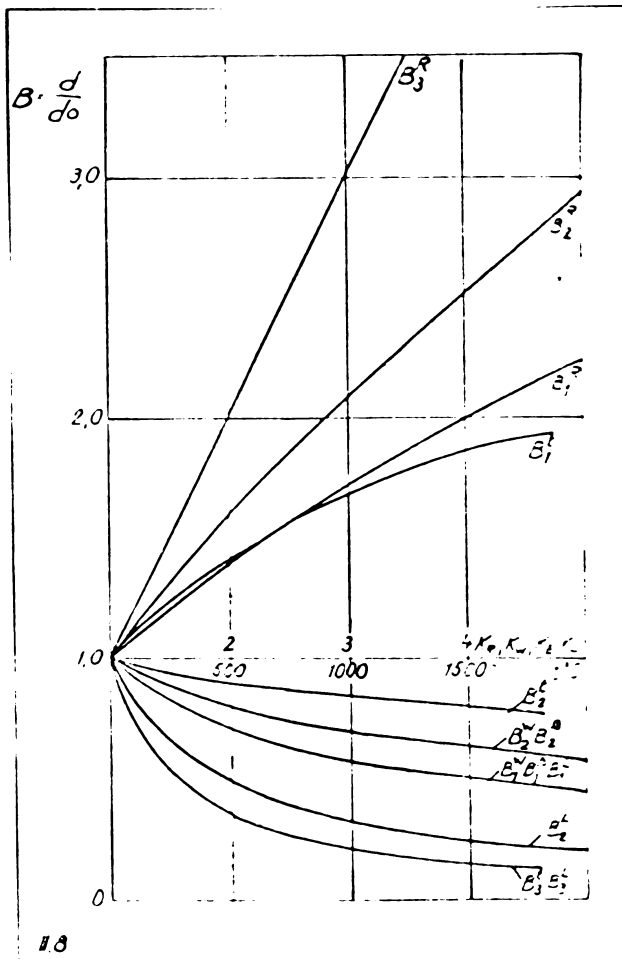


Fig. II.8. Variația raportului  $B$  în funcție de  $k$ .

Dacă se consideră de exemplu  $k_a = 4$ , cu celelalte mărimi neschimbate se obține :

$$B_1^a = 2; B_2^a = 2,52; B_3^a = 4$$

Isaev calculează pierderile de combustibil în greutate, proporționale cu  $d^3$ , în urma expulzării din ciclon a particulelor mai mici decât cele limită. Rezultatele calculelor arată, că trecerea de la camera rece la o temperatură de  $1700^\circ C$ , produce o creștere a pierderilor de  $10$  ori, atunci când ceilalți factori rămân neschimbați, iar în cazul când variază  $k_w = 1,2$  și  $k_R = 1,5$ , la o viteză  $w_2 = 120$  m/s, pierderile în greutate cresc de  $17$  ori. Astfel autorul ajunge la concluzia că datorită creș-

terii vîscozității mediului și a coeficientului de rezistență la mișcarea particulei în timpul arderii se reduce în mod considerabil acțiunea forței centrifuge asupra particulei și drept urmare pierderile din cameră cresc. În consecință nu este ra-

țional studiul mecanismului de separare pe modele izotermice.

H.A.Havemann a integrat ecuația (II.19) în coordonatele polare și a determinat numărul de rotații efectuate de particulă pînă la separarea sub forma :

$$N = \frac{9 \mu R_c}{2 \rho_c d^2 W_t} \left[ 1 - \left( \frac{R_1}{R_c} \right)^2 \right] \quad (\text{II.24})$$

### II.3. Rezistența hidraulică a focarului ciclon

După Feifel, pierderea de tiraj prin focarul ciclon poate fi calculată din expresia

$$\Delta p = \frac{\tau_a}{2g} \left[ \left( \frac{M}{\pi r_o} \right)^2 \frac{1}{Z} - W_2^2 \right] \quad (\text{II.25})$$

în care :  $M$  - volumul gazelor de ardere la temperatura flăcării  
 $Z$  - o mărime adimensională, care depinde de caracteristicile geometrice ale focarului  
 $r_o$  - raza tubului de evacuare

Viteza tangențială  $W_1$  la periferia miezului cvasisolid, cu raza  $r_1$ , rezultă din expresia :

$$\Delta p + \frac{W_2^2}{2g} \tau_a = \frac{W_1^2}{2g} \tau_a \quad (\text{II.26})$$

Pe baza relațiilor de mai sus s-au obținut valorile din tab.

II.1.

$W_2$ m/s	$Z$	$\frac{r_o}{r_1}$	$\Delta P$ mm CA	$W_1$ m/s	$W_1$ m/s
50	0,733	2,9	1455	44	385
100	0,536	2,0	1930	72	450
150	0,42	1,7	2375	96,5	510

Se observă creșterea pierderii de tiraj la mărirea vitezei de insuflare  $W_2$ . Totodată rezultă o rămânere în urmă a vitezei periferice  $W_1$  la perete, față de viteza de insuflare. Raportul

vitezei de insuflare ( $\frac{44}{50} = 0,88$ ;  $\frac{72}{100} = 0,72$ ;  $\frac{96,5}{150} = 0,643$ ).

### Cap. III. LUCRARI EXPERIMENTALE

Cercetările experimentale ocupă un loc important în studiul focarelor de tip ciclon, numărul lucrărilor cu caracter experimental, publicate în acest domeniu, este totuși relativ mic. Majoritatea lucrărilor se referă la arderea combustibililor solizi în cicloane, iar unele cercetări întreprinse pe standuri experimentale s-au efectuat cu combustibil lichid, pentru motivul că metodele de investigație sînt mai comode în acest caz [4], urmărindu-se punerea la punct a metodicii și aparaturii de măsurare sau studiul aerodinamicii focarului în regim neizotermic.

În acest capitol se face o prezentare sumară a lucrărilor experimentale consultate, cu încercarea de a selecta și sistematiza cele mai importante rezultate și concluzii.

#### III.1. Metode de investigație

Cercetările experimentale au fost efectuate în cea mai mare parte pe standuri la scară redusă [1] [4] [6] [7] [10] [11] [12] [13], avînd în vedere complexitatea, mărimea și deci costul ridicat al unui asemenea agregat la scară industrială.

Unul din factorii de bază care poartă să asigure o ardere bună în condițiile intensificării procesului din ciclon este îmbunătățirea aerodinamicii focarului. Această constatare rezultă și din cercetările efectuate asupra arderii prin metode clasice, în jet, a combustibililor, prin imprimarea unei puternice mișcări de rotație amestecului combustibil-aer, asemănător unui turbion, introducîndu-se ca bază de calcul noțiunea de circulație  $\Gamma$  a turbionului [25] [36], mărime importantă și în cazul focarului ciclon.

O atenție deosebită s-a acordat studiului experimental al aerodinamicii focarului [1] [12] [13] [21] [23] [26] [37], determinîndu-se cîmpul vitezelor și presiunilor în interiorul ciclonului. Cea mai utilizată metodă de investigație este cea cu ajutorul sondelor aerodinamice, ele permițînd efectuarea determinărilor cantitative. Dificultățile de ordin tehnic din cauza temperaturilor ridicate din focar în condiții de ardere, necesitînd folosirea sondelor răcite, de dimensiuni mici pentru a nu afecta precizia măsurătorilor, au dus la efectuarea acestor cercetări în mai multe etape: pe modelele izotermice monofazice (cu aer rece), modelele izotermice bifazice (aer și particule solide, fără ardere) și în regim de ardere.

Autorul lucrării de față a efectuat în colaborare [23] [37] cercetări pe un model izotermic monofazic, în care s-au determinat câmpul vitezelor și presiunilor cu ajutorul unei sonde sferice cu 5 orificii, care permite stabilirea celor trei componente în spațiu ale vitezei aerului, spre deosebire de sonda cu numai 3 orificii, mai simplă, care permite determinarea numai a două componente.

Pentru determinări calitative asupra câmpului aerodinamic s-a aplicat metoda fotografierii acestuia, prin injectare de pulberi cu proprietăți reflectante [1] și de dimensiuni foarte mici și deci cu portanță mare, care urmează în mod pasiv drumul aerului. Determinări cu caracter calitativ s-au efectuat cu ajutorul unui anemometru cu palete reglabile pentru diferite raze ale camerei [38]. De asemenea au fost efectuate măsurători pentru determinarea pierderilor de presiune în aparatele de intrare a aerului, în cameră și în ajutorul de evacuare [15].

În privința cercetărilor pe modele izotermice bifazice, studii sistematice au fost efectuate în cadrul Institutului de Energetică a Academiei RSR de dr.ing. N. Pănoiu și colaboratorii, folosind metoda fotografierii rapide. Studiul influenței suspensiei solide asupra aerodinamicii focarului se face și cu ajutorul sondelor speciale, prin captarea particulelor injectate în focar pe diferite raze [6], [22], folosind pentru aceasta materiale solide, la care este mai ușoară realizarea unei anumite compoziții granulometrice. Rezultatele sînt însă afectate de fenomenul de ricoșare a particulelor de pe peretele camerei.

În ceea ce privește cercetările la cald, deci în condiții de ardere, principalele măsurători, în funcție de scopul urmărit cît și ca metode de investigație sînt următoarele :

1.1. Determinarea concentrației gazelor. Extragerea probelor de gaz pentru analiză se face cu ajutorul sondelor răcite cu apă [1] [4] [7] [40] [42] , atît pentru protejarea sondei cît și pentru oprirea procesului de ardere. Introducerea sondei în focar se face prin orificii practice în cămașa acestuia [4].

1.2. Determinarea câmpului de temperatură. Pentru măsurarea temperaturii în diferite puncte ale focarului se folosesc pirometre cu absorbție, răcite, prevăzute cu două tuburi Venturi legate în serie [7] [39] [40]. Temperatura gazului se măsoară cu ajutorul unei termocuple plasată în dreptul tubului Venturi, care indică presiunea activă  $\Delta P_2$ ,

după ce s-a răcit gazul la temperatura  $T_2$ . Temperatura în punctul de măsurare rezultă din expresia [39] :

$$T_1 = T_2 \cdot K \frac{\Delta P_1}{\Delta P_2} \quad (\text{VI.1})$$

$\Delta P_1$  fiind presiunea activă a tubului Venturi plasat în capătul de aspirație al sondei, iar  $K$  este o constantă care se determină prin etalonare. În publicații [1] [7] nu se dau detalii privind dificultățile întâmpinate cu ocazia măsurărilor (este vorba de o sondă construită de o firmă specializată „Land” - Anglia). Autorul subliniază acest lucru, deoarece încercările făcute de dînsul (Cap. VI) nu au dat rezultate.

1.3. Schimbul de căldură în focar. Determinarea prin metoda calorimetrică a schimbului de căldură între flacără și pereții focarului necesită o construcție specială a camerei ciclon, cu posibilitatea măsurării mărimilor necesare în diferite zone ale acesteia [11] [24] [25].

1.4. Determinarea cîmpului de viteze și de presiuni. Asemenea cercetări, puține la număr, au fost întreprinse pentru stabilirea modificărilor asupra structurii aerodinamice a procesului în urma modificării temperaturii la trecerea de la regimul izotermic la ardere [21], folosind pentru aceasta sonda cu 3 orificii, răcite cu apă.

### III,2. Rezultate și concluzii

#### 2.1. Aerodinamica focarului izotermic monofazic

Situarea zonelor de circulație din interiorul focarului nu suferă modificări importante la funcționarea în alte regimuri [13], [21] [22]. Influența factorilor geometrice asupra regimului de curgere se menține, în linii mari, și la funcționarea neizotermică bifazică [8]. În cadrul cercetărilor nu s-a urmărit realizarea unui cîmp aerodinamic conceput anterior, în prezent nefiind formulată în literatură o părere despre forma optimă a acestuia.

Rezultatele cercetărilor privind repartiția vitezelor în cameră arată că viteza tangențială, cea mai importantă atît ca mărime cît și în ceea ce privește influența asupra procesului de ardere, permite separarea cîmpului în două zone de circulație [1] [12] [13] [23] [26] [37].

- zona centrală, caracterizată prin legea

$$w_t = \omega \cdot r \quad (\text{III.2})$$

- zona periferică, cu o mișcare evasipotențială

$$w_t = \frac{\text{const}}{r^n} \quad (\text{III.3})$$

și o zonă de tranziție, situată între acestea două (v. fig. III.1).

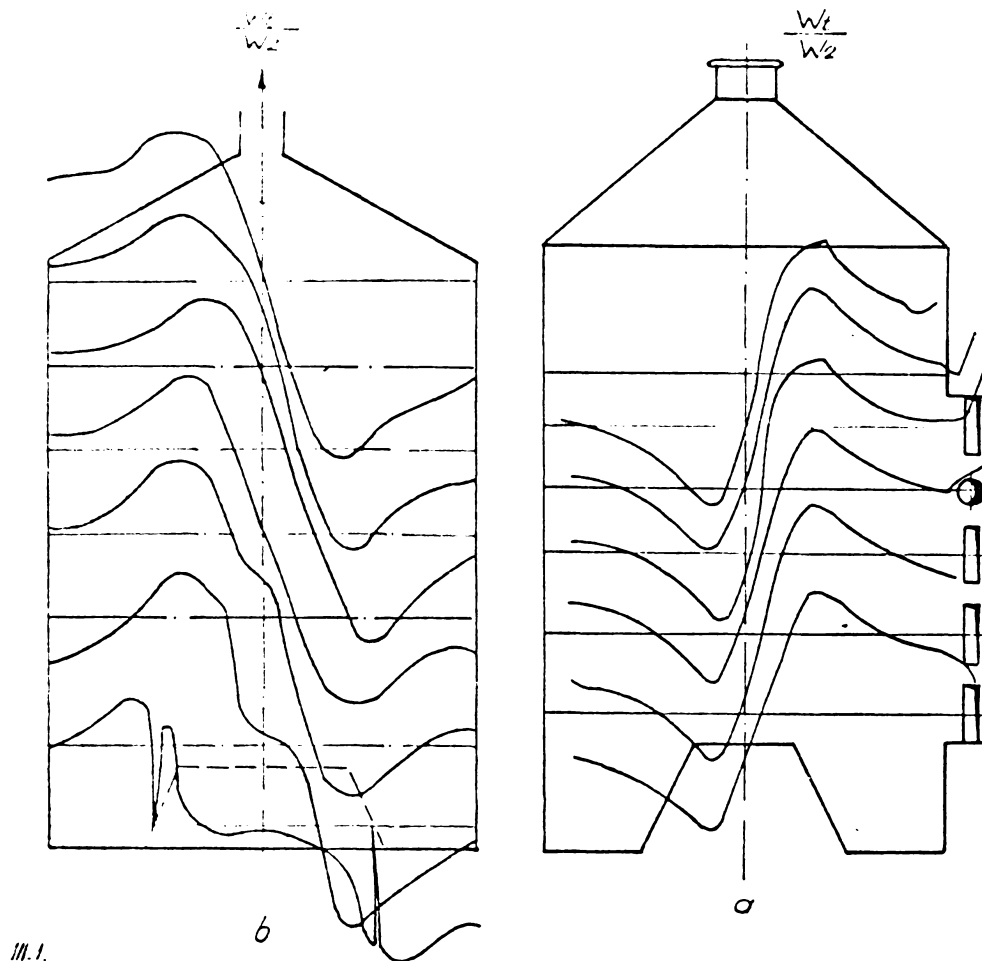


Fig. III.1. Repartiția vitezelor tangențiale în cameră.

Caracteristicile geometrice ale modelelor încercate au fost următoarele :

fig. a.  $L_c/D_c = 1,4$ ;  $d_e = 70$  mm;  $d_e/D_c = 0,255$ ,

$w_2 = 37$  m/s

fig. b.  $L_c/D_c = 1,4$ ;  $d_e = 200$  mm;  $d_e/D_c$  nu este dat.

Pe un alt model experimental [1] s-a obținut repartiția vitezelor din fig. III.2. ( $d_e/D_c = 0,54$ ).



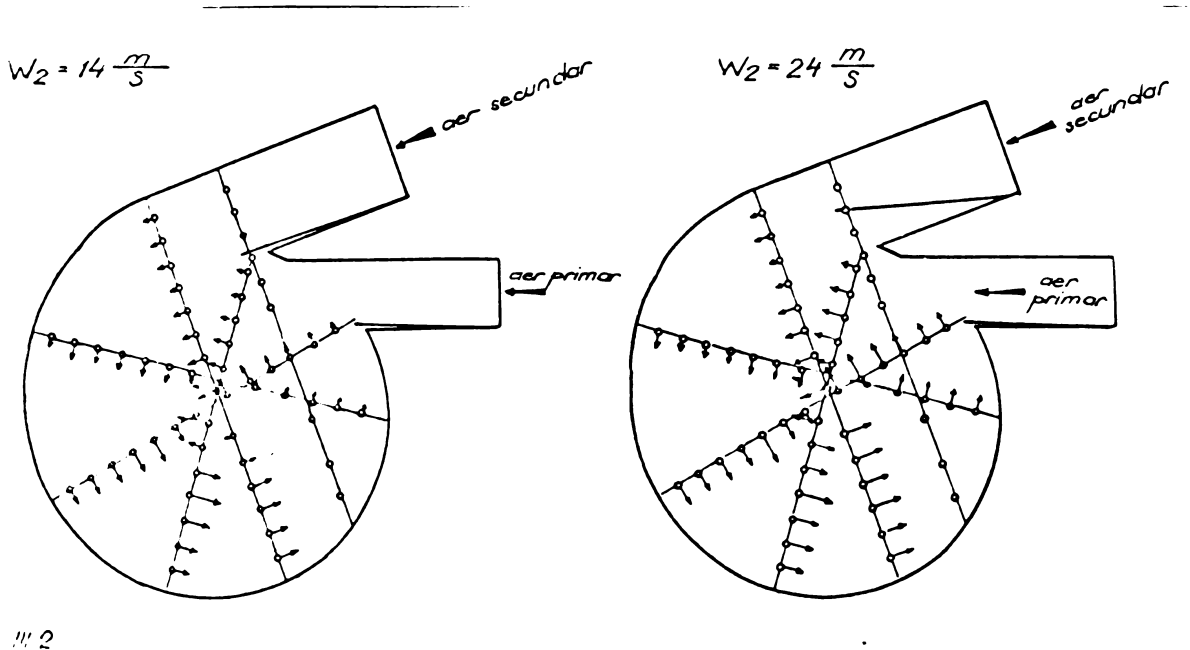


Fig. III.2.

Se remarcă faptul că prin creșterea vitezei  $w_2$  crește constanta  $k$  din expresia legii de variație a vitezelor din turbionul exterior  $w_g = k/r^n$ . Iura curbelor se schimbă foarte puțin. Aceleași observații s-au putut face în cadrul unei lucrări elaborate de autor în colaborare [25] pentru viteze ale aerului secundar de 20, 37, 48 și 62 m/s. În lucrare [1] s-a lucrat cu o cantitate de aer corespunzătoare funcționării la o încălzire termică în limite uzuale, în celelalte lucrări nu se indică valoarea debitului.

În fig. III.3. este reprezentat câmpul vitezelor axiale raportate  $w_g/w_2$  [13] în care se pot distinge mai multe zone de circulație, cea mai importantă fiind curentul central invers, format din gaze de ardere care ptrund în focar prin centrul ajutorului de ieșire avind raza secțiunii  $r_w < r_g$ . Se consideră că acest curent este favorabil procesului de ardere și de aprindere în ciclon.

Caracteristicile constructive, exprimate sub forma unor simplexuri geometrice, influențează regimul de curgere al focarului [13]. Raportul  $L_g/D_g$  au prezintă o influență sensibilă, în schimb raportul secțiunilor  $F_1/F_g$  are o influență puternică asupra vitezelor tangențiale maxime, asupra razei curentului central invers și gradului de turbulență din zona nucleului.

Rezultatele cercetărilor [12][13] au pus în evidență unele relații de calcul, ce exprimă criteriul Euler în funcție de simplexuri

rile geometrice  $F_1/F_0$  și  $D_0/L_0$ , atât pentru secțiunea de intrare cât și pentru cea de evacuare.

Stabilitatea funcțională a focarului este influențată de existența în toate regimurile a curentului central invers, caracterizat prin mărirea coeficientului secțiunii active de ieșire  $\varphi$ . Rezultatele experimentale arată o variație a acestuia în funcție de viteza de insuflare și de viteza tangențială maximă, care la rândul ei depinde de simplumul  $F_1/F_0$ .

## 2.2. Rezistența aerodinamică a focarului

Coeficientul de rezistență aerodinamică al focarului  $\xi_1$  depinde de configurația sa geometrică, exprimată prin caracteristica geometrică  $A$ , reprezentată în fig. III.4 [13] [21].

În fig. III.5 [12] și fig. III.6 [5], este reprezentat același coeficient în funcție de simplumurile geometrice  $F_1/F_0$ ;  $F_1/F_0$  și  $d_0/D_0$ .

Kelisev ajunge la concluzia că focarele geometrice asemenea, care lucrează cu aceeași viteză de insuflare a aerului și cu același raport  $F_1/F_0$ , trebuie să îndeplinească aceleași condiții hidraulice.

Kelisevskii a obținut pe stand dependența presiunii totale a aerului la intrare în funcție de caracteristicile geometrice și de regim, sub forma:

$$\frac{L'}{P} = \left(\frac{W_1'}{W_2}\right)^2 = \left(\frac{F_1'}{F_1}\right)^2 \quad (\text{III.4})$$

dacă debitul aerului secundar  $L_2$  și temperatura acestuia rămân neschimbate.

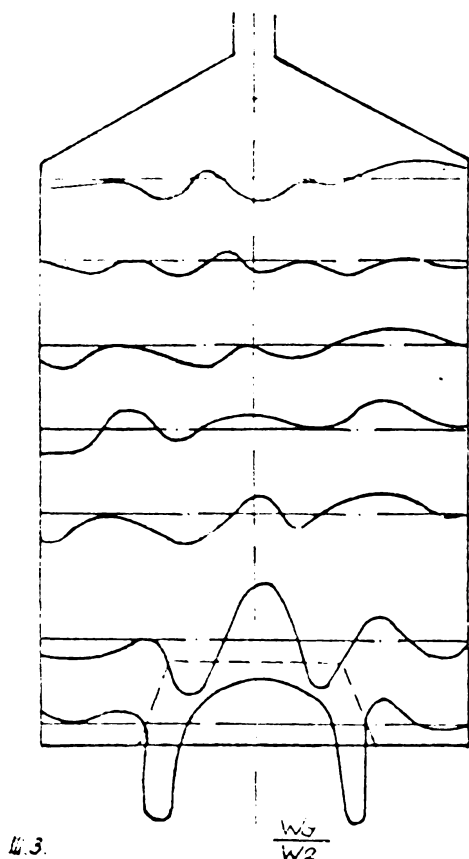


Fig. III.3. Vitezele axiale raportate  $W_1/W_2$

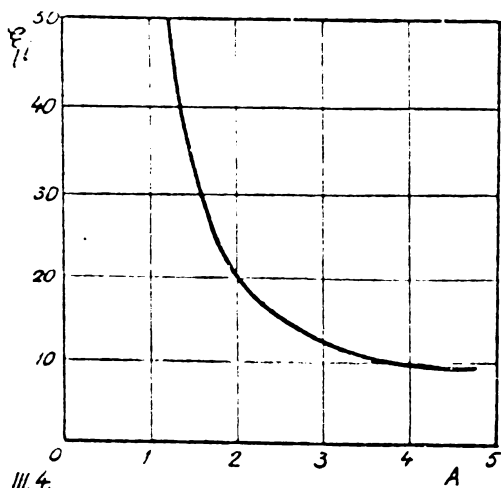


Fig. III.4. Coeficientul de rezistență al focarului

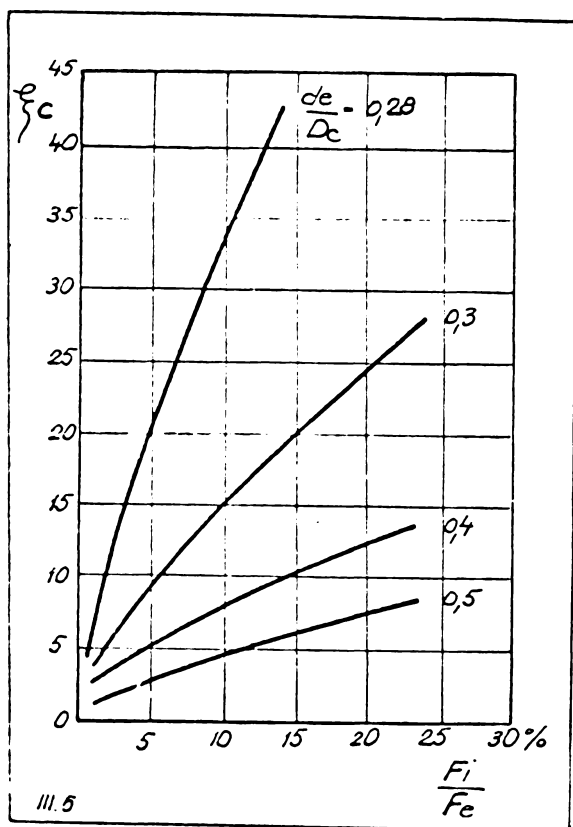


Fig. III.5.  $\xi_c = f\left(\frac{F_1}{F_c}, \frac{d_e}{D_c}\right)$

de rezistență separat pentru secțiunea de intrare  $F_1$ , pentru camera de ardere  $F_{ou}$  și pentru ajutorul de ieșire  $F_e$ . Influența raportului  $d_e/D_c$  asupra coeficientului de rezistență se exprimă prin rezistența relativă a camerei, ca raport între rezistența camerei  $\Delta p_{ca}$  și cea a camerei cu  $(d_e/D_c) = 0,45$ , reprezentată în fig. III.7 pentru diverse situații.

Se vede că rezistența aerodinamică a camerei depinde practic numai de pierderile de presiune în ajutorul de ieșire.

În intervalul  $d_e/D_c = 0,3 - 0,7$  este valabila formula de calcul [15] :

$$\Delta n_{ca} = \left( \xi_{ca} \cdot \frac{0,45^2}{2} \right) \left( \frac{d_e^2}{D_c^2} - 1 \right) \quad (III.7)$$

### 2.3. Aerodinamica focarului izotermic bifazic

Regimul de curgere al fluidului în interiorul focarului este influențat de prezența combustibilului, caracterizată de coeficientul de concentrație [12], [22] :

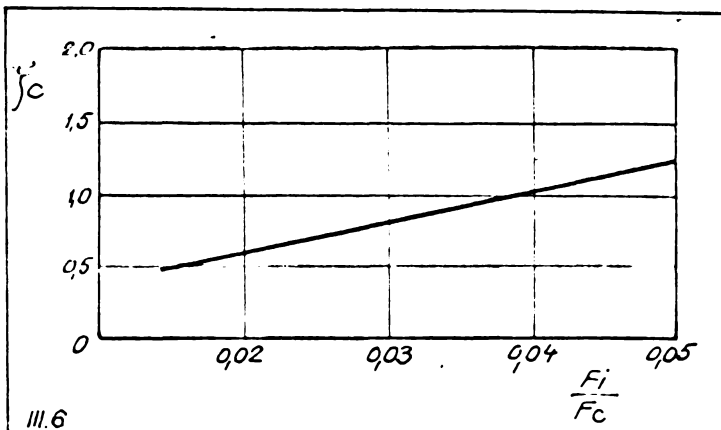


Fig. III.6.  $\xi'_c = f\left(\frac{F_1}{F_c}\right)$

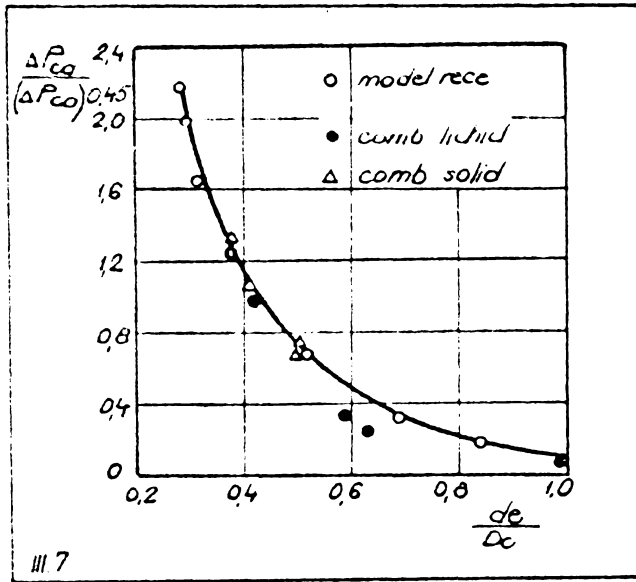
$$\frac{p'}{p} = \left(\frac{1}{2}\right)^{2-n} \quad (III.5)$$

Rezultatele s-au obținut pentru domeniul  $F_1/F_c = 0,02-0,064$ , iar exponentul  $n$  se calculează din expresia :

$$n = 2 \sqrt{\frac{d_e}{D_c}} \quad (III.6)$$

Ing. [15] a studiat coeficientul

$$K_p = \frac{B}{C_a} \text{ [kg/kg] (III.8)}$$



in care:

B [kg/s] - este debitul de combustibil

C<sub>a</sub> [kg/s] - debitul de aer.

Mașpotian și Igay [22] au studiat pe cale experimentală influența fazei solide asupra coeficientului de rezistență  $\xi_1$  reprezentat în fig. III.8 (curba 1 :  $d_0/D_c = 0,4$ ; curba 2 :  $d_0/D_c = 0,5$ ;  $F_1/F_0 = 0,0358$ ;  $W_2 = 50 \text{ m/s}$ ).

Acesta scade cu creșterea concentrației și nu depinde de densitatea și granulatia fazei solide.

Se constată deasemenea [22] că prezența suspensiei solide nu produce schimbări esențiale asupra structurii de curgere, dar produce o scădere a nivelului vitezelor tangențiale, din care cauză scade și rezistența aerodinamică, respectiv scade coeficientul de conservare a vitezei  $\epsilon$ .

Fig. III.7.  
 $\frac{\Delta P_{ca}}{(\Delta P_{ca})_{0,45}} = f\left(\frac{d_0}{D_c}\right)$

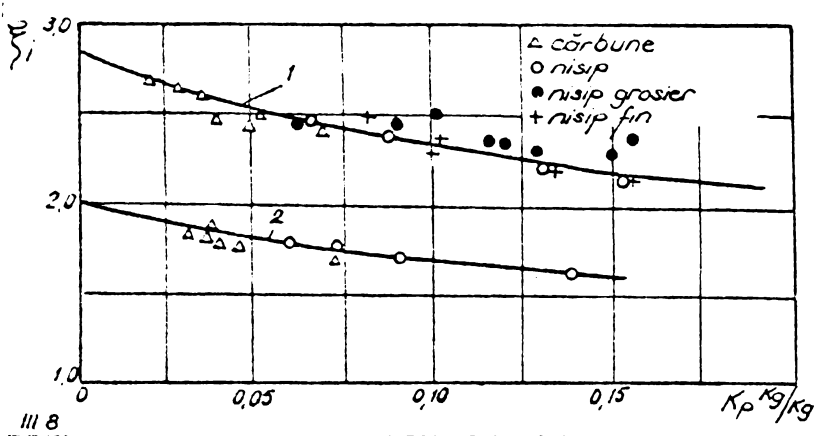


Fig. III.8.  $\xi_1 = f(K_p)$

Din determinările experimentale privind repartiția suspensiei în volumul focarului [6], rezultă că masa cea mai mare a combustibilului se rotește la periferia curencii, lățimea inelului care conține faza solidă depinde de densitatea acesteia, fiind puternic influențat de fenomenul de ricoșare. Mai interesante sînt determinările calitative [22], făcute în legătură cu mișcarea suspensiei solide în funcție de poziția ajutajului de aer în raport cu capscul anterior (cota  $a_0$ ). Se constată că introducerea aerului secundar pe toată lungimea focarului produce o repartiție relativ omogenă a suspensiei în cameră.

## 2.4. Cercetări pe modele neizoterme

Legile stabilite experimental pentru fluxul izotermic nu pot fi extinse direct asupra focarului real, funcționând la cald, întrucât în prezent nu sînt cunoscute legile de corespondență între funcționarea în cele două regimuri. Studii sistematice privind procesul de ardere din focar au fost efectuate în URSS de către I.I. Hvoștov [4] pe standul T.N.F.I., cu un debit maxim de combustibil  $B = 0,042$  kg/s.

S-au realizat încărcări termice  $q_1 = 6,4 \cdot 10^5$  W/m<sup>2</sup> și  $q_2 = 10^{10}$  W/m<sup>3</sup>. Autorul a studiat excedentul local de aer  $\lambda$  și gradul de terminare a arderii  $\varphi = 1 - q_2(q_3$  fiind pierderile de căldură prin nearse chimice), determinate pe baza concentrației gazelor în diferite puncte ale focarului. Rezultatele cercetărilor au scos în evidență o puternică asimetrie în structura aerodinamică și un gradient accentuat al tuturor mărimilor. Câmpurile compoziției gazelor de ardere care apar în toate regimurile și variațiile constructive, împart camera în două zone principale: o zonă periferică, cu exces mare de aer și o zonă centrală cu lipsă de aer. Coeficientul  $\varphi$  este subunitar în zona periferică ca urmare a excesului mare de aer și deci a temperaturii mici în această zonă.

În fig. III.9 este reprezentată influența parametrilor constructivi și de regim asupra excedentului de aer  $\lambda$  în imediata apropiere a ajutorului de ieșire.

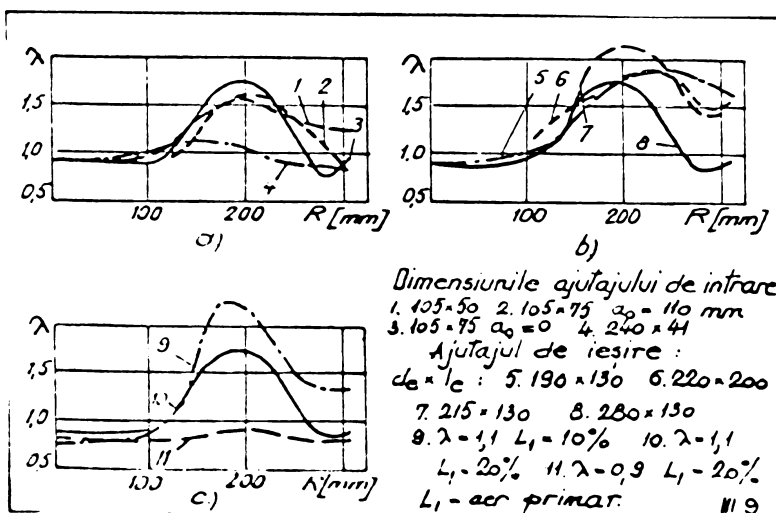


Fig. III.9.  $\lambda = f(R)$   
 (a - variația configurației ajutorului de intrare; b - idem, ajutorul de ieșire; c - parametrii de regim).

regiunea curentului central al gazelor de ardere. În drum spre secțiu-

Din aceste grafice rezultă că influența modificărilor parametrilor funcționali și constructivi apare mai ales în redistribuirea aerului în porțiuni diferite ale zonei periferice și, într-o măsură mai mică, între zona periferică și cea centrală.

Qualitatea caracteristică a procesului în focar se explică prin introducerea combustibilului lichid pe axul camerei, în

nea de ieșire arde complet. circa 80 % din combustibil, aceasta terminându-se la distanța de 100 mm după ajutorul deevacuare, care crește ca un amestecător puternic. Concluzia cea mai importantă a lucrării [4] este aceea că procesul de ardere pe zone și rolul acestora depinde în mare măsură de repartiția aerului, respectiv poziția ajutorului aerului secundar și de modul de alimentare cu combustibil.

Principala dificultate a schemelor cu introducerea tangențială a combustibilului constă în formarea la pereții camerei a depunerilor de coes, în special la pulverizarea grosieră a combustibilului [11] [16].

A. Surignin și I. Macogonov [7] au efectuat cercetări pe ciclone tehnologice în amestecarea emulsiei, aerului petrol și păcură pulverizate mecanic, cu diferite diferențe de injecție în ajutorajele de aer sau în afara acestora. Rezultatele arată că introducerea axială a combustibilului prin 4 injecție pe așchi pe o injecție puternică de fumingine, un exces mare de oxigen și temperaturi scăzute lângă pereții camerei. Prin trecerea la introducerea tangențială sau radială a petrolului arderea s-a îmbunătățit vizibil. O constatare importantă este aceea că măritarea vitezei de insuflare a aerului ( $W_2 = 20 - 77$  m/s) nu a influențat în mod pozitiv asupra calității arderei.

### 2.7. Aerodinamica focarului neisotermic

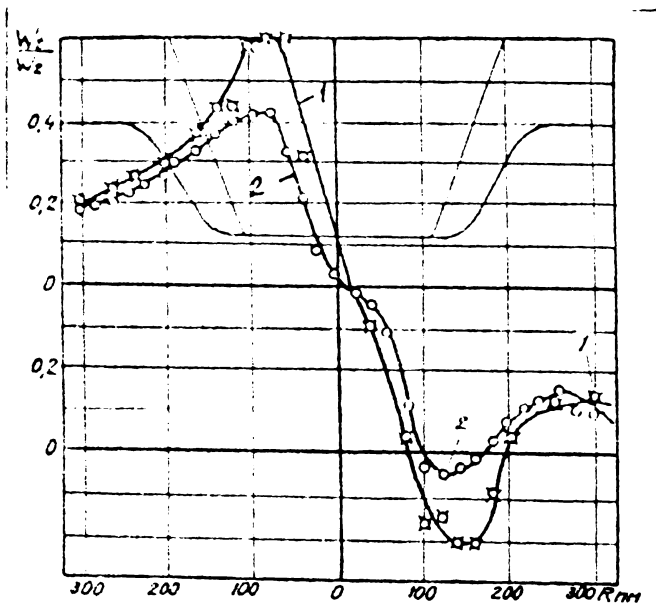


Fig. III.10. Vitezele tangențiale raportate (curba 1: în arderea combustibilului lichid; curba 2: în condiții izoterme)

Cercetarea cimpurilor de viteze în cazul arderii combustibililor lichizi arată că, în comparație cu funcționarea izotermică, se păstrează caracterul fluxului în ciclu. Temperatura ridicată în focar produce o variație a vitezelor tangențiale. Din Fig. III.10 se vede că acestea cresc în comparație cu funcționarea la rece, în funcție de temperatura din zona considerată. Vitezele axiale raportate  $\frac{W_a}{W_2}$  sînt mult mai mari în comparație cu regimul izotermic (Fig. III.11).

Construcția focarului influențează în mod hotărîtor

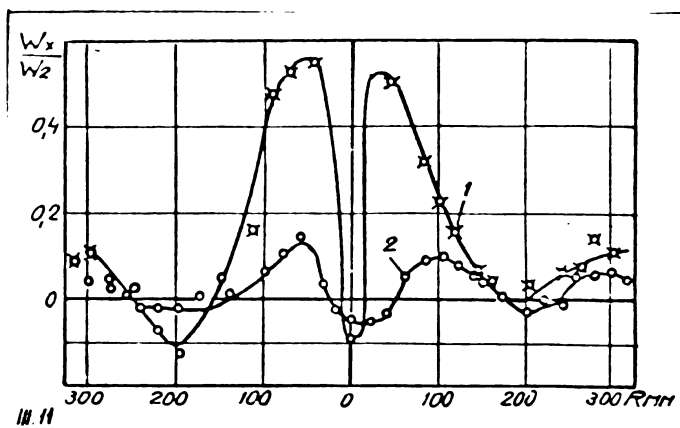


Fig. III.11. Vitezele axiale raportate

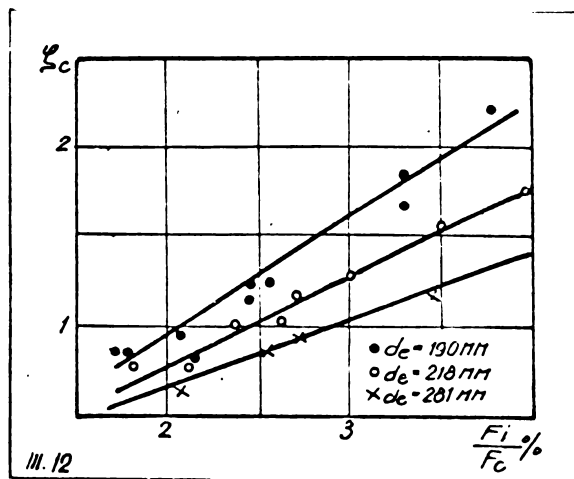


Fig. III.12.  $z_c = f\left(\frac{F_1}{F_c}, d_c\right)$

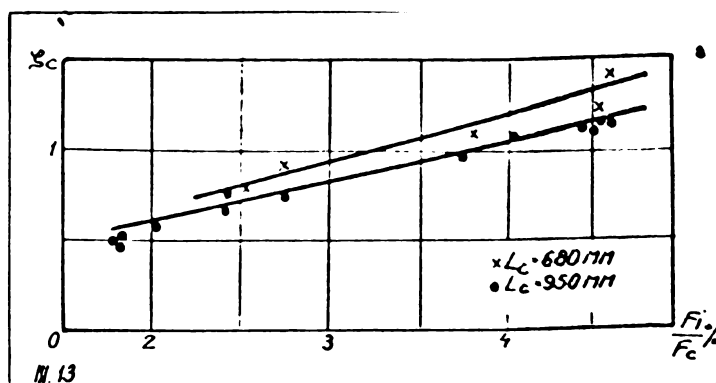


Fig. III.13.  $z_c = f\left(\frac{F_1}{F_c}, L_c\right)$

1: focar săptușit; 2: model bifasic izotermic; 3: focar săptușit; 4: funcționare cu combustibil lichid).

Kaligevskii [21] ajunge la concluzia că principala modificare a curentului cald în raport cu cel rece este mășorarea turbionării acestuia, cauzată de creșterea pierderilor nerecuperabile, a căror măsură cantitativă este  $\varepsilon$  și de mărirea temperaturii curentului în focar.

### 2.6. Influența vitezei și repartiției aerului secundar asupra procesului de ardere

Viteza de înflăcărare aerului secundar nu constituie un subiect tratat în mod doborât pe cale experimentală. Mărirea acestuia a variat în limite largi, cu tendința de a fi mășorită cât mai mult. Se constată să odată cu creșterea acesteia, condițiile de ardere se îmbunătățesc [7], [25]. Importanța mult mai mare o are locul de amplasare a cavității aerului secundar și repartiția acestuia de-a lungul ciclului [1] [24] [25]. În ceea ce privește schimbul de căldură în focar, mărirea vitezei de înflăcărare nu are

o influență sensibilă asupra acestuia [24], de unde rezultă caracterul puternic radiant al acestuia.

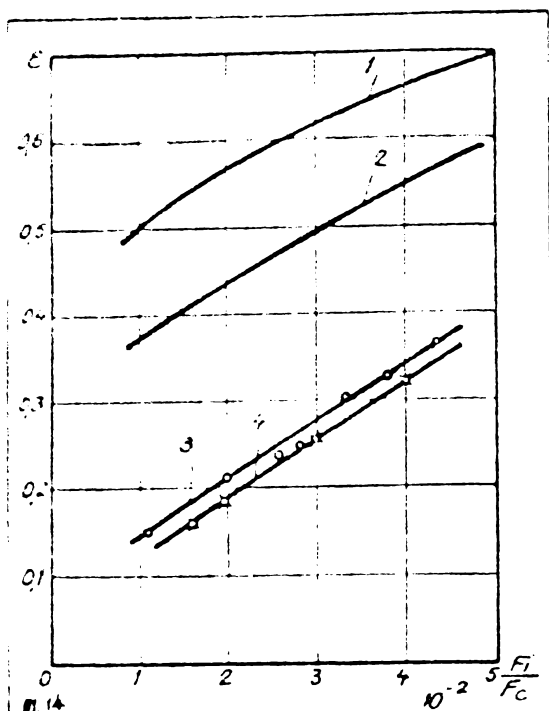


Fig. III.14.  $\epsilon = f(F_1/F_c)$

bil scale secundar de aer și caldurii  $\sigma_1$ , din cauză că preluarea specifică  $q_1$  nu variază mult de la o scară la alta, în timp ce crește caldura dezvoltată în focar. Dincolo de un anumit prag, influența cea mai mare asupra mărților  $q_1$  și  $\sigma_1$  o are temperatura de încluzire a aerului secundar și cantitatea aerului primar [24].

### 2.3. Influența excidentului de aer

Funcționarea cicloului cu excident minim de aer este legată de evitarea coroziei prin reducerea anhidridei sulfurice în focar în cazul păcurilor sulfuroase. Glebov [9] a efectuat cercetări experimentale privind formarea anhidridei sulfurice într-un ciclon experimental cu diametrul  $D_c = 250$  mm, căptușit cu corund, realizând o încălzire termică pe secțiune de  $12,5 \cdot 10^9$  J/m<sup>2</sup>.

Asupra formării SO<sub>3</sub> influențează în mare măsură temperatura flăcării [45]. Aceasta se explică prin creșterea conținutului oxigenului atomic la temperaturi ridicate în special datorită temperaturii poroșilor, care au efect catalitic.

Cu temperaturi ale aerului secundar de 500 °C și excident  $\lambda = 1,02$  s-a obținut o temperatură de ardere adiabatică de 2170 - 2430 °C [9].

În fig. III.15 se vede că variația temperaturii flăcării influențează formarea SO<sub>3</sub> în gazele de ardere, acesta crește în schimb cu excidentul de aer.

### 2.7. Influența caracteristicilor geometrice și funcționale asupra indicilor termici de lucru ai camerei

Diametrul ajutoajului de ieșire în limitele  $d/D_c = 0,22 - 0,43$  nu influențează asupra schimbului de căldură  $q_1$  ( $\sim 7 \cdot 10^7$  J/m<sup>2</sup>) și nici asupra arderii incomplete [24] [25]. Lungimea focarului (valoarea maximă a raportului  $L_c/D_c = 1,45$ ) nu modifică în mod considerabil procesul de ardere în ciclon. Odată cu mărirea debitului de combustibil



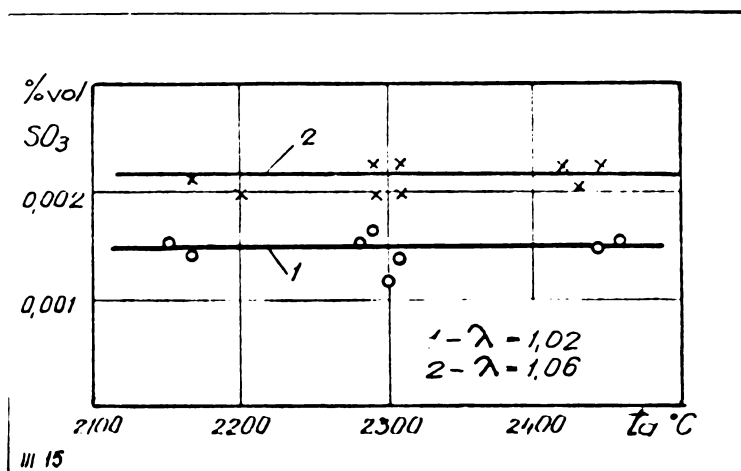


Fig. III.15. Influența temperaturii de ardere și a excedentului de aer asupra formării SO<sub>3</sub>.

cu aer secundar neîncălzit, s-au realizat temperaturi în focar de 1500 - 1600 °. Conversia de SO<sub>2</sub> în SO<sub>3</sub> a fost slabă.

În legătură cu funcționarea cicloului captușit, din constatările practice făcute cu ardere mixtă cărbune/păcură [41], se constată că la funcționare cu 70 - 80 % păcură în focar se menține o peliculă de zgură care protejează căptușeala. La trecerea pe păcură în proporție de 100 %, la temperatura de ardere de 1550 - 1600 °C căptușeala nu mai rezistă.

De altfel și la cicloul experimental [11], după ~ 50 ore de funcționare, cu întreruperi, căptușeala (produs al firmei "Priblico" - Austria) a început să se topească.

#### Cap. IV. APRECIERI CRITICE ȘI CONCLUZII PE BAZA LUCRĂRILOR CONSULTATE

##### IV.1. Aprecieri critice privind rezultatele experimentale

Cercetările experimentale asupra focarului cicloul au fost efectuate pe modele și standuri cu diferite forme constructive, cu mărimi diferite și în condiții de funcționare foarte variate. Pentru exprimarea matematică a caracteristicilor constructive sau de funcționare ale focarului, au fost introduse o serie de mărimi, unele dintre acestea mai mult sau mai puțin reprezentative pentru fenomenele ce au loc în cicloul, iar altele să de o interpretare greșită acestora. Există puține lucrări în care s-au urmărit aceleași aspecte ale fenomenului sau la care s-a lucrat în condiții asemănătoare de funcționare. În domeniul arderii com-

Formarea SO<sub>3</sub> nu se produce în flacără, ci în gazele de ardere, la care contribuie o parte din oxigenul excedentar O.

Autorul prezentei lucrări a efectuat în colaborare [11] determinări privind convertirea SO<sub>2</sub> în SO<sub>3</sub>, într-un cicloul experimental captușit, cu diametrul D<sub>c</sub> = 274 mm. La un excedent  $\lambda = 1,025$ ,

bustibililor lichizi în cicloane s-a publicat foarte puțin. În aceste condiții este greu să se facă o comparație între rezultatele obținute de diverși autori, să se aprecieze importanța care va trebui acordată în continuare diferitelor aspecte privind construcția focarului cât și ale caracteristicilor de regim.

În cadrul cap. IV se încearcă ca, pe baza rezultatelor obținute pînă în prezent de diverși cercetători, să se tragă unele concluzii generale, din care să rezulte principalele aspecte încă neelucidate și care pot fi abordate în cadrul lucrării în măsura posibilităților autorului.

Pentru aceasta, autorul face unele aprecieri critice asupra rezultatelor publicate în literatură, prin prisma concepției proprii privind fenomenul de ardere în ciclon.

O atenție mai mare s-a acordat aerodinamicii focarului și în mod deosebit s-a studiat, atât experimental cât și teoretic, legea de repartiție a vitezelor tangențiale în cameră. Studiile făcute în legătură cu repartiția presiunilor nu și-au găsit o aplicabilitate concretă asupra fenomenului în ansamblu, de unde rezultă că ele nu prezintă importanță, cel puțin pînă în faza actuală de cunoaștere a fenomenului.

Repartiția vitezelor tangențiale s-a determinat în mai mare măsură pe modele izotermice și mai puțin în condiții reale de ardere. Se constată, în ambele cazuri, existența turbionului liber în zona periferică a focarului cu legea de variație a vitezelor tangențiale exprimată printr-o relație de forma :

$$W_t = \frac{\text{const}}{r^n} \quad (\text{IV.1})$$

Se arată că  $n$  variază între anumite limite, dar nu există concluzii în legătură cu caracteristicile care determină valoarea acestui exponent. Mai mult, nu se fac aprecieri în legătură cu, să zicem, o valoare "optimă" a acestuia. Cunoașterea lui este importantă, așa cum s-a arătat în cap. II, la calculul traiectoriei particulei, în care atât Ledinegg cât și Isaev au considerat  $n = 1$ . Referitor la concluzia lui Malherbe, care este de fapt singura părere exprimată în legătură cu forma cîmpului aerodinamic și anume aceea că existența turbionului liber în zona periferică și a mișcării cvasisolide în centru, nu corespunde funcționării focarului ciclon, trebuie arătat că el a ajuns la aceste concluzii pe baza unor observații vizuale făcute în condiții care nu corespund funcționării în condiții reale ale focarului (aglo-

merarea pulberii fine, injectată în cicloul rece, pe inelul de separare a celor două zone, se datorează faptului că pulberea fină, avînd o portanță mare, urmează în mod pasiv drumul aerului, efectul de centrifugare fiind neglijabil) și deci aceasta nu poate fi luată drept o concluzie sigură și definitivă.

În majoritatea lucrărilor care au ca subiect aerodinamica focarului s-a urmărit influența vitezei de insuflare a aerului secundar  $W_2$ . În dorința de a micșora așa numitele "pierderi" de combustibil, cauzate de evacuarea din ciclou a particulelor de combustibil în stare nearsă, se indică viteze  $W_2$  cît mai mari. Nadjanov arată că focarele geometrice asemenea trebuie să lucreze cu aceleași viteze de insuflare.

După părerea autorului prezentei lucrări, această concluzie nu ține cont în primul rînd de influența mică pe care o are valoarea  $W_2$  asupra repartiției vitezelor tangențiale în cameră, iar în al doilea rînd această viteză trebuie să fie în concordanță cu efectul de separare și cu traiectoria pe care particula trebuie s-o parcurgă în zbor, necesară desfășurării fazelor prin care aceasta trece în procesul de ardere și care depinde de alte două mărimi importante : dimensiunile particulei de combustibil și diametrul camerei ciclou.

Autorul lucrării de față este de părere că legătura dintre viteza de insuflare  $W_2$ , diametrul particulei de combustibil  $d_p$  și diametrul cicloului  $D_c$  constituie problema fundamentală a funcționării focarului ciclou. Privită prin această prismă, indicarea unor valori  $W_2$  arbitrare, cît mai mari, este greșită atît în cazul utilizării combustibilului solid, dar mai ales în cazul combustibilului lichid, pentru care condițiile de ardere diferă.

În sprijinul acestei afirmații vine observația lui Surighin, care arată că "pe măsura măririi vitezei de insuflare, concomitent cu îmbunătățirea pulverizării, arderea combustibilului se îmbunătățește".

În fig. III.1. și III.2 sînt reprezentate rezultatele experimentale obținute de trei autori diferiți, obținute pe modele la care diferă raportul  $d_p/D_c$ . Din analizarea parametrilor la care s-a lucrat cît și a rezultatelor prezentate, rezultă că exponentul  $n$  (rel. IV.1) depinde în cea mai mare măsură de raportul  $d_p/D_c$ , fără a se putea stabili o legitate, pentru aceasta existînd prea puține date.

Mărirea raportului  $d_e/D_c$  influențează asupra rezistenței hidraulice a focarului (v. rel. III.4; III.5; III.6 și III.7). Această înseamnă că repartitia vitezelor tangențiale în cameră, respectiv valoarea vitezei tangențiale maxime depinde în primul rând de construcția focarului și nu atât de caracteristicile de regim. În condițiile funcționării la cald, creșterea vitezelor tangențiale este legată de creșterea rezistenței aerodinamice la ieșirea gazelor de ardere, cu volum mai mare, prin ajutorul de ieșire.

Studiul experimental al influenței secțiunii de ieșire  $F_e$  asupra câmpului aerodinamic s-a făcut sub forma simplexului,  $F_1/F_e$  și se ajunge la concluzia că mărirea acestui raport duce la creșterea vitezelor tangențiale în toate secțiunile camerei și la creșterea vitezei unghiulare  $\omega$  și deci la creșterea vitezei tangențiale maxime

$$W_t \max = \omega \cdot r.$$

Intrucît nu au fost publicate modalitățile în care s-a modificat raportul  $F_1/F_e$ , autorul lucrării de față a analizat aceste posibilități și a ajuns la unele constatări, care pot fi interesante și care sînt expuse pe scurt în continuare.

Mărirea simplexului  $F_1/F_e$  se poate face la  $F_e = \text{const}$ , prin mărirea secțiunii de intrare  $F_1$ , lucru se poate fi realizat :

- a) păstrînd  $W_2 = \text{const}$ . și mărind debitul de aer. Aceasta duce în mod direct la mărirea pierderilor de presiune (v. rel. III.5 și III.7). Creșterea lui  $W_t \max$  se datorează creșterii rezistenței hidraulice a focarului, care în final depinde de raportul  $d_e/D_c$ . Influența lui  $F_1$  este fictivă.

Se poate afirma pe baza acestor concluzii că, la variații ale debitului de aer, care sînt legate direct de încărcarea termică a focarului în condițiile funcționării cu un excedent de aer care nu variază prea mult, efectul de centrifugare al ciclonului depinde de încărcarea termică a camerei, și anume la micșorarea debitului de aer, acest efect scade.

Dacă se presupune o pulverizare mecanică a combustibilului lichid, atunci la reducerea presiunii combustibilului în vederea micșorării debitului, odată cu aceasta scade și finețea de pulverizare. Din punct de vedere al centrifugării, există, deci, o concordanță perfectă între micșorarea vitezelor tangențiale și creșterea diametrului picăturilor de combustibil. Trebuie însă remarcat că ambele fenomene duc în mod sigur la înrăutățirea procesului de ardere, deci la concluzia că la sarcini parțiale, ciclonul lucrează necorespunzător.

b. Micșorarea vitezei de insuflare la debit constant nu este în concordanță cu rezultatele experimentale, de creștere a vitezei în toate secțiunile camerei.

Cele două situații prezentate duc la concluzia că secțiunea de intrare  $F_1$  nu are influență asupra câmpului aerodinamic din cameră și deci introducerea simplexului  $F_1/F_e$  nu este justificată; el ascunde rolul predominant pe care-l are secțiunea de ieșire  $F_e$ .

Dacă se păstrează  $F_1 = \text{const}$ , în acest caz micșorarea secțiunii de ieșire  $F_e$  înseamnă micșorarea raportului  $d_e/D_c$ , care corespunde cu creșterea exponentului  $n$ .

Unii autori afirmă că raza cercului care separă zona centrală de zona periferică este "sensibil egală" cu raza orificiului de ieșire  $r_e = d_e/2$ . În cazul micșorării secțiunii  $F_e$ , deci a lui  $r_e$ , creșterea lui  $\omega$  este însoțită de scăderea razei din relația  $W_t \text{ max} = \omega \cdot r$ . În această situație, când  $W_t \text{ max}$  nu suferă variații sensibile, vom avea de a face cu creșterea vitezelor lângă peretele camerei, deci o modificare a legii de variație a vitezelor tangențiale în turbionul liber. Aceste probleme par a nu fi elucidate și reclamă în continuare cercetări ce pot fi efectuate pe modele izotermice.

În unele lucrări [13] [15] [21], rezistența aerodinamică a focarului se exprimă prin relația :

$$\Delta p_{\text{tot}} = \xi_1 \frac{w_2^2}{2} \rho_{\text{aer}} \quad (\text{IV.2})$$

în care  $\xi_1$  este coeficientul de rezistență al focarului raportat la secțiunea de intrare [13]. Acesta este reprezentat în funcție de caracteristica geometrică a focarului  $A$  (v. fig. III.4) [13] [21].

După Nadjarov [5] coeficientul de rezistență nu depinde de raportul  $h/b$  la  $h \times b = F_1 = \text{const}$ . În acest fel se ajunge la o simplificare a dependenței

$$\xi_1 = f\left(\frac{\pi r_e}{\sum F_1}\right), \quad \text{în loc de} \quad \xi_1 = f\left(\frac{\pi r_e}{\sum F_1} \cdot R_1\right)$$

Din fig. III.4 rezultă că pentru  $A > 5$ , coeficientul  $\xi_1$  nu mai prezintă variații sensibile (curba se oprește aici, dar are o tendință asimptotică). Pentru un ciclon cu dimensiuni cuorinse în limitele normale ale rapoartelor ( $d_e/D_c = 0,4$ ;  $F_1/F_c = 0,03 - 0,06$ ) rezultă o valoare  $A = 15$ , deci la acest focar  $\xi_1$  nu depinde de diametrul orificiului de ieșire, ceea ce este în contradicție cu rezultatele altor cercetări [15]. Coeficientul de re-

zistență la intrare trebuie să se refere numai la pierderile hidraulice în ajutajele de intrare, așa cum a considerat Tager [15] și nu trebuie exprimat în funcție de  $\underline{A}$ , care cuprinde și ajutajul de ieșire.

Se poate constata că în privința coeficientului de rezistență nu există o concepție unitară. Mai sus s-a văzut că exprimarea acestuia în funcție de mărimile constructive ale focarului, dau acestuia caracterul unei caracteristici geometrice. Din expresia dată de Nadjarov [5]:

$$\xi_1 = \frac{P_{tot} - P_{st}}{P_{din}} \quad (IV.3)$$

și din interpretarea rezultatelor prezentate în fig. III.8 [22] și III.6 [5], rezultă că acest coeficient depinde de caracteristicile de funcționare, mai precis de viteza  $W_2$ . Din figurile amintite rezultă :

	$\xi_1 = 2,0$	pentru	$d_e/D_c = 0,5$	$(F_1/F_e = 0,0358)$
La rece :	$\xi_1 = 2,8$	pentru	$d_e/D_c = 0,4$	$W_2 = 50 \text{ m/s}$
La cald :	$\xi_1 = 1,0$	pentru	$d_e/D_c = 0,44$	$W_2 = 130-150 \text{ m/s}$

Presiunea totală a aerului înaintea focarului variază în funcție de debitul de aer și de raportul  $d_e/D_c$  (rel. III.5 și III.6). Conform relației III.4 variația presiunii totale este mai accentuată în funcție de  $W_2$ , decât cea dată de variațiile de debit. Aceasta se datorează pierderilor de presiune a aerului secundar în ajutajele de intrare, care cresc cu  $W_2^2$  și nu se datorează construcției focarului, așa cum rezultă din exprimarea acestora prin exponentul  $\underline{h} = f(d_e/D_c)$ . Aceleași erori se fac și la exprimarea lui  $\xi_1$  (rel. IV.3) unde  $p_{tot}$  are aceeași semnificație ca și  $p_{din}$  relațiile (III.4) și (III.5), astfel că  $\xi_1$  nu întrunește condițiile unui "coeficient de similitudine geometrică" a focarului [5].

În privința lungimii focarului, se arată că variația simplexului  $L_c/D_c$  în limite largi (0,6 - 1,4) nu are influență sensibilă asupra regimului de curgere în focar. La aceste concluzii se ajunge în cazul în care introducerea aerului secundar se face printr-un ajutaj, al cărui dimensiuni și poziție față de fundul anterior se păstrează, în timp ce crește  $L_c$ . Dacă se acceptă ideea unei repartiții uniforme a aerului pe generatoare, așa cum de altfel rezultă din puținele observații făcute la cald [1] și la rece [22], că fiind unica metodă

de reglare a focului, trebuie luate în considerație și alte aspecte. Dacă se păstrează aceeași încărcare termică volumică a focarului, atunci debitul de fluid care traversează diferitele secțiuni și care părăsește focarul, va crește odată cu creșterea raportului  $L_c/D_c$ , în cazul datelor de mai sus de  $1,4/D,6 = 2,33$  ori. În cazul în care  $d_e/D_c = \text{const}$ , pentru toate lungimile  $L_c$ , înseamnă că mărimea  $\rho \cdot (w_e^2/2)$  crește o dată cu  $L_c$ , ceea ce duce la creșterea rezistenței hidraulice a focarului, va crește exponentul  $n$  (rel. III.3), deci va crește efectul de centrifugare. Mărirea în condițiile amintite a lungimii focarului  $L_c$  va avea ca urmare, mai ales la funcționarea în regim neizotermic, o accentuare a asimetriei câmpului aerodinamic în direcție axială.

După părerea autorului, rezistența hidraulică a focarului trebuie studiată atât în funcție de raportul  $d_e/D_c$ , cât și de raportul  $L_c/D_c$  și în final se ajunge la un raport  $L_c/d_e$ , care poate să devină un simplex important în studiul focarului ciclon.

Dacă se acceptă drept caracteristică globală încărcarea termică pe secțiune  $q_p$ , atunci lungimea focarului poate fi modificată la  $q_p = \text{const}$ . În aceste condiții, scăderea lui  $\xi_1$  la creșterea lui  $L_c$  este explicabilă (v. fig. III.13).

În cadrul lucrărilor experimentale efectuate în condiții neizotermice, la arderea combustibililor lichizi [4] [7], se constată că introducerea axială a combustibilului nu duce la rezultate satisfăcătoare. Existența zonei centrale cu lipsă de aer și a zonei periferice cu excedent de aer se poate explica, după părerea autorului lucrării de față, prin faptul că combustibilul evaporat în zona centrală, nu este centrifugat, fiind sub formă gazoasă, urmează, ca și particulele fine de praf, în mod pasiv drumul gazelor de ardere. De aici se poate deduce necesitatea centrifugării rapide a picăturilor de combustibil din zona centrală, prin realizarea unor viteze tangențiale mari în această parte a focarului. În zona periferică acest efect trebuie să scadă, pentru a evita separarea picăturilor pe pereții focarului. În contradicție cu cele afirmate de Malherbe, autorul este de părere că o structură aerodinamică compusă dintr-un nucleu cvasisolid și un turbion liber, în care  $W_t \text{ max}$  să fie cât mai mare, corespunde pe deplin unei funcționări bune a ciclonului.

Faptul că definitivarea arderii se produce în mare măsură în ajutorul de ieșire, se datorează unui amestec intim a gazelor

combustibile formate în centrul camerei cu restul gazelor de ardere, care conțin oxigen, la o temperatură ridicată, lucru care se produce și în cazul unui simplu orificiu de evacuare, care poate înlocui ajutorul complicat din punct de vedere constructiv.

Se poate constata că și în cazul cercetărilor efectuate la cald, în centrul atenției a stat viteza de însuflare a aerului secundar. Din rezultatele experimentale [7] rezultă că mărirea vitezei  $W_2$  nu a dus în mod sistematic și în măsură accentuată la îmbunătățirea arderii.

Influența diametrului ajutorului de ieșire asupra excedentului local de aer reprezentată în fig. III.9.b corespunde introducerii axiale a combustibilului și unei secțiuni transversale prin focar foarte aproape de ajutorul de ieșire, în care cu greu mai pot ajunge picături de combustibil în stare neevaporată, motiv pentru care nu apar deosebiri esențiale între cele 4 curbe și ele nu oferă concluzii sigure. Se poate vedea chiar o contradicție față de cele afirmate pînă în prezent : curba 8 corespunde diametrului maxim al ajutorului cercetat  $d_e = 280$  mm, pentru care excedentul de aer  $\lambda$  este minim, deci ar realiza cea mai bună centrifugare.

Se observă că așezarea injectorului de combustibil în direcție tangențială în ajutoarele de aer sau în imediata lor apropiere este însoțită de depuneri de cocs pe peretele ciclonului. Aceasta datorită faptului că picăturile de combustibil sînt proiectate pe perete, înainte de vaporizarea acestora. Injectarea va trebui făcută în direcție secantă, astfel încît combustibilul să parcurgă o zonă a focarului cu o temperatură ridicată, picăturile <sup>urmind</sup> apoi o traiectorie corespunzătoare efectului de centrifugare.

Din fig. III.14 se poate observa că, atît în regim neizotermic cît și în regim izotermic, o dată cu creșterea vitezei  $W_2$  ( $W_2$  crește în același raport în care scade mărimea reprezentată în abscisă  $F_1/F_c$ ), cresc vitezele tangențiale din zona periferică, exprimate prin coeficientul de conservare a vitezei

$$\varepsilon = \frac{W_{tr=Ri}}{W_2} \quad \left( \text{la } \frac{F_1}{F_c} = 4,0 \cdot 10^{-2} ; \varepsilon = 0,34 \text{ și la } \frac{F_1}{F_c} = 2,0 \cdot 10^{-2} ; \varepsilon = 0,21 \text{ curba 3) } \right).$$

Se pare că raportul  $d_e/D_c$  are influență asupra vitezei tangențiale maxime  $W_t \text{ max}$  și asupra lățimii zonei periferice, iar  $W_2$  determină legea



de variație a vitezelor tangențiale, deci influențează valoarea exponentului  $n$  din relația (IV.1). Din fig. III.10 se vede că vitezele tangențiale din zona peretelui sînt egale pentru cele două regimuri (izotermic și neizotermic) fiind determinate de viteza  $W_2$ , egală în cele două cazuri, pe cînd cele maxime sînt mai mari pentru regimul neizotermic (curba 1) datorită rezistenței hidraulice mai mari la ieșirea din cameră. Valoarea mai mică a lui  $\varepsilon$  din fig. III.14 pentru regimul neizotermic (curba 4) în comparație cu regimul izotermic (curba 3) se pare că are la bază doar erorile de măsurare (probabil datorită aprecierii greșite a densității fluidului la calculul vitezelor pe baza presiunii totale).

#### IV.2. Concluzii

1. În ceea ce privește construcția focarului, acesta are o formă și dimensiuni relativ bine conturate. Pentru arderea combustibililor lichizi rezultă o introducere tangențială, mai precis secantă, a combustibilului și o introducere pe toată lungimea focarului a aerului secundar, cu posibilități de reglare pe mai multe ajutaje. Caracteristica geometrică cea mai importantă este raportul  $d_e/D_c$ , avînd cea mai mare influență asupra cîmpului aerodinamic din focar, deci asupra efectului de centrifugare.

Autorul este de părere că rezultatele obținute în legătură cu raportul  $L_c/D_c$  sînt valabile numai în condițiile introducerii aerului secundar printr-un ajutaj a cărui lățime este mică în raport cu  $L_c$  ( $b \ll L_c$ ). În condițiile introducerii aerului pe toată lungimea focarului, apar modificări importante în structura aerodinamică.

Ajutajul de ieșire complică construcția focarului și mărește schimbul de căldură în focar. El poate fi înlocuit cu un simplu orificiu de ieșire.

2. Din lucrările consultate nu rezultă concluzii unitare în ceea ce privește viteza de insuflare a aerului secundar. Din cercetările efectuate în regim izotermic rezultă că variația acesteia în limite largi nu are influență prea mare asupra aerodinamicii focarului. În regim neizotermic, nu este suficient studiată influența vitezei de insuflare asupra procesului de ardere. Studiul vitezei de insuflare  $W_2$  nu a fost făcut în legătură cu alte caracteristici, geometrice sau de regim, ale focarului. Autorul consideră că cea mai importantă mărime în acest sens este diametrul ciclonului  $D_c$ .

3. Nu s-au efectuat suficiente studii legate de dimensiunile particulelor de combustibil. Cercetările efectuate în mediu bifazic și în condiții izotermice nu sînt concludente, întrucît condițiile sînt foarte diferite în raport cu procesul real de ardere.

Diametrul picăturilor de combustibil  $d_0$  este mărimea cea mai importantă în procesul de centrifugare, împreună cu diametrul cicloului și câmpul vitezelor tangențiale.

4. Autorul consideră că modelul aerodinamic sub forma celor două zone corespunde din plin funcționării cicloului cu combustibil lichid. Trebuie urmărită realizarea unui turbion liber cu lățime cît mai mare, în care  $W_t \max / W_2$  să fie mare.

5. Încărcarea termică pe secțiune a focarului  $q_f$  nu reprezintă o mărime de natură să permită comparații între diferite focare.

6. O problemă de cea mai mare importanță în cazul arderii combustibililor lichizi în ciclou este cea a căptușirii focarului. Funcționarea cu un focar necăptușit ar rezolva această problemă, în măsura în care acest lucru este posibil din punct de vedere al arderii. Schimbul de căldură mare în acest caz va micșora temperatura de ardere. Nu s-au efectuat studii experimentale privind schimbul de căldură, decît cu combustibili solizi, în prezența unui strat de zgură lichidă, deci nu există termeni de comparație.

7. În cadrul cercetărilor a fost introdus un număr relativ mare de caracteristici, fără să se studieze întotdeauna legătura dintre acestea. Exprimarea acestora sub forma unor rapoarte dă uneori imagini greșite privind importanța unei mărimi sau alteia asupra procesului în ansamblu și sustrage atenția de la mărimile de bază.

## Capitolul V

### TRAIECTORIA PARTICULI DE COMBUSTIBIL LICHID

#### 51. Comportarea particulei de combustibil lichid în focar

O particulă de combustibil lichid introdusă în focarul ciclone efectuează, sub acțiunea foștelor ce acționează asupra ei, o mișcare spirală în urma căreia particula se apropie de peretele focarului. Ea este supusă unui proces de separare, care depinde de mai mulți factori, cel mai important fiind traiectoria descrisă de particulă, care depinde la rândul ei de aerodinamica focarului și de caracteristicile geometrice și fizice ale particulei. Dacă în cazul combustibilului solid, mai exact în cazul cărbunelui pulverizat, separarea particulei este dorită, aceasta arzând în continuare în stratul de zgură lichidă (având o temperatură ridicată), în cazul combustibilului lichid separarea picăturii trebuie să se realizeze în așa fel, încât aceasta să se evaporeze, respectiv să ardă complet înainte de a atinge peretele focarului.

Se constată practic că filmul de zgură lichidă, ce acoperă căptușeala refractară a focarului în cazul arderii cărbunelui, constituie un strat protector pentru aceasta iar lipsa filmului de zgură provoacă o uzură relativ rapidă a căptușelii. Această deficiență, foarte greu de eliminat practic, duce la ideea unui focar ciclone necăptușit și ca urmare la un perete "rece" al acestuia. În acest caz este evident faptul că arderea unei picături, ce vine în contact cu acest perete, din cauza temperaturii scăzute a acestuia, este compromisă. Este adevărat că, în aceste condiții, crește schimbul de căldură în focar, ceea ce influențează în mod negativ temperatura de ardere și implicit procesul de ardere în sine, dar încărcarea termică mare a focarului poate compensa întrucâtva acest neajuns. Pe de altă parte din unele încercări efectuate de autor [11] se observă că în cazul unui focar căptușit au loc depuneri de cocs pe peretele focarului ca urmare a faptului că picăturile de combustibil (păcură) care au atins peretele s-au evaporat iar depunerile de cocs s-au acumulat și au dus în final la deformarea câmpului aerodinamic și la înrăutățirea arderii. Asemenea depuneri au fost semnalate și de cercetători sovietici [7] la arderea unor combustibil lichizi ușori.

În ceea ce privește comportarea și arderea unei picături de combustibil lichid într-un mediu cu o temperatură ridicată, s-au făcut numeroase studii teoretice și experimentale. Rezultatele obți-

nute în cadrul acestor lucrări [2] sînt foarte interesante pentru studiul de față și vor fi utilizate la calculul traiectoriei particulei.

O picătură de combustibil lichid introdusă într-un mediu cu o temperatură mai ridicată se încălzește și pe măsura creșterii temperaturii dimensiunile acesteia se modifică sub influența a 2 factori : evaporarea fracțiilor mai ușoare de la suprafață duce la o micșorare a diametrului iar dilatarea termică are un efect contrar asupra acestuia. Datorită acestor fenomene cu efecte contrare, pînă la aprox. 450 °C , dimensiunile picăturilor practic nu se schimbă. La creșterea temperaturii în continuare, influența primordială asupra picăturilor o au reacțiile chimice. Astfel , rășinile se transformă în asfalt și se formează cocsul (carboidele), însoțit de emanații de gaze. Aceste emanații, cît și maleabilitatea însemnată a rășinilor, determină umflarea picăturilor și formarea, ca rezultat al crăcii, a reziduului poros de cocs, care este denumit cenosferă. Timpul necesar cocsificării și dimensiunile reziduului de cocs cresc cu conținutul de asfalt și de substanțe rășinoase.

În timpul arderii, cantitatea de energie termică primită de picătură de la flacără intensifică procesele de transformare a rășinilor în asfaltene, formarea cocsului, iar la temperaturi suficient de înalte are lor cracarea. Datorită acestor procese se produce cocsificarea parțială sau chiar totală a suprafeței picăturii. Cocsificarea suprafeței, frînînd evaporarea, mărește durata de supraîncălzire a picăturii, ceea ce accelerează cracarea rășinilor și asfaltenelor în faza lichidă cu degajare de vapori. Aceasta duce la umflarea picăturii în limitele plasticității membranei. În cazul cînd nu există porțiuni necocsificate din suprafața exterioară a picăturii, prin care să se evacueze fluidele gazoase, se sparge membrana cu erupția gazelor și lichidelor spre exterior.

Cercetările efectuate de E. Masdin și W. Thring au arătat că există o corelație între pătratul diametrului inițial al picăturii și timpul de ardere a volatilelor. Arderea reziduului de cocs este un proces mai lent decît arderea volatilelor. S-a încercat și o corelare între diametrul cenosferei și diametrul inițial al picăturii.

Timpul de ardere a picăturii se compune din 4 componente:

$\tau_i$  - întîrzierea la aprindere (din momentul introducerii pînă la aprindere)

$\tau_v$  - arderea volatilelor

$\tau_{ic}$  - întîrzierea la aprinderea cenosferei

$\tau_c$  - timpul de ardere a cenosferei

Timpul  $\tau_v$  variază foarte mult cu diametrul inițial al picăturii [2] (astfel o creștere a diametrului  $d_0$  de la 925  $\mu\text{m}$  la 1500  $\mu\text{m}$ , deci de 1,63 ori duce la o creștere a lui  $\tau_v$  de la 0,6 sec la 2,2 sec, deci de 3,66 ori). Variația temperaturii mediului între 900 și 1100  $^{\circ}\text{C}$  practic nu influențează timpul  $\tau_v$ . La păcurile parafinoase cu conținut mare de volatile,  $\tau_v$  este și el mai mare. În perioada de ardere a volatilelor, raportul  $d/d_0$  (diametrul curent/diametrul inițial) variază puțin, în medie  $d/d_0 \approx 1,1 - 1,2$  (pentru  $d_0 = 0,353 \text{ mm}$ ) și crește ușor cu creșterea diametrului inițial.

La început, procesul evaporării este lent, picătura se umflă datorită încălzirii și atinge o mărime maximă. Apoi evaporarea devine preponderentă și diametrul scade. În continuare picătura primește căldură de la flacără și se accelerează procesul de formare a rășinilor în asfaltene, formarea cocsului și cracarea la temperaturi suficient de înalte. Din valorile date în literatură rezultă că diametrul cenosferei  $d_c$  variază între limitele  $d_c = 0,45 - 0,55 d_0$ .

O constatare importantă [2] este faptul că temperatura mediului în care se injectează picătura, are o influență foarte mare asupra timpului  $\tau_i$ . Astfel creșterea acesteia de la 800  $^{\circ}\text{C}$  la 1100  $^{\circ}\text{C}$  reduce  $\tau_i$  în raportul 1/10.

Din cele arătate mai sus privind arderea unei picături de combustibil lichid rezultă că aceasta se desfășoară în 2 faze principale :

1. Faza de ardere a volatilelor. În această fază se constată o ușoară creștere a diametrului din cauza dilatării, apoi o scădere a acestuia pentru a crește din nou, înregistrând un maximum la atinge valori  $d/d_0 = 1,5$ , dar pentru o durată foarte scurtă.

Practic în această fază de ardere diametrul picăturii poate fi considerat constant, dar mai mare cu aprox. 20 % decât cel rezultat din pulverizare, densitatea combustibilului însă scade în același raport.

Timpul de ardere a volatilelor  $\tau_v$  poate fi calculat din relațiile date în literatură. Faza de ardere se termină cu cenosfera.

2. Arderea cenosferei. Aceasta are diametrul  $d_c \approx 0,5 d_0$ . Scăderea de la  $d_0$  la  $d_c$  se produce într-un timp foarte scurt și corespunde cu momentul erupției gazelor formate sub coaja cocsificată a picăturii. În continuare cenosfera arde cu o scădere a diametrului și poate fi comparată cu arderea unui grăunte de cărbune măcinat.

În afara concluziilor ce rezultă pentru studiul traiectoriei particulei, cunoașterea fazelor de ardere și mai ales a factorilor

ce influențează asupra acestora permite prevederea unor măsuri ce favorizează desfășurarea procesului de ardere privind atât construcția focarului cât și parametrii de funcționare, care vor fi luate în considerare în capitolele respective.

## 9.2. Traectoria particulei de combustibil cu diametrul $d_0 =$ constant

Având în vedere consistența dură a cenosferei, cât și unghiul de incidență mic al acesteia cu peretele focarului ce rezultă din forma traectoriei aproape tangentă la perete, se poate presupune că aceasta are toate șansele de a ricoșa în volumul focarului unde își poate continua arderea. Astfel se poate scrie relația ce descrie traectoria particulei în faza de ardere a volatilelor, când diametrul  $d_0 =$  constant și aceeași relație pentru faza de ardere a cenosferei, al cărei diametru scade de la valoarea inițială  $d_0$  până la arderea ei totală când diametrul ei este egal cu zero.

La baza calculului stă lucrarea lui M. Ledingg [3], în care se tratează separarea particulei de combustibil solid într-un ciclon vertical. Prin calcul se urmărește determinarea drumului radial descris de particulă în ciclon-

Asupra particulei care se mișcă într-un mediu viscos, într-o mișcare circulară, acționează în deosebi 2 forțe :

Forța centrifugă

$$F_c = m \frac{v_t^2}{r} = \frac{\pi d_0^3}{6} \rho_c \frac{v_t^2}{r} \quad (1)$$

Forța de frecare la înaintarea într-un mediu viscos:

$$F_v = 3 \pi d_0 \mu \rho_f v_r \quad (2)$$

Pentru simplificarea calculului, se neglijează forțele datorite gradientului de presiune pe rază și greutatea proprie a picăturii (forța gravitațională). De asemenea, nu poate fi prinsă în calcul influența asupra mișcării particulei a învelișului de gaze rezultate din arderea picăturii, care este foarte puternic aderent de picătură și care după unii autori [6] are o influență sensibilă asupra coeficientului de rezistență la înaintarea particulei.

Din echilibrul celor două forțe exprimate în relațiile (1) și (2) rezultă :

$$\frac{\pi d_0^3}{6} \rho_c \frac{v_t^2}{r} = 3 \pi d_0 \nu \rho_f v_r \quad (3)$$

unde :

- $d_0$  [m] este diametrul picăturii  
 $\rho_c$  [kg/m<sup>3</sup>] - densitatea combustibilului  
 $v_t$  [m/s] - viteza tangențială a picăturii  
 $r$  [m] - raza curentă pe care se mișcă picătura în focar  
 $\nu$  [m<sup>2</sup>/s] - vîscozitatea mediului  
 $\rho_f$  [kg/m<sup>3</sup>] - densitatea mediului  
 $v_r$  [m/s] - viteza radială a picăturii

Viteza tangențială  $v_t$  depinde de aerodinamica focarului. Pentru efectuarea calculului, în continuare, este necesară cunoașterea legii de variație a vitezei tangențiale pe rază. Pentru început se admite cazul unui fluid ideal în care se realizează un turbion liber, în care circulația  $\Gamma = \text{const.}$  :

$$\Gamma = v_t \cdot r = v_{tc} \cdot r_0 \quad (4)$$

în care :

- $v_{tc}$  [m/s] - este viteza la peretele ciclonului  
 $r_0$  [m] - raza ciclonului

Dacă se introduce relația 4 în relația (3) se obține :

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{d_0^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{(v_{tc} \cdot r_0)^2}{r^3} \quad (5)$$

Dacă se notează  $\alpha = \frac{1}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} (v_{tc} \cdot r_0)^2$ , toate fiind mărimi ce pot fi considerate constante în timp, se obține :

$$r^3 dr = \alpha d_0^2 dt \quad (6)$$

Dacă la timpul  $t = 0$  picătura se află la raza  $r$ , atunci în timpul de ardere a volatilelor  $t_v$  ea ajunge la o rază  $r_v$ , parcurgînd drumul radial  $y_v = r_v - r$ .

Prin integrarea ecuației (6) și ținînd seama de condițiile de mai sus se obține :

$$r = \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \alpha d_0^2 t_v} = \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_0)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} d_0^2 t_v} \quad (7)$$

Ardera cenosferei este caracterizată prin variația diametrului acesteia de la valoarea inițială  $d_c$  pînă la 0. Valoarea curentă a diametrului

$$d = d_c - d_c \frac{t}{t_c} = d_c \left(1 - \frac{t}{t_c}\right) \quad (8)$$

în care

$t_c$  - este timpul de ardere al cenosferei.

Pentru această situație, ecuația (6) devine :

$$r^3 dr = \alpha' \left(d_c - \frac{d_c}{t_c} \cdot t\right)^2 dt \quad (9)$$

în care  $\alpha' = \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f}$  (10)

În timpul  $t_c$  particula parcurge drumul radial  $y_c = r_c - r$ , deci în acest timp particula trebuie să ardă complet, prin urmare  $t = t_c$ .

Prin integrarea ecuației (9) se obține :

$$r_c^4/4 - r^4/4 = - \frac{t_c \alpha'}{3 d_c} \left[ \left(d_c - \frac{d_c}{t_c} t_c\right)^3 - d_c^3 \right] = \frac{\alpha' t_c}{3} d_c^2 \quad (11)$$

sau

$$r = \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{\alpha' t_c}{3} d_c^2} \quad (12)$$

Prin relația (7) se arată dependența dintre diametrul inițial  $d_0$  și drumul radial parcurs  $y_v$  corespunzător timpului  $t_v$  :

$$y_v = r_v - r = r_v - \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} d_0^2 t_v} \quad (13)$$

Raza  $r$  din relația (12) este de fapt raza  $r_v$  cu care se calculează  $y_v$  din relația (13). Drumul radial al cenosferei este :

$$y_c = r_c - r \quad (14)$$

Prin înlocuirea valorii  $r$  din relația (12) se obți-



$$y_c = r_c - \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{\alpha' t_c}{3} d_c^2} = r_c - \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18} \frac{\rho_c'}{\rho_f} \frac{t_c}{3} d_c^2}$$

(15)

În ecuația (15),  $r = r_v$ , particula cu diametrul  $d_c$  s-a format la această rază a ciclonului. Drumul total al particulei pînă la peretele ciclonului este  $y = y_v + y_c$ , deci

$$y = r_c - r = r_v - \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} d_o^2 \cdot t_v} + r_c -$$

$$- \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} \frac{t_c}{3} d_c^2}$$

$$y = r_c - r_v - \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} d_o^2 t_v} -$$

$$- \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} \frac{t_c}{3} d_c^2} \quad (16)$$

Timpul de ardere a volativilor depinde de diametrul inițial  $d_o$  și poate fi exprimat sub forma [2] :

$$t_v = k_v d_o^2 \quad (17)$$

și timpul de ardere al cenosferei, neglijînd întîrzierea la aprinderea cenosferei (așa cum rezultă din literatură) aceasta este zero la temperaturi mai ridicate) :

$$t_c = k_c \cdot t_c^2 \quad (18)$$

Coefficienții  $k_v$  și  $k_c$  depind de natura combustibilului și de temperatura mediului.

Dacă se introduc relațiile (17) și (18) în expresia (16) se obține drumul total parcurs de o particulă cu diametrul inițial  $d_o$  din momentul aprinderii și pînă la arderea ei completă:

$$y = r_o - r_v - \sqrt[4]{r_v^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18 \nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} d_o^4 \cdot k_v} -$$

$$-\sqrt[4]{r_0^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_0)^2}{18\nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} \frac{k_c}{3} d_c^4} \quad (19)$$

Raza pe care se găsește particula la apariția cenosferei și care coincide cu momentul încheierii arderii volatilelor este:

$$r_v = \sqrt[4]{r_c^4 - 4 \frac{(v_{tc} \cdot r_c)^2}{18\nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} \frac{k_c}{3} d_0^4} \quad (20)$$

Din relațiile de mai sus se vede că drumul radial al particulei depinde mai ales de diametrul inițial al particulei  $d_0$  și de valoarea circulației  $\Gamma = v_{tc} \cdot r_c$ . Celelalte mărimi care apar în relațiile de calcul, practic nu pot fi influențate prea mult, fiind mărimi fizice ale combustibilului, respectiv mediului de focar, ce depind mai ales de temperatura de ardere.

Practic rezultă o dependență între diametrul picăturilor  $d_0$ , deci între finețea de pulverizare, diametrul cicloului  $D_0 = 2 r_c$  și viteza tangențială a aerului lângă peretele cicloului  $v_{tc}$ .

Sînt deci 3 mărimi asupra cărora se poate influența foarte ușor.

### 5.3. Calculul numeric

Deși relațiile deduse mai sus se bazează pe ipoteze simplificatorii, din ele se pot deduce concluzii interesante pentru practică, privind în special cele trei mărimi mai importante amintite anterior. Pentru aceasta s-au efectuat o serie de calcule numerice, în care s-au admis pentru început următoarele valori :

Raza cicloului  $r_c = 129$  mm, corespunde dimensiunilor cicloului experimental cu pereți necăptușiți.

S-a considerat o temperatură în focar de  $1400$  °C și corespunzător acesteia, din literatură [2], pentru păcură .

$$k_v = 0,218 \quad [s/mm^2]$$

$$k_0 = 0,429 \quad "$$

$$= 2,4 \cdot 10^{-4} \quad [m^2/s]$$

$$\rho_c' = 750 \text{ kg/m}^3 \quad (21)$$

$$\rho_f = 0,24 \text{ "}$$

Calculul s-a efectuat pentru diferite valori ale lui  $d_0$  și ale lui  $v_{tc}$ .

Drumul radial al particulei în timpul arderii volatikelor este notat cu  $y_{v_{d_0}}^{v_{tc}}$ , cel al cenosferei cu  $y_{c_{d_0}}^{v_{tc}}$ , iar drumul total

$$y_{d_0}^{v_{tc}} = y_{v_{d_0}}^{v_{tc}} + y_{c_{d_0}}^{v_{tc}}$$

(de exemplu : drumul radial al particulei cu  $d_0 = 20 \mu\text{m}$  și  $v_{tc} = 30 \text{ m/s}$  se notează  $y_{20}^{30} = y_{v_{20}}^{30} + y_{c_{20}}^{30}$  ).

Luind în considerare o picătură cu  $d_0 = 55 \mu\text{m}$ , rezultatele sînt următoarele :  $y_{55}^{40} = y_{v_{55}}^{40} + y_{c_{55}}^{40} = 58 + 1 = 59 \text{ mm}$ . Dacă se consideră că picătura pornește din centrul cicloului, această picătură poate fi arsă în focar la o viteză de insuflare a aerului secundar de  $40 \text{ m/s}$ .

$y_{55}^{50}$  depășește raza cicloului, din calcul rezultînd o valoare imaginară, deci viteza tangențială de  $50 \text{ m/s}$  este prea mare.

$y_{55}^{50} = 1,6 \text{ mm}$ . Se vede că drumul radial al cenosferei este foarte mic în raport cu drumul total, ceea ce înseamnă că condiția presupusă la început, ca cenosfera să poată atinge peretele înainte de ardere, datorită ricoșării, nu este întemeiată.

$$y_{55}^{30} = 21,2 \text{ mm}; \quad y_{55}^{20} = 8,1 \text{ mm}; \quad y_{55}^{10} = 1,9 \text{ mm}$$

Se poate constata că drumul radial scade rapid cu micșorarea vitezei tangențiale. De aici rezultă că o picătură de combustibil de un diametru dat poate fi arsă într-un focar ciclon cu un anumit diametru, dacă se limitează vitezele tangențiale ale aerului. Valoarea minimă a acestora nu poate fi determinată pe cale teoretică. În orice caz, recomandările făcute în literatură de a mări cît mai mult viteza aerului secundar în scopul creșterii vitezei de ardere, nu corespund cu concluziile de mai sus privind procesul de separare.

S-ar părea că viteza de insuflare a aerului secundar depinde de diametrul focarului, și anume crește cu cît cicloul are dimensiuni mai mari.

În această ipoteză, însă, nu se mai realizează o turbionare egală în cicloanele cu diametru diferit, fapt cu efect negativ

asupra procesului de ardere. Astfel se ajunge la concluzia că finețea de pulverizare este impusă pentru o anumită viteză de insuflare și de diametrul focarului.

Rezultatele calculelor efectuate pentru diferite valori  $d_0$  sînt date în tabelul 1.

Tab. 1  $y = f(d_0, v_{tc}) D_c = 258 \text{ mm}$

$d_0$	55 $\mu\text{m}$	60 $\mu\text{m}$	65 $\mu\text{m}$
$v_{tc} = 20 \text{ m/s}$	8,1	8,2	15,4
30 m/s	11,2	23	56
40 m/s	59	77	nu se poate arde

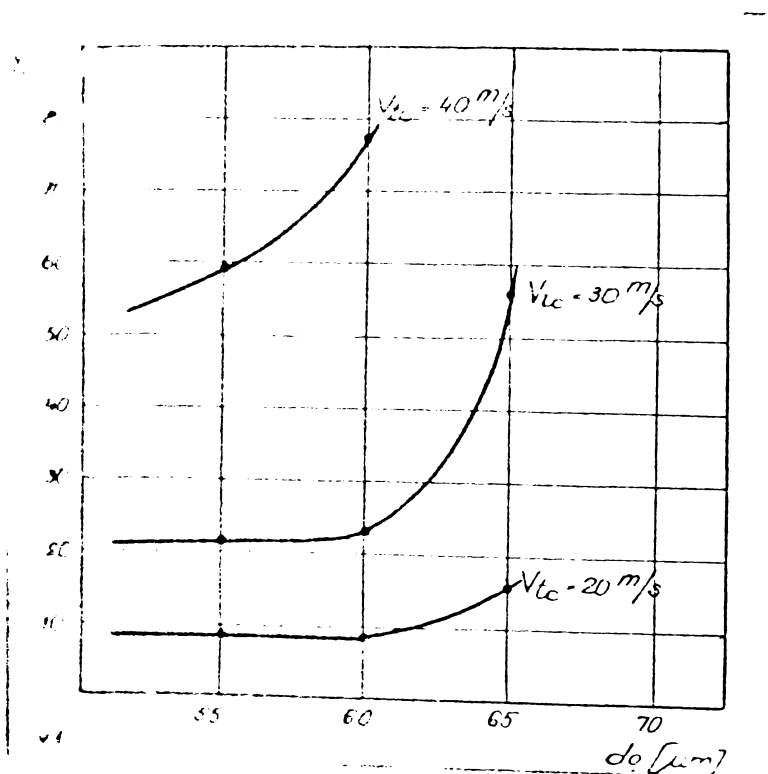


Fig.V.1.  $y = f(d_0, v_{tc}) D_c = 258 \text{ mm};$

$\Gamma = \text{const.}$

privind uniformitatea de pulverizare realizată de injector.

Mărimile drumului radial din tabela 1 sînt reprezentate grafic în fig. V.1, din care se poate observa că, la viteze periferice mici, respectiv la valori mici ale circulației  $\Gamma$ , drumul parcurs de picătură depinde foarte puțin de diametrul acesteia  $d_0$ .

În schimb, la viteze periferice mari, se produce o separare bruscă începînd de la un anumit diametru. Observația este valabilă pentru același domeniu de valori  $d_0$ . Practic, la viteze mari se pun condiții severe

Picăturile mari, deși procentual în număr mic, dar reprezentând o cotă parte însemnată a combustibilului injectat, vor fi proiectate pe perețele ciclonului, unde arderea lor este compromisă.

Condițiile de bază pentru realizarea unei arderi bune, necesare la metodele clasice de ardere și care sînt o aerodinamică, respectiv o turbionare bună și pe de altă parte o pulverizare cît mai fină, devin, în cazul focarului ciclon, o condiție pentru însăși funcționarea acestuia prin faptul că la o turbionare bună (viteze periferice mari), trebuie să asigurăm și o pulverizare corespunzătoare.

Trebuie observat faptul că concluziile deduse din valorile prezentate și obținute în urma calculelor teoretice sînt de natură calitativă, deci pot fi privite ca principii de bază, întrucît pe de o parte relațiile de calcul s-au dedus, admitînd o serie de simplificări privind fenomenul fizic, iar pe de altă parte au fost admise valori mai mult sau mai puțin arbitrare pentru mărimile fizice ce intră în calcul,

Stabilirea unor raporturi între diametrul ciclonului  $D_0$ , diametrul picăturilor  $d_0$  și circulația  $\Gamma$  trebuie să se facă pe cale experimentală.

În continuare, autorul consideră că este interesantă aplicarea aceluiași relații de calcul, considerînd un focar de dimensiuni mai mari, care spre comparație, să se apropie de mărimea cicloanelor la scară naturală ce există în exploatare pentru combustibil solid pulverizat, pentru a vedea care este ordinul de mărime al diametrului picăturilor  $d_0$ . Astfel se va putea face o comparație cu arderea combustibililor lichizi prin metode clasice privind finețea de pulverizare și se pot trage unele concluzii asupra consumului de energie necesar pulverizării, asupra vitezei aerului și deci consumul de energie de partea acestuia cît și în legătură cu complexitatea ansamblului arzătorului.

Pentru a avea o scară convenabilă, de 10 la 1 în raport cu ciclonul experimental, s-a admis pentru calcul un diametru al ciclonului  $D_0 = 2.580$  mm (deci  $r_0 = 1,29$  m), ceea ce se situează ca valoare între cicloanele existente.

Calculul s-a efectuat pentru aceleași valori ale vitezelor tangențiale la perețele ciclonului, rezultînd valorile circulației  $\Gamma$  din tabelul 2.

Tab. 2.  $D = 2580 \text{ mm}$   $\Gamma = \text{const}$   
c

$v_{tc} \text{ [m/s]}$	10	20	30	40	50
$\Gamma \text{ [m}^2/\text{s]}$	12,9	25,8	38,7	51,6	64,5

Calculul s-a efectuat pentru un interval mai mare de valori  $d_0$ , cuprins între  $65 \mu\text{m}$  și  $220 \mu\text{m}$ . Rezultatele calculurilor sînt redată în tab. 3. Valorile necompletate în tabel sînt neglijabile, iar valorile mari pentru  $\gamma$  lipsesc, din cauză că diametrul respectiv nu poate fi ars.

Din rezultatele obținute se deduce că, la viteze tangențiale nu prea mari, se pot arde picături cu diametrul între  $150$  și  $200 \mu\text{m}$ , ceea ce nu reprezintă o pulverizare prea fină în comparație cu metodele clasice. Mărimile drumului radial  $\gamma$  din tab. 3 sînt reprezentate grafic în fig. V.2.,  $\gamma = f(v_{tc})$  pentru diferite valori  $d_0$ .

Se vede și aici că separarea picăturilor depinde foarte mult de diametrul  $d_0$ , ceea ce duce la concluzia că ciclonul pretinde pentru buna funcționare o pulverizare uniformă. Pentru un diametru  $d_0$  nu prea mare, în cazul de față  $d_0 = 150 \mu\text{m}$ , ciclonul lucrează bine într-un domeniu destul de larg privind valoarea vitezelor tangențiale.

În fig. V.3. s-a reprezentat  $\gamma = f(d_0)$  pentru  $v_{tc} = 50 \text{ m/s}$  și  $v_{tc} = 30 \text{ m/s}$ .

Se poate vedea că pentru fiecare valoare a vitezei tangențiale există un  $d_{0 \text{ max}}$ , peste care separarea se produce brusc. Mărirea vitezei tangențiale, la o anumită pulverizare, pentru îmbunătățirea turbionării, va duce deci, contrar efectului dorit la o funcționare defectuoasă a ciclonului, cauzată de separarea picăturilor mari.

Prin reprezentarea drumului radial parcurs de particulă în coordonate logaritmice, se pot obține relații mai simple pentru calculul acestuia.

Valorile pentru  $d_0 = 200 \mu\text{m}$  sînt reprezentate în tab. 4 și reprezentate grafic în fig. V.4.

Tab.3.  $D_c = 2530 \text{ mm}$   $r = \text{const.}$

$d_o$ [mm]	65	100	120	140	150	160	170	180	190,	200	210	220
$v_{to} = 10 \text{ m/s}$									21	26	31	34
20				24	32	43,5	55	68	91	125	143	175
30				58	78	104	138	175	241	328	465	893
40				110	150	208	286	410	786	609 1a	35	m/s
50	7	40	90	186	267	345	765					

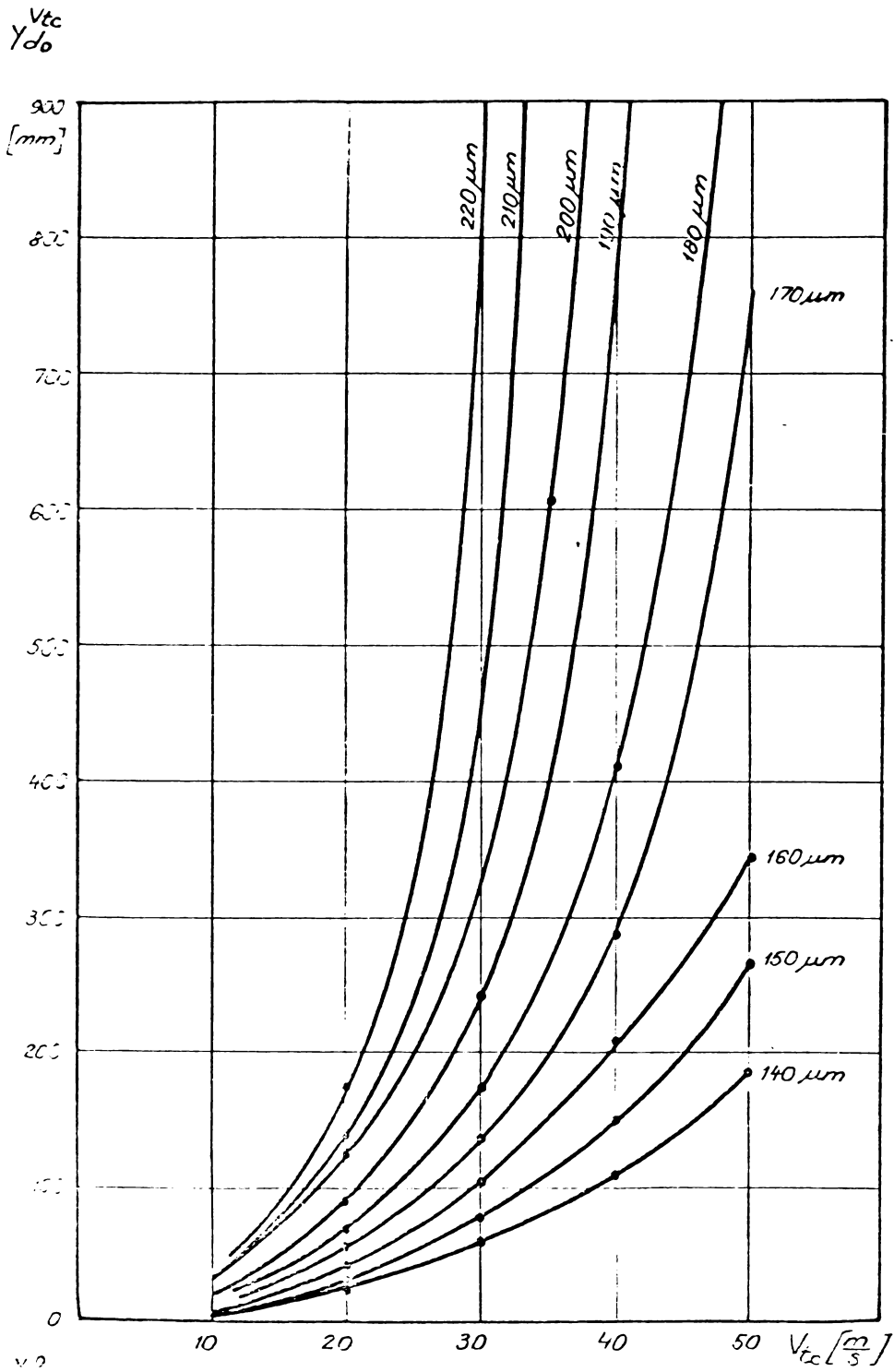


Fig.V.2.  $\gamma_{do} = f(v_{tc})$  pentru  $d_o = 140 - 220 \mu m$   
 $\Gamma = \text{constant}$



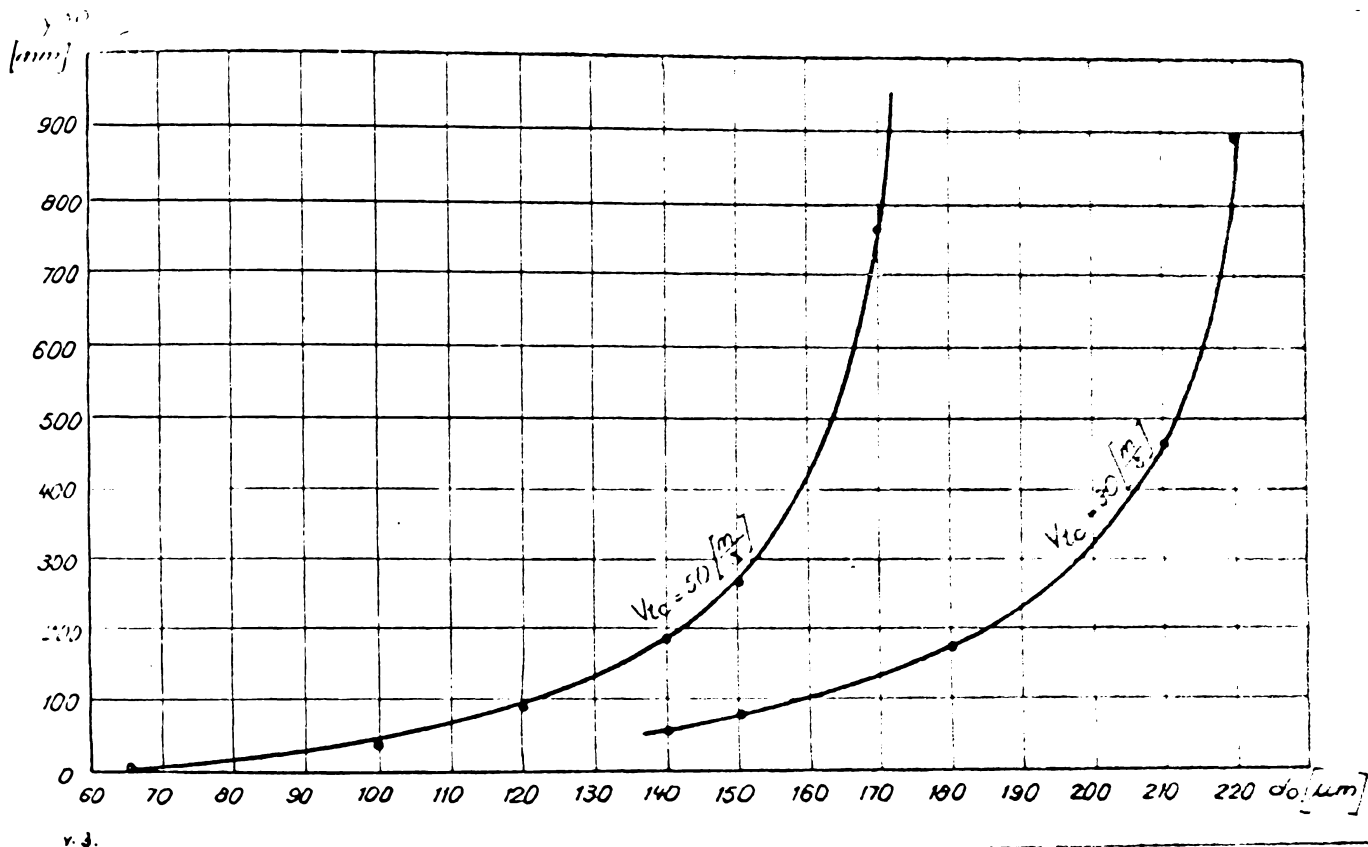


Fig.V.3.  $y = f(d_0)$ ;  $v_{tc} = 50 \text{ m/s}$  și  $30 \text{ m/s}$   
 $D_c = 2580 \text{ mm}$ ,  $\Gamma = \text{constant}$

Tab. 4.

$\Gamma [\text{m}^2/\text{s}]$	12,9	25,8	38,7
$v_{tc} [\text{m/s}]$	10	20	30
$\lg \ln \Gamma$	0,4085	0,512	0,563
$\lg \ln y$	0,513	0,684	0,763

Din reprezentarea grafică rezultă o dreaptă cu coeficientul unghiular  $m = \text{tg } \alpha = 1,625$  și termenul liber  $b = -0,155$ .

Ecuatia dreptei este :

$$\lg \ln y = 1,625 \lg \ln \Gamma -$$

$$- \lg 1,428 \quad \text{sau} \quad \ln y = \frac{1}{1,428} (\ln \Gamma)^{1,625} -$$

$$= 0,7 (\ln \Gamma)^{1,625}$$

care poate fi scrisă sub forma finală :

$$y_{200} = 0,7 (\ln \Gamma)^{1,625} \quad (22)$$

Valorile  $y_{200}$  calculate cu ajutorul ecuației (22) dau erori, față de cele determinate anterior, sub 10%.

În continuare, în tabelul 5 sînt cuprinse valorile calculate pentru stabilirea ecuațiilor de formă  $y = f(\Gamma)$ , pentru

$d_0$  cuprins între 140 - 220  $\mu\text{m}$ .

Mărimile  $\lg \ln y_{d_0} = f(\lg \ln \Gamma)$

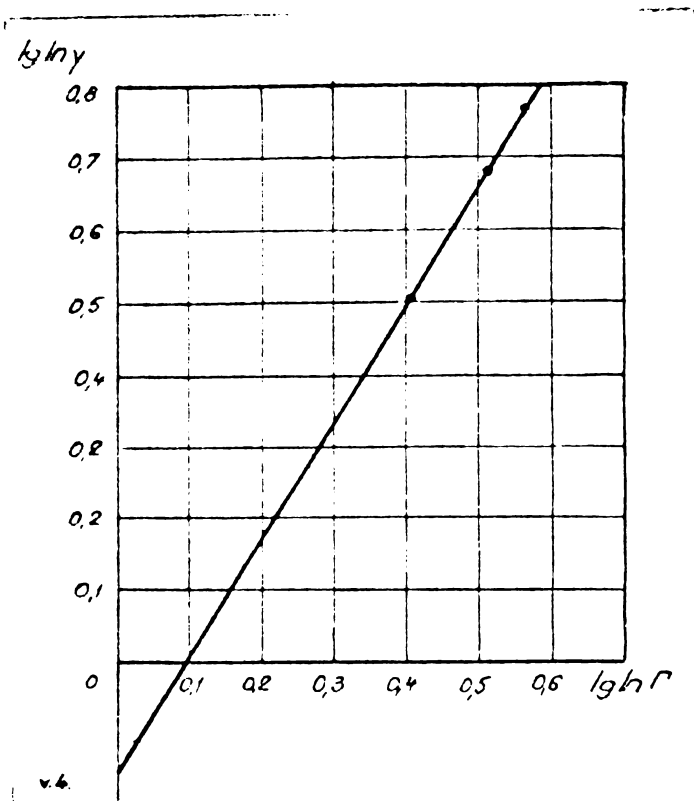


Fig.V.4.  $\lg \ln y = f(\lg \ln \Gamma)$

$= f(\lg \ln \Gamma)$  sînt reprezentate grafic în fig.V.5. Se poate observa că, la diametre  $d_0$  mici (140 - 160  $\mu\text{m}$ ), unde picăturile de combustibil pot fi arse într-un domeniu mai larg de circulații  $\Gamma$ , din reprezentarea grafică rezultă o dreaptă, din care se poate stabili o ecuație de forma  $y = f(d_0, \Gamma)$  pentru întreg intervalul de circulații luate în calcul. La diametre mai mari ( $d_0 = 220 \mu\text{m}$ ) din reprezentarea grafică nu mai rezultă o dreaptă, domeniul de circu-

Tab. 5

$\Gamma$ [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	12,9	25,8	38,7	51,6	65,5
$v_{tg}$ [m/s]	10	20	30	40	50
$\lg \ln \Gamma$	0,4085	0,512	0,5625	0,595	0,62
$\lg \ln y_{220}$	0,547	0,713	0,832		
" 210	0,5315	0,692	0,786		
" 200	0,513	0,684	0,763		
" 190	0,4835	0,654	0,739	0,824	
" 180		0,625	0,712	0,779	
" 170		0,603	0,693	0,7525	0,8225
" 160		0,577	0,667	0,727	0,767
" 150		0,54	0,636	0,7	0,747
" 140		0,502	0,6085	0,672	0,718

lații  $\Gamma$  luate în calcul putând fi împărțit în două, rezultând drepte cu înclinații diferite. Acest lucru este evident în concordanță cu concluziile ce rezultă din fig.V2 și fig.V3.

Din fig. V.5. rezultă pentru dreapta  $d_0 = 140 \mu\text{m}$  :

$$m = \text{tg } \alpha = 2 ; \quad b = - 0,525$$

Ecuatia dreptei va fi :

$$\lg \ln y = 2 \lg \ln \Gamma - \lg 3,35 \text{ sau}$$

$$\ln y = \frac{1}{3,35} (\ln \Gamma)^2$$

$$y_{140} = e^{\frac{(\ln \Gamma)^2}{3,35}} \quad (23)$$

$$\text{Pentru } d_0 = 150 \mu\text{m} \text{ rezultă } y_{150} = e^{\frac{(\ln \Gamma)^{1,92}}{2,82}} \quad (24)$$

$$d_0 = 160 \mu\text{m} \quad y_{160} = e^{\frac{(\ln \Gamma)^{1,81}}{2,24}} \quad (25)$$

$$\Gamma > 25,8 \quad y_{220} = e^{\frac{(\ln \Gamma)^{2,4}}{3,55}} ; \quad \Gamma < 25,8 \quad y_{220} = e^{\frac{(\ln \Gamma)^{1,59}}{1,26}} \quad (26)$$

(Exemple :

$$y_{150} = e^{5,015} = 150 \text{ mm față de } 150 \text{ din tabel}$$

$$y_{220}^{25,8} = e^{\frac{(\ln 25,8)^{1,59}}{1,26}} = 175 \text{ mm față de } 175 \text{ din tabel}$$

$$y_{220}^{38,7} = e^{\frac{(\ln 38,7)^{2,45}}{3,55}} = 860 \text{ față de } 893 \text{ din tabel}$$

$$\frac{893 - 860}{860} 100 = 4 \%$$

In general se pot scrie relații de forma  $y = e^{\frac{(\ln \Gamma)^A}{B}}$  în care A și B sînt funcție de  $d_0$ . Stabilirea unor relații A = f( $d_0$ ) și B = f( $d_0$ ) în vederea unor concluzii teoretice, așa cum au arătat încercările făcute în acest sens de autor, nu mai este interesantă, deoarece extrapolări pentru diametre mai mari nu sînt posibile, din cauza modificării legii de variație, iar pentru diametre mai mici decît cele cercetate, drumul radial al particulei devine neglijabil.

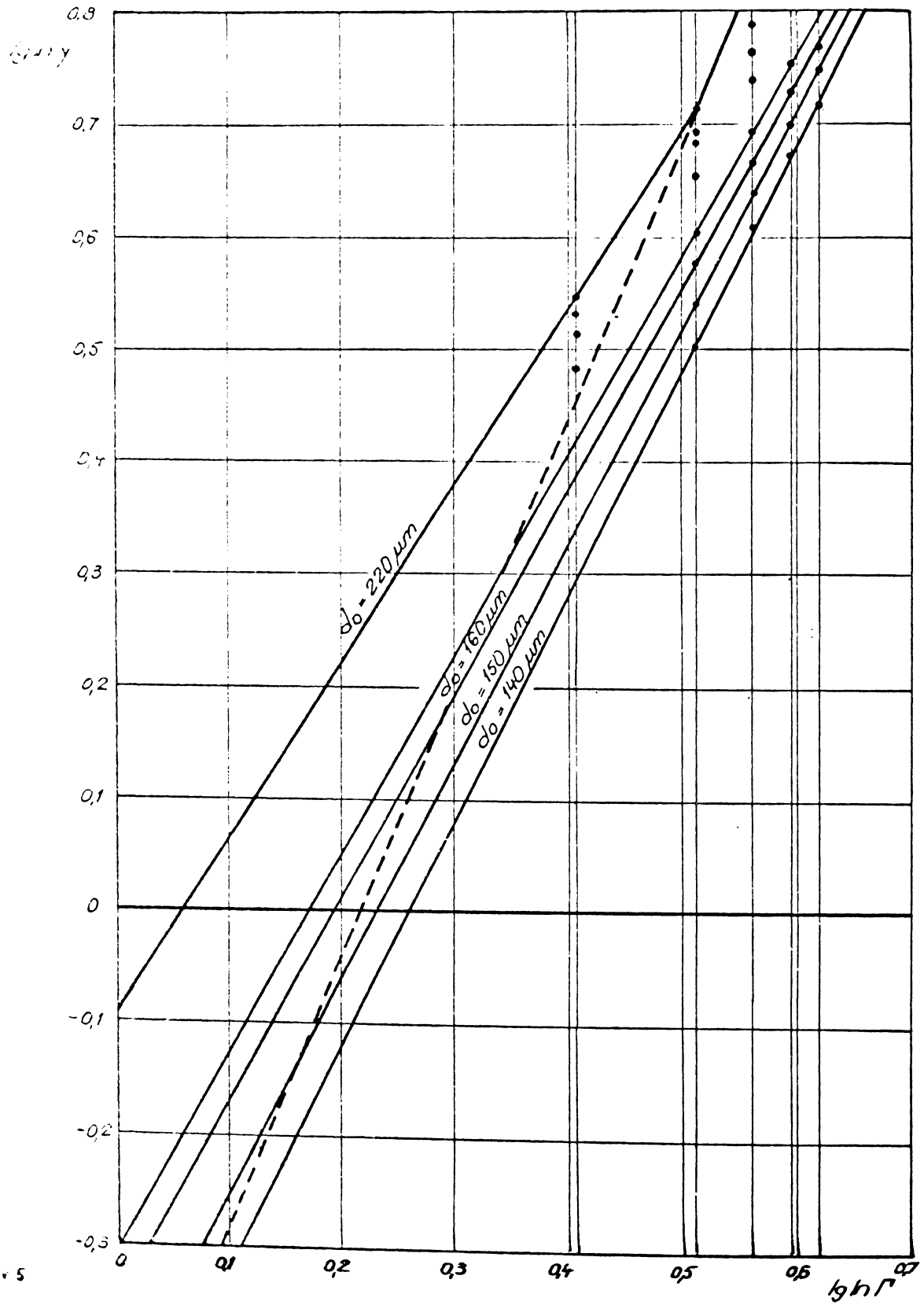


Fig. V. 5.

V. 4. Considerații teoretice privind influența legii de variație a vitezei tangențiale în funcție de raza curentă asupra drumului radial al particulei

Calcululele efectuate cât și concluziile ce rezultă din acestea corespund situației în care fluidul din ciclon se comportă ca un turbion liber, legea de variație a vitezei pe rază fiind dată de relația (4). Din analiza diferitelor lucrări experimentale [1], [13], [23] rezultă că, prin modificarea parametrilor constructivi și aerodinamici ai ciclonului, pot fi realizate și alte legi de variație a vitezei tangențiale pe rază. Privind separarea picăturilor în ciclon, este interesant să se studieze aceasta și pentru alte repartiții ale vitezelor pe rază. Evident, concluziile ce rezultă din comportarea diverselor situații se referă numai asupra drumului radial al particulei, problema efectului de turbionare, deci influența asupra aspectului arderii în domeniul difuziv cu greu poate fi abordat pe cale teoretică.

După părerea autorului, realizarea unui turbion liber este favorabil, în sensul că vitezele tangențiale mari din apropierea zonei centrale nu permit evacuarea din ciclon a picăturilor de diametru foarte mic, care din cauza centrifugării slabe sînt în pericol de a fi antrenate spre exterior de curentul de gaze, imprimîndu-le o mișcare radială pînă la evaporarea totală.

V.4.1. Ipoteza unei viteze tangențiale constante pe rază

Unele rezultate experimentale efectuate pe modele izotermice [1] arată că viteza tangențială variază foarte puțin cu raza, prezentînd o ușoară creștere spre zona centrală. Practic este vorba de o comportare între un turbion liber și o lege  $v_t = \text{constant}$ , lucru care îndreptățește analizarea în continuare a ultimei variante. Comportarea ca un solid rigid în zona periferică a ciclonului nu a fost observată practic și nu este, deci, interesantă pentru un studiu teoretic.

Dacă în ecuația de echilibru (3) se consideră  $v_t = \text{constant}$ , se obține :

$$v_s = \frac{dr}{dt} = \frac{1}{18\nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} \cdot \frac{v_t^2}{r} d_0^2 \quad (27)$$

$$\text{Dacă se notează } \beta = \frac{1}{18\nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} (v_{tc})^2 \quad (28)$$

se obține :

$$r \, dr = \beta \, d_0^2 \, dt \quad (29)$$

Dacă se integrează ecuația (29) considerînd că particula arde după timpul  $t_v$ , atunci cînd ajunge la o rază  $r_v$ , obținem raza curentă :

$$r = \sqrt{r_v^2 - \beta d_0^2 t_v} = \sqrt{r_v^2 - \frac{1}{18\nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} v_{tc}^2 \cdot d_0^2 t_v} \quad (30)$$

Pentru arderea cenosferei este valabilă legea exprimată de rel. (8); cu aceasta relația (29) devine :

$$r \cdot dr = \beta' \left( d_c - \frac{d_c}{t_c} t \right)^2 dt \quad (31)$$

$$\text{în care } \beta' = \frac{1}{18\nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} v_{tc}^2 \quad (32)$$

În timpul  $t_c$  particula pargurge drumul radial  $y_c = r_c - r$ , timp în care aceasta arde complet. Prin integrarea ecuației (31) se obține:

$$\frac{r_c^2}{2} - r^2/2 = \frac{\beta' t_c}{3} d_c^2 \quad \text{sau}$$

$$r = \sqrt{r_c^2 - \frac{2}{3} \beta' t_c d_c^2} = \sqrt{r_c^2 - \frac{1}{27\nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} v_{tc}^2 t_c d_c^2} \quad (33)$$

Considerînd aceleași legi pentru timpul de ardere a volatilelor și a cenosferei, se obține expresia razei la care se termină arderea volatilelor :

$$r_v = \sqrt{r_c^2 - \frac{1}{27\nu} \frac{\rho_c'}{\rho_f} v_{tc}^2 k_0 d_c^4} \quad (34)$$

și raza  $r = r_v - y_v$  cu expresia :

$$r = \sqrt{r_v^2 - \frac{1}{27\nu} \frac{\rho_c}{\rho_f} v_{tc}^2 k_v d_0^4} \quad (35)$$

### V.5. Calculule numerice

V.5.1. Ciclou la scară normală. Pentru a putea compara rezultatele calculului cu cele anterioare, se vor considera aceleași valori  $d_c = 2580 \text{ mm}$  și condițiile exprimate în expresiile (21), pentru care rezultă :

$$r_v = \sqrt{r_c^2 - 21,6 \cdot 10^{10} \cdot v_{tc}^2 \cdot d_c^4} \quad (36)$$

$$r = \sqrt{r_v^2 - 11 \cdot 10^{10} \cdot v_{tc}^2 \cdot d_o^4} \quad (37)$$

Rezultatele calculului efectuate pentru  $d_o = 220 \mu\text{m}$  și  $160 \mu\text{m}$  sînt cuprinse în tabelul 6.

Tab.6.

$d_o [\mu\text{m}]$	160	220
$v_{tc} = 10 \text{ m/s}$	3	12
20	13,5	50
30	31,5	116
40	55,5	214
50	38,5	350

Valorile sînt reprezentate grafic în fig. V.6.

Dacă se face o comparație între cele două ipoteze admise în calcul se pot trage următoarele concluzii :

1. Pentru aceeași viteză tangențială a aerului  $v_{tc} = 50 \text{ m/s}$  în cazul ipotezei  $v_{tc} = \text{constant}$  diametrul maxim ce poate fi ars este  $d_{o \max} = 270 \mu\text{m}$ , pe cînd în

cazul  $r = \text{constant}$ ,  $d_{o \max} = 170 \mu\text{m}$ .

2. În cazul  $v_{tc} = 30 \text{ m/s}$ , cu  $v_{tc} = \text{constant}$ , drumul cenoșferei reprezintă 8,5 % din drumul total al particulei (30 mm din 350) iar în cazul ipotezei  $r = \text{constant}$  aceasta este doar 1,7 % (15 mm din 893).

În final, se poate aprecia că din punct de vedere al separării picăturilor, funcționarea în regimul turbionului liber este defavorabilă, întrucît cere o pulverizare mai fină a combustibilului.

Pentru a putea compara cele două ipoteze și în privința sensibilității la separare în funcție de valoarea vitezei tangențiale, în fig. V.7. s-a reprezentat situația pentru  $d_o = 160 \mu\text{m}$ . Se vede că în cazul  $v_{tc} = \text{constant}$ , drumul radial al particulei variază mult mai puțin cu viteza tangențială decît în cazul  $r = \text{constant}$ , ceea ce înseamnă că funcționarea cicloului în

primul caz este mai stabilă pentru un interval mai larg de viteze tangențiale.

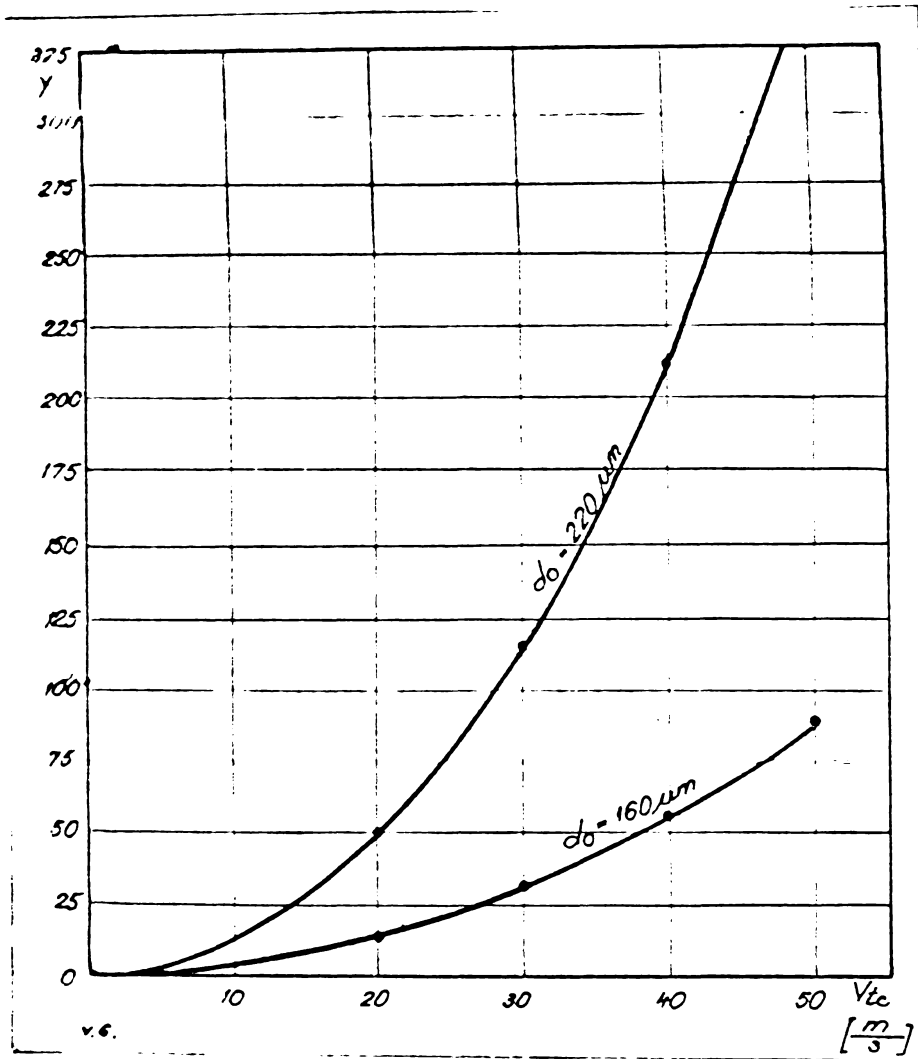


Fig.V.6.  $y_{d_0} = f(v_{tc})$ ;  $v_t = \text{constant}$

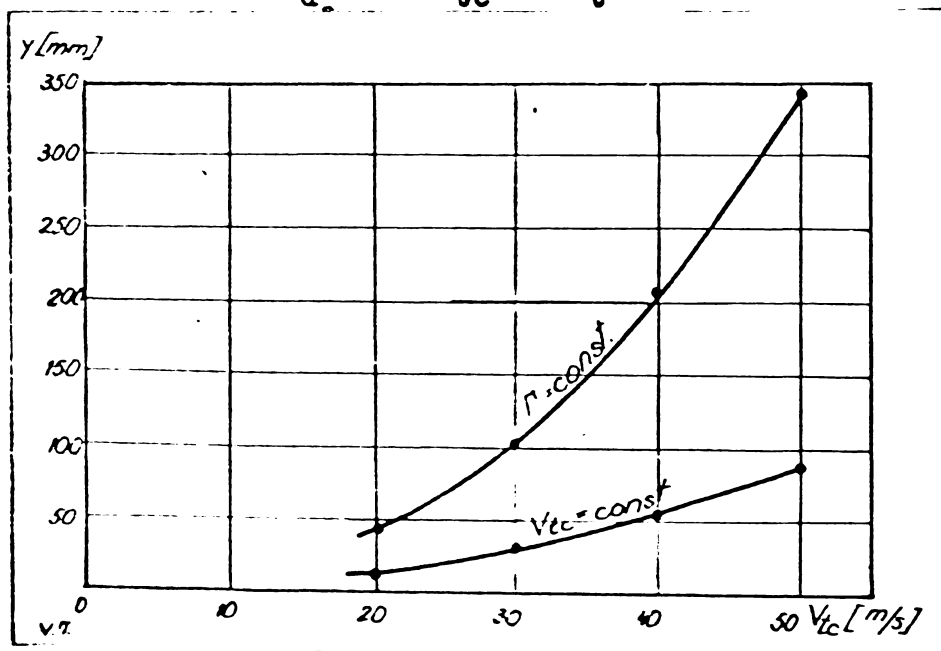


Fig.V.7.  $y_{160} = f(v_{tc})$ ;  $v_{tc} = \text{constant}$ ;  $r = \text{constant}$ .



O picătură de un anumit diametru, poate fi arsă într-un focar cu un diametru dat în următoarele ipoteze :

- într-un regim  $\Gamma = \text{constant}$ , la care viteza are o valoare mai mică în zona periferică și mai mare în zona centrală.

- în regimul  $v_t = \text{constant}$ , în care viteza este aproximativ constantă pe rază, avînd o valoare mai mare în zona periferică și mai mică în zona centrală în comparație cu  $\Gamma = \text{const.}$

Care din cele două regimuri este mai favorabil pentru ardere, nu poate fi apreciat în mod teoretic.

Dacă o viteză mare, deci o turbionare bună în zona centrală este importantă pentru a evita evacuarea picăturilor mici, o viteză mare în zona periferică este de dorit din cauză că aici temperatura de ardere este mai mică, pe de o parte datorită schimbului de căldură cu peretele focarului, iar pe de altă parte din cauză că în această zonă se introduce aerul secundar, relativ rece, cît și combustibilul, deasemenea rece.

#### V.2.2. Ciclón experimental $D_0 = 258 \text{ mm}$

Valorile calculate pentru drumul radial al particulei în ipoteza  $v_{tc} = \text{constant}$  sînt date în tabelul 7 pentru  $d_0$  cuprins între 55 și 100  $\mu\text{m}$ . Aceleași valori au fost reprezentate în fig. V.8.

Tab.7.

$d_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	55	60	65	80	100
$v_{tc} = 10 \text{ m/s}$	-	0,6	1	2	5
20	1,9	2,75	4	8	23
30	4	6,4	8,75	20	59,5
40	8	11,5	16	39,5	-
50	12,65	18,3	26	70	-

Se vede și aici că pînă la un anumit  $d_0$ , separarea nu depinde prea mult de viteza tangențială a aerului secundar. În fig. V.9. s-a reprezentat  $y_{60} = f(v_t)$  în ipotezele  $\Gamma = \text{constant}$  și  $v_{tc} = \text{constant}$ . Separarea se produce mult mai rapid în cazul  $\Gamma = \text{constant}$ , unde picătura  $d_0 = 55 \mu\text{m}$  nu mai poate fi

arsă la  $v_{tc} = 50$  m/s, pe cînd în cazul  $v_{tc} = \text{constant}$  la aceeași viteză tangențială se mai poate arde picătura cu  $d_o = 80 \mu\text{m}$ .

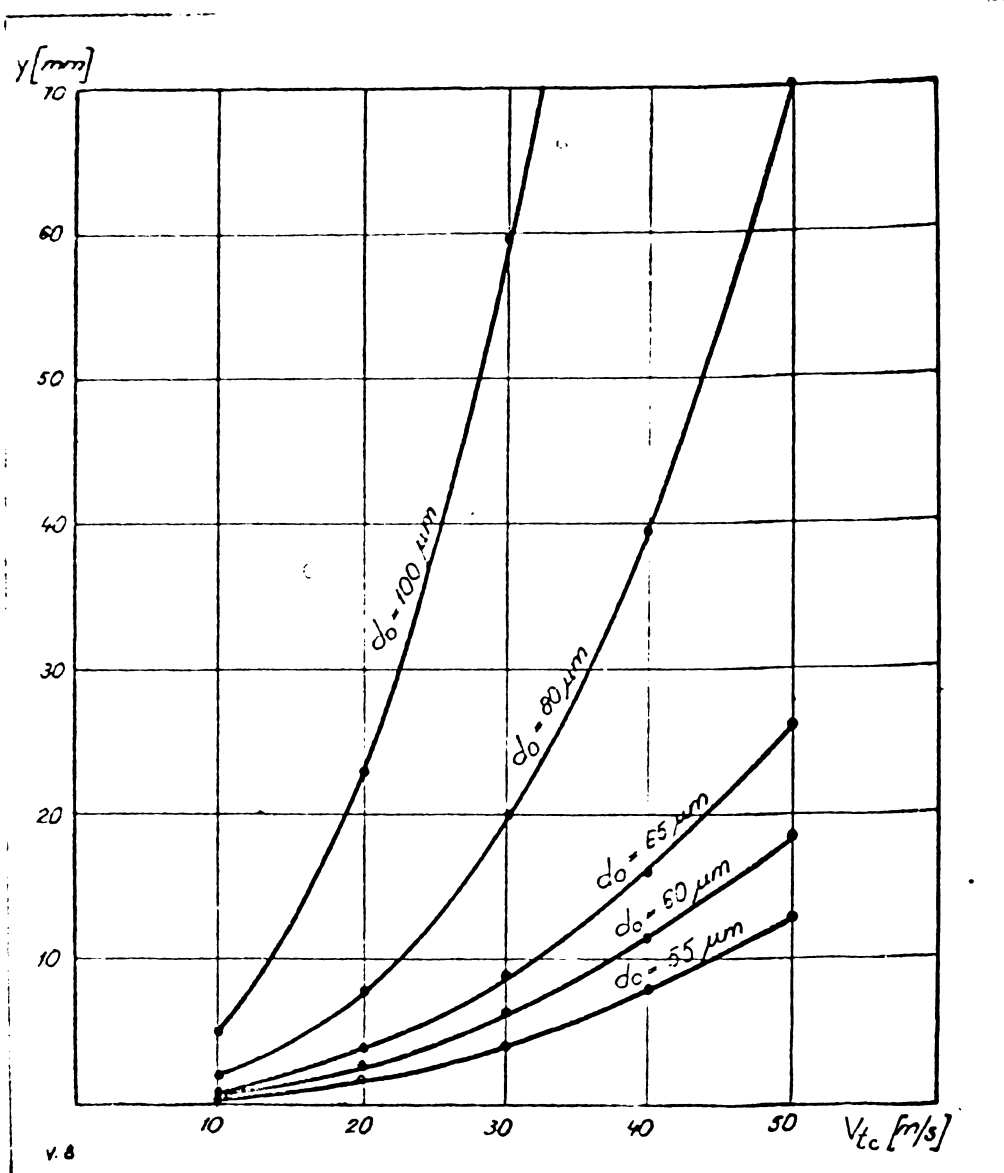


Fig.V.8.  $y = f(v_{tc})$ ;  $D_c = 258$  mm

#### V.6. Influența diametrului ciclonului asupra separării picăturilor

Calcululele numerice au fost efectuate pentru 2 focare la scară geometrică 10 : 1. În cazul  $\Gamma = \text{constant}$ , la  $D_c = 2580$  mm, se vede că la  $v_{tc} = 50$  m/s,  $d_{o \text{ max}} = 170 - 175 \mu\text{m}$ , pe cînd la  $D_c = 258$  mm, în aceleași condiții  $d_{o \text{ max}} = 50 \mu\text{m}$ , deci raportul diametrelor picăturilor maxime ce pot fi arse este aprox. 3,5. În cazul cînd  $v_{tc} = \text{constant}$ , valorile sînt  $d_{o \text{ max}}^{v_{tc}} = 270 \mu\text{m}$  și  $d_{o \text{ max}}^{v_{tc}} = 85 \mu\text{m}$ , raportul este aprox. 3,2. Se observă că prin creșterea diametrului ciclonului finețea de pulverizare a combustibilului variază

aproximativ în același raport pentru cazul  $\Gamma = \text{constant}$  și  $v_{tc} = \text{constant}$ .

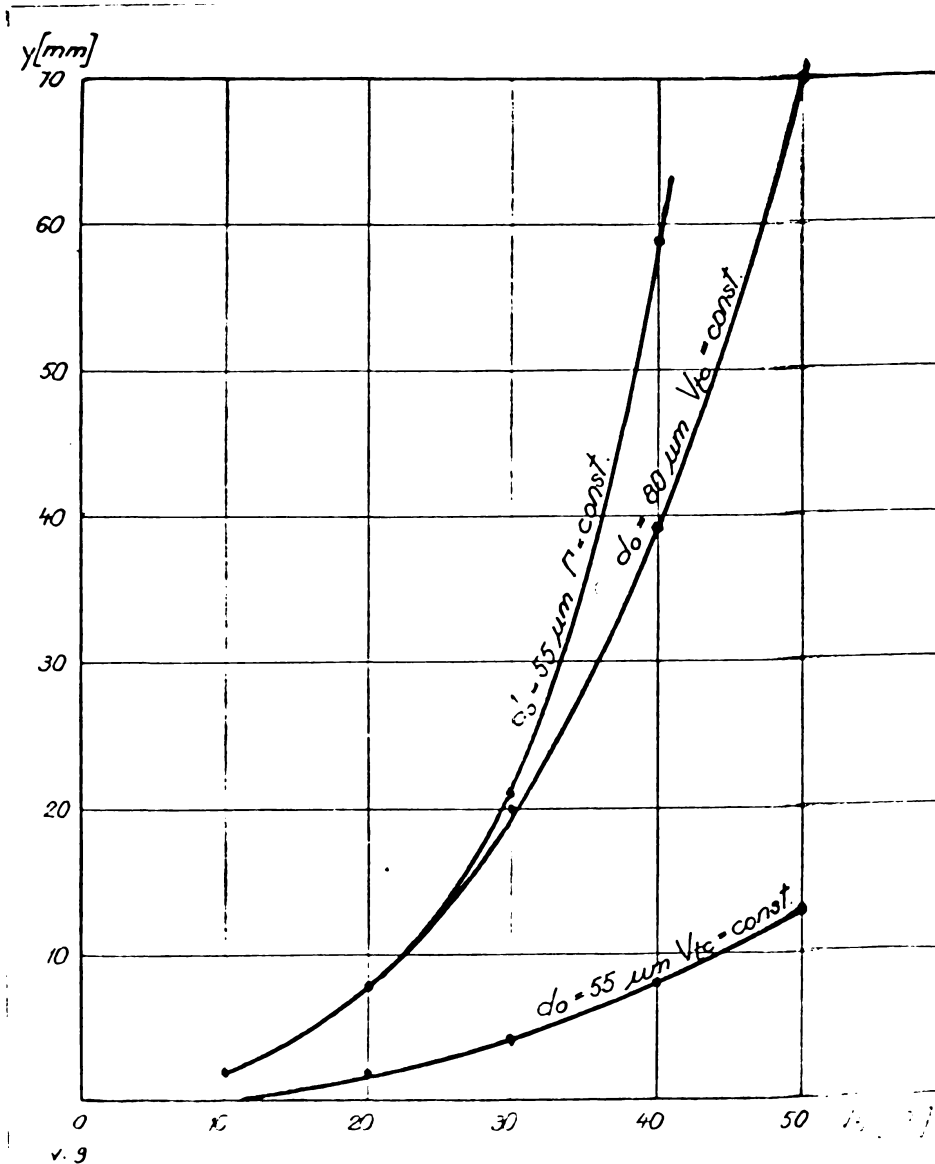


Fig.V.9.  $y = f(v_{tc})$ ;  $D_c = 258 \text{ mm}$ .

Comparația s-a făcut, luând în considerare aceeași viteză tangențială pentru ambele cicloane,  $v_t = 50 \text{ m/s}$ . Dacă la cicloul la scara 1:10 se consideră o viteză mai mică, acceptată în ideea unei reduceri corespunzătoare a tuturor mărimilor, evident că ar rezulta diametre  $d_{0 \text{ max}}$  mult mai mari și deci am ajunge la concluzia că cicloul de diametru mic este mult mai avantajos din punct de vedere al fineții de pulverizare. Viteza tangențială este însă mărimea care realizează și favorizează amestecarea aerului cu combustibilul, lucru care produce la suprafața picăturii (învelită de combustibil sub formă de vapori) și care nu are nimic comun cu poziția picăturii în focar, deci

nu depinde de raza ciclonului, ci numai de viteză.

### V.7. Influența temperaturii focarului asupra procesului de separare

Calcululele numerice efectuate au la bază mărimile fizice admise prin relațiile (21) care depind de temperatură, aceasta influențând asupra vîscozității mediului  $\nu$ , densității acestuia,  $\rho_f$  cît și asupra constantelor  $k_v$  și  $k_c$  [2].

Pentru a vedea influența temperaturii asupra drumului radial  $y$ , acesta a fost calculat pentru temperaturile 800, 1000, 1200, și 1400 °C. În tabelul 8. sînt date valorile  $\nu$ ,  $k_v$  și  $k_c$  pentru temperaturile respective, ultimele două calculate după expresiile [2] :

$$k_c = 1,539 - 0,1862 \left( \frac{T}{T_0} \right); \quad (28)$$

$$k_v = 1,608 - 0,2238 \left( \frac{T}{T_0} \right);$$

Tabel.8.

$t$ [°C]	$\nu \cdot 10^4$ [m <sup>2</sup> /s]	$k_c$ [s/mm <sup>2</sup> ]	$k_v$ [s/mm <sup>2</sup> ]	$\rho_f$ [kg/m <sup>3</sup> ]
800	1,358	0,857	0,731	0,329
1000	1,77	0,721	0,566	0,277
1200	2,237	0,584	0,403	0,239
1400	2,65	0,448	0,238	0,18

Rezultatele calcululelor efectuate pentru drumul radial al particulei în condițiile  $D_c = 2580$  mm,  $\Gamma = \text{constant}$  și  $d_m = 160$   $\mu$ m sînt cuprinse în tabelul V.9. și reprezentate grafic în fig. V.10.

În tabelul V.10 sînt date valorile drumului radial al particulei pentru cele patru temperaturi ale focarului în ipoteza  $v_t = \text{constant}$ ,  $D_c = 2580$  mm și  $d_0 = 220$   $\mu$ m. Aceleași valori sînt reprezentate grafic în fig. V.11.

Pentru ciclonul experimental  $D_c = 258$  mm,  $v_t = \text{constant}$ ,  $d_0 = 60$   $\mu$ m, valorile  $y = f(v_t, t_f)$  sînt cuprinse în tabelul V.11 și reprezentate grafic în fig. V.12.

Tab.9.

$D_c = 2530 \text{ mm}$ ; $\Gamma = \text{constant}$ ; $d_o = 160 \mu\text{m}$				
$t_f$ [°C]	800	1000	1200	1400
$v_{tc} = 10 \text{ m/s}$	42	26	17	12
20	131	118	74	50
30	1290	350	192	120
40	nu se arde	nu se arde	485	243
50	nu se arder			512

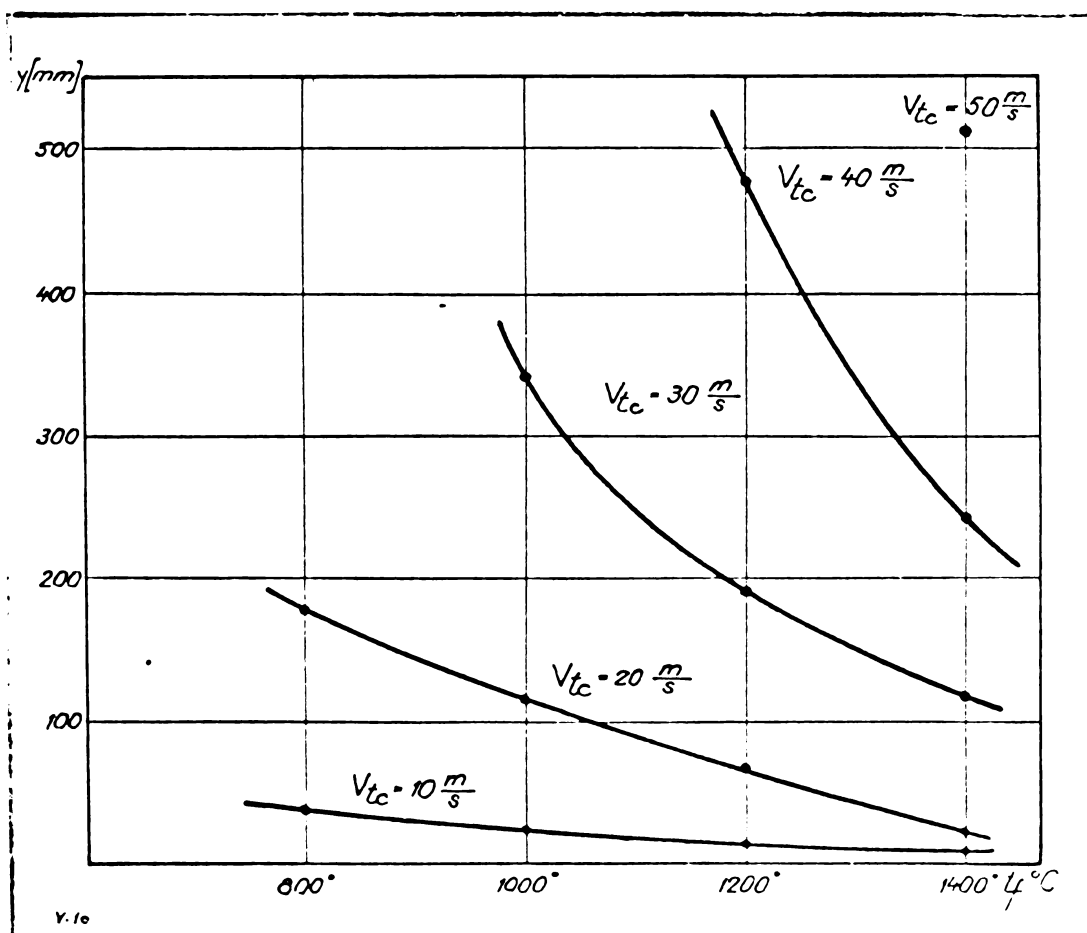
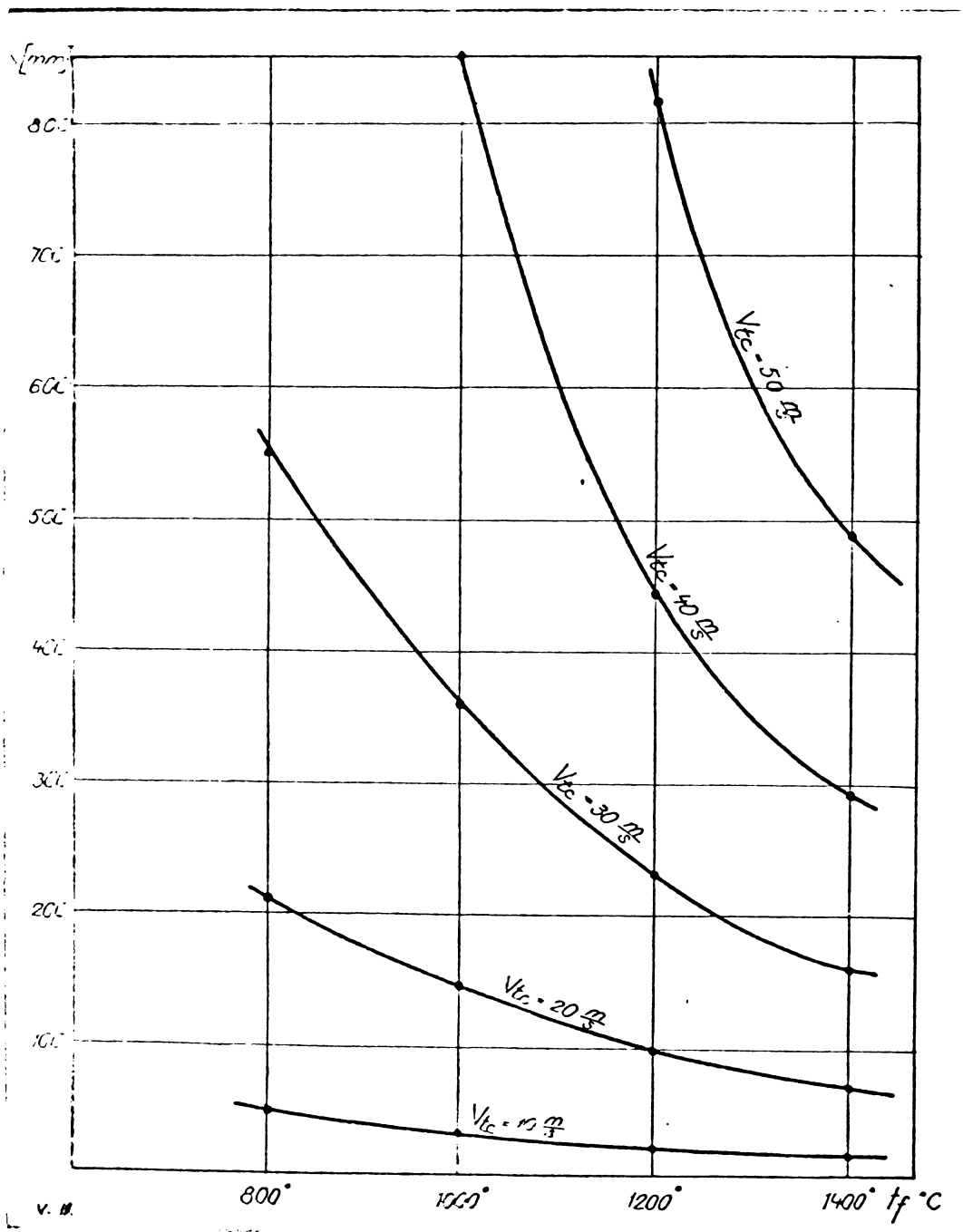


Fig.V.10.  $y = f(t_f)$ ;  $D_c = 2530 \text{ mm}$ ;  $\Gamma = \text{constant}$ ;  
 $d_o = 160 \mu\text{m}$

Din reprezentările grafice se poate observa că temperatura focarului are o influență relativ mică la viteze tangențiale mici, care însă practic nu sunt interesante. Influența devine foarte importantă la viteze tangențiale mari, respectiv valori ridicate ale circulației  $\Gamma$ , atât în cazul ipotezei  $\Gamma = \text{constant}$  cât și  $v_t = \text{constant}$ .

Tab.V.10

$D_c = 2580 \text{ mm}; v_t = \text{constant}; d_o = 220 \mu\text{m}$				
$t_f [^\circ\text{C}]$	800	1000	1200	1400
$v_{tc} = 10 \text{ m/s}$	50	35	24	17
20	213	148,5	97,5	70
30	550	363	231	161
40	nu se arde	853	444	292,5
50		nu se arde	817	490

Fig.V.11.  $y = f(t_f)$ ;  $D_c = 2580 \text{ mm}; v_t = \text{const.}, d_o = 220 \mu\text{m}$ .

Tab.V.11.

$D_c = 258 \text{ mm}, v_t = \text{constant}; d_o = 60 \mu\text{m}$				
$t_f [^\circ\text{C}]$	800	1000	1200	1400
$v_{tc} = 10 \text{ m/s}$	2,7	2	1,2	0,9
20	11,35	8	5,3	3,75
30	27	18,7	12,3	8,5
40	53,5	35,5	22,5	15,5
50	114	61,6	37	24,85

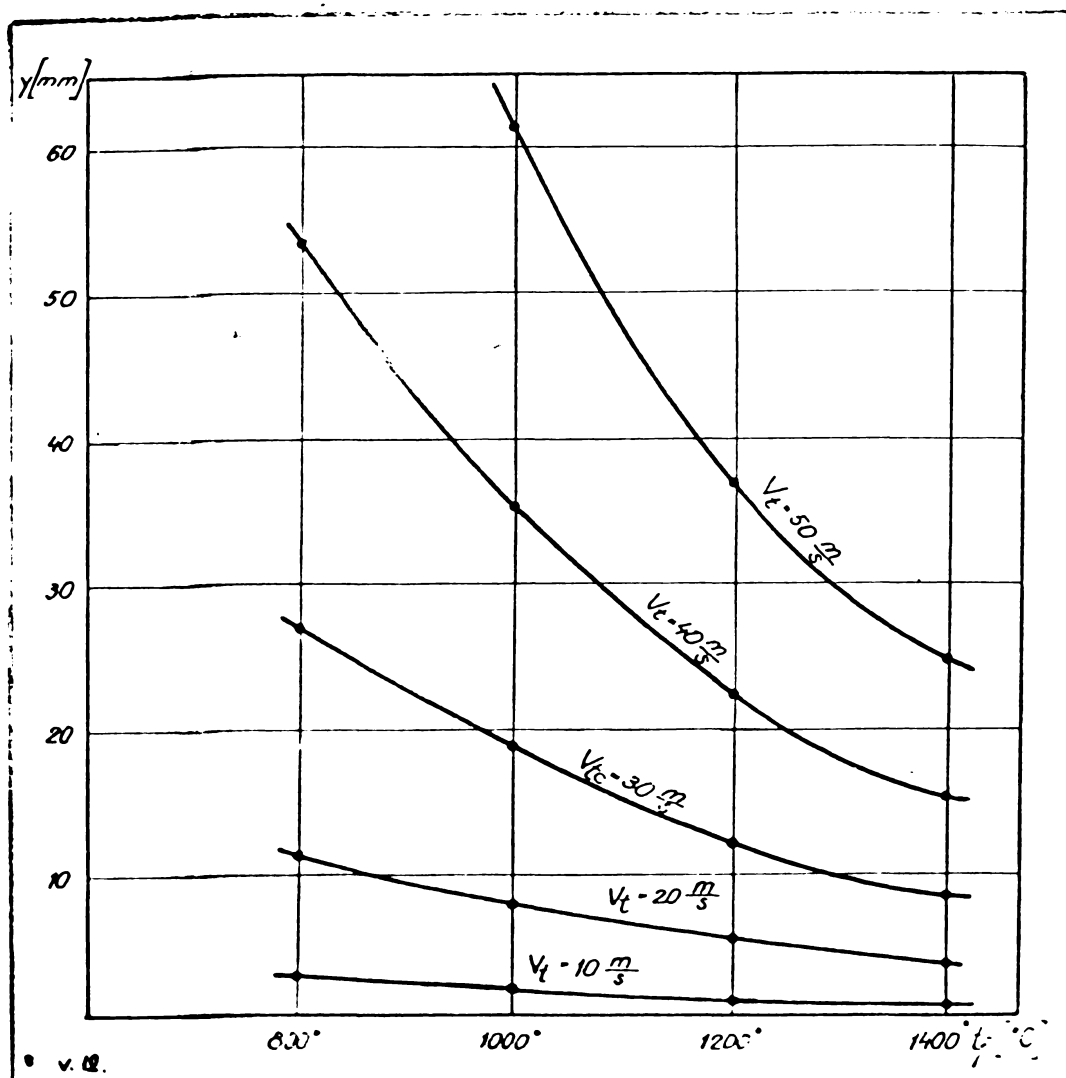


FIG.V.12.  $y = f(t_f)$ ;  $D_c = 258 \text{ mm}, v_{tc} = \text{constant};$   
 $d_o = 60 \mu\text{m}.$

Făcînd ab tracție de importanța e care o are temperatura din focar asupra procesului de ardere din punct de vedere al reacțiilor chimice, din cele de mai sus rezultă că menținerea în focar a unei temperaturi cît mai ridicată este importantă și în ceea ce privește separarea picăturilor. Pentru buna funcționare a cicloului este deci important ca schimbul de căldură în focar

să fie cât mai mic, iar aerul secundar să fie preîncălzit, aceștia fiind factorii care influențează în cea mai mare măsură temperatura de ardere.

### v.8. Concluzii

1. Procesul de separare a particulelor de combustibil este puternic influențat de viteza tangențială a mediului în care se mișcă acestea. Mărirea vitezei peste o anumită limită duce la separarea particulei înaintea arderii acesteia. Indicațiile date în literatură, de a mări cât mai mult viteza tangențială, vin în contradicție cu concluziile de mai sus.

2. Separarea picăturilor de combustibil în funcție de diametrul acestora depinde de valoarea circulației : la valori mici ale acesteia, influența diametrului picăturii este neînsemnată. La creșterea vitezelor tangențiale, separarea se produce brusc începând de la o anumită valoare a diametrului.

3. Pe baza concluziilor arătate la punctul 2, se poate aprecia că în funcție de mărirea vitezelor tangențiale în focar, se pun condiții mai mult sau mai puțin severe privind uniformitatea de pulverizare a combustibilului. La viteze tangențiale mici, cicloul lucrează bine într-un interval destul de larg de dimensiuni ale picăturilor.

4. Mărirea diametrului focarului, păstrând aceleași valori ale vitezelor tangențiale, permite o creștere nu prea mare a diametrului picăturilor. Din calculele efectuate rezultă că la o mărire a diametrului focarului de 10 ori, diametrul picăturilor crește de 3,5 ori, păstrând constantă viteza tangențială.

5. Procesul de separare a picăturilor este puternic influențat de legea de variație a vitezelor tangențiale pe rază. Rezultatele calculelor arată că existența turbionului liber în zona periferică reclamă o pulverizare mai fină a combustibilului, comparativ cu o repartiție uniformă a vitezei pe rază.

6. Temperatura mediului în care se produce procesul de separare, respectiv temperatura de ardere din focar, are o influență apreciabilă asupra drumului radial parcurs de picăturile de combustibil. Existența unor temperaturi ridicate este favorabilă, pe lângă desfășurarea reacțiilor chimice și în privința separării acestora, în sensul că, păstrând neschimbate condițiile geometrice și aerodinamice, se



pot arde picături de diametru mai mare.

7. Studiul teoretic scoate în evidență și confirmă ipotezele autorului că în procesul de separare a picăturilor de combustibil în focarul ciclon există o interdependență între diametrul acestuia, finețea de pulverizare a combustibilului și vitezele tangențiale ale mediului din focar. În anumite condiții date ale dimensiunilor focarului și pulverizării combustibilului, funcționarea ciclonului poate fi influențată prin modificarea aerodinamicii.

## V.9. AERODINAMICA FOCARULUI

### V.9.1. Legea de variație a vitezei tangențiale în ciclon

În paragrafele precedente s-a văzut că drumul radial al particulei de combustibil depinde foarte mult de repartitia vitezelor tangențiale în focar. Literatura de specialitate prezintă unele cercetări experimentale privind aerodinamica focarului [1], [3], [4], [6], [12], [13], [14], [23], [26] în care s-a urmărit influența caracteristicilor geometrice cât și a vitezei de insuflare a aerului secundar asupra câmpului aerodinamic. Ca rezultat general și unanim se constată că în ciclon apar 2 zone distincte, caracterizate prin legi diferite de variație a vitezelor tangențiale (fig.V.13):

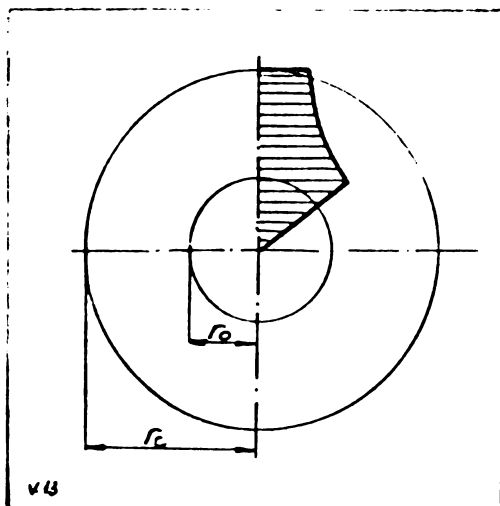


Fig.V.13.

- o zonă centrală, nucleul, în care fluidul se comportă în mișcarea de rotație ca un solid rigid, vitezele tangențiale fiind proporționale cu raza

$$v_t = \omega r \quad (38)$$

$\omega$  - viteza unghiulară [rad/sec]

$r$  - raza curentă

Se constată practic, că raza cilindrului acestui nucleu este sensibil egală cu raza orificiului, respectiv

ajutajului de ieșire a ciclonului. De fapt în această zonă avem o discontinuitate a peretelui posterior al focarului, discontinuitate care provoacă schimbarea legii de variație a vitezelor tangențiale.

- o zonă periferică, în care fluidul formează un turbion liber, cu o mișcare potențială după legea

$$v_t \cdot r^2 = \text{constant} \quad (39)$$

Teoretic, cînd ne imaginăm un fluid perfect, fără vîscozitate și deci o mișcare fără frecare, exponentul  $n = 1$  (turbion liber). În cazul cercetărilor experimentale s-au obținut turbioane forțate la care  $n$  are valori  $0 < n < 1$  [1], [13], [23], [26] .

După rezultatele obținute de Maisherbe [1], exponentul  $n$  crește cu creșterea vitezei de insuflare a aerului secundar. W. Fank 38 , a obținut repartiții foarte diferite ale vitezelor tangențiale, păstrînd constantă viteza de insuflare și modificînd geometria canalelor de insuflare. De remarcat că același autor a obținut o mișcare potențială într-o cameră în care  $r_e = r_o$ . Autorul lucrării de față a obținut experimental valori mici ale exponentului  $n$ , iar în alte lucrări în colaborare [23], [37] s-au obținut valori  $n$  apropiate de unitate. Rezultatele foarte diferite obținute de diverși autori cît și lipsa unor criterii unitare de stabilire a factorilor care influențează legea de variație a vitezelor tangențiale, l-au îndemnat pe autor să încerce abordarea acestei probleme pe cale teoretică.

Dacă se admite existența celor două zone descrise, se poate calcula energia cinetică a aerului ce se găsește în ciclon, separat pentru fiecare zonă, datorită vitezei tangențiale :

- zona periferică. Energia cinetică a masei elementare de aer în mișcare de rotație este :

$$d E_p = dm \frac{v_t^2}{2} \quad (40)$$

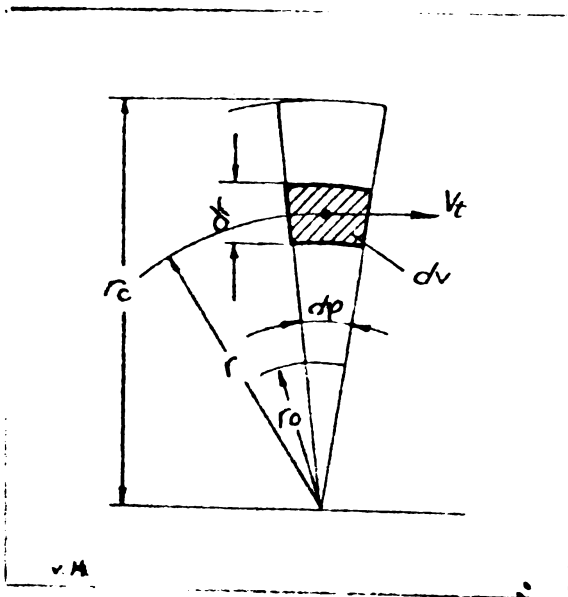


Fig.V.14.

Din fig.V.14, în care s-a considerat un element de volum  $dv$  din mediul focarului, rezultă :

$$d E_p = \rho_f \cdot r \, d\varphi \, dr \frac{v_t^2}{2} \quad (41)$$

$\rho_f$  - densitatea fluidului.

La calculul volumului elementar s-a luat lungimea elementului egală cu unitatea. Considerînd un turbion liber se poate scrie :

$$v_t r = v_{tc} r_c \quad (42)$$

Înlocuind relația (42) în (41) se obține :

$$d E_p = \rho_f \cdot \frac{v_{tc}^2}{2} r_c^2 dr/r \cdot d\varphi \quad (43)$$

Prin integrare între limitele razelor de existență ale acestei zone, se obține :

$$E_p = \rho_f \cdot \frac{v_{tc}^2 r_c^2}{2} \int_{r_0}^{r_c} \frac{dr}{r} \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \rho_f \frac{v_{tc}^2 r_c^2}{2} \ln \frac{r_c}{r_0}$$

sau

$$E_p = \pi \rho_f v_{tc}^2 r_c^2 \ln \frac{r_c}{r_0} \quad (44)$$

- zona nucleului. In zona centrală este valabilă relația (41) în care însă viteza tangențială variază după legea :

$$v_t = \omega \cdot r \quad (45)$$

Cu aceasta, relația (41) exprimată pentru nucleu devine :

$$dE_N = \rho_f r d\varphi dr \frac{\omega^2 r^2}{2} = \rho_f d\varphi \frac{\omega^2}{2} r^3 dr \quad (46)$$

Prin integrare între limitele de existență a acestei zone, rezultă :

$$E_N = \rho_f \cdot \frac{\omega^2}{2} \int_0^{r_0} r^3 dr \int_0^{2\pi} d\varphi = \pi \rho_f \frac{\omega^2 r_0^4}{4} \quad (47)$$

In dreptul razei  $r_0$  se poate scrie egalitatea vitezei tangențiale a celor două zone :

$$v_t = \omega \cdot r_0 = \frac{v_{tc} \cdot r_c}{r_0} \quad (48)$$

Inlocuind aceasta in relația (47) se obține :

$$E_N = \pi \rho_f \frac{r_0^4}{4} \frac{v_{tc}^2 r_c^2}{r_0^4} = \frac{\pi}{4} \rho_f v_{tc}^2 r_c^2 \quad (49)$$

Energia cinetică totală datorită vitezelor tangențiale în ciclou va fi :

$$E = E_p + E_N = \pi \rho_f v_{tc}^2 r_c^2 \ln \frac{r_c}{r_0} + \frac{\pi}{4} \rho_f v_{tc}^2 r_c^2$$

$$E = \pi \rho_f v_{tc}^2 r_c^2 \left( \ln \frac{r_c}{r_o} + 0,25 \right) \quad (50)$$

Energia fluidului din ciclon provine de la energia de insuflare a acestuia, calculată pentru cantitatea ce se găsește în focar. Ea poate fi determinată în funcție de viteza de insuflare  $v_1$  :

$$E_1 = m \frac{v_1^2}{2} \quad (51)$$

în care  $m$  este masa de aer cuprinsă în ciclon, avînd lungimea egală cu unitatea, pentru care s-a calculat energia totală  $E$  (rel.50)

$$m = \pi L_c \rho_f r_c^2 \cdot 1/L_c = \rho_f \cdot \pi r_o^2 \quad (52)$$

Cu această expresia (51) devine :

$$E_1 = \pi \rho_f \frac{v_{tc}^2 r_c^2}{2} \quad (53)$$

Egalînd relația (53) cu relația (50) se obține :

$$\pi \rho_f v_{tc}^2 r_c^2 \left( \ln \frac{r_c}{r_o} + 0,25 \right) = \pi \rho_f \frac{v_1^2}{2} r_c^2$$

sau

$$\frac{v_1}{v_{tc}} = \sqrt{2 \ln \frac{r_c}{r_o} + 0,5} \quad (54)$$

Din relația (54) se vede că raportul dintre viteza tangențială lângă perete și cea de insuflare depinde de raportul  $r_c/r_o$ . În numeroase lucrări experimentale s-au constatat valori subunitare ale raportului celor două viteze. Pentru păstrarea vitezei de insuflare lângă pereții ciclonului, deci  $v_1/v_{tc} = 1$ , trebuie satisfăcută condiția :

$$\ln \frac{r_c}{r_o} = 0,25 \quad \text{sau} \quad \frac{r_o}{r_c} = 0,722 \quad (55)$$

La valori ale raportului  $r_o/r_c < 0,722$  viteza tangențială lângă perete  $v_{tc}$  va fi mai mică decît cea de insuflare  $v_1$ .

Din numeroase lucrări experimentale [1], [12], [13], [21], [23] rezultă că la rapoarte  $d_o/D_o \approx 0,7$  nu se realizează turbio-

nul liber, în schimb în altele [38] s-au obținut creșteri ale vitezelor spre centru în lipsa capacului posterior al camerei. Se poate constata practic că exponentul  $n$  depinde de rezistența hidraulică a orificiului de ieșire. Aceasta este determinată de forma și dimensiunile ajutoajului de ieșire și de viteza fluidului la ieșire  $w_e$ . Totodată se constată practic că  $r_0 \approx r_e$ , adică zona de separare a celor două legi de variație a vitezelor tangențiale pe rază se situează în dreptul razei geometrice de ieșire, care în toate cazurile este mai mică decât  $0,7 r_c$ . Realizarea unei anumite viteze la ieșire  $w_e$ , la un raport dat  $r_e/r_c$  depinde de debitul de fluid care traversează focarul.

Pe baza calculelor teoretice și ținând seama și de rezultatele experimentale obținute în cadrul mai multor lucrări, de către diverși autori, se pot trage următoarele concluzii :

1. Pentru realizarea unui turbion liber, trebuie asigurată condiția geometrică exprimată prin relația (55). În acest caz viteza de insuflare își va păstra valoarea lângă peretele focarului.

2. Dacă în relația (50) se înlocuiește  $v_{tc} \cdot r_c = v_t \cdot r$  considerînd un turbion liber ( $v_t \cdot r = \text{constant}$ ), și nu se respectă relația (55), atunci la o valoare mai mare a razei  $r_0$  pentru aceeași valoare a energiei  $E$  va trebui să crească produsul  $(v_t \cdot r)^2$ . Cum însă raza scade în raport geometric, ar trebui să crească viteza tangențială, peste valoarea cerută de turbionul liber. Dacă se admite un turbion forțat, cu legea  $v_t r^n = \text{constant}$ , se poate scrie :

$$v_1 r_c^n = v_t \cdot r^n \quad \text{sau} \quad v_t = v_1 \left( \frac{r_c}{r} \right)^n$$

Dacă  $n < 1$ , la o micșorare a razei în raport geometric înseamnă că viteza tangențială nu crește în același raport.

Practic se constată că pe de o parte se realizează valori  $n < 1$ , iar pe de altă parte vitezele tangențiale lângă perete scad destul de mult în raport cu cele de insuflare.

Astfel, în condițiile  $v_{tc} < v_1$ , se pot obține turbioane care se apropie de turbionul liber, chiar la raze  $r_0$  mai mici decât cele exprimate prin relația (55), cînd  $r_0 \approx r_e$ .

Dacă în relația (41) se înlocuiește viteza tangențială  $v_t$  admitînd un turbion forțat în care vitezele variază după o lege de forma :

$$v_t r^n = v_i r_c^n \quad (56)$$

Se obține

$$d E_p = \int_f r d\varphi dr \frac{v_i^2 r_c^{2n}}{2} \cdot r^{-2n}$$

$$d E_p = \int_f \frac{v_i^2 r_c^{2n}}{2} \cdot d\varphi r^{1-2n} dr \quad (57)$$

Prin integrare se obține :

$$E_p = \int_f \frac{v_i^2 r_c^{2n}}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi r^{1-2n} dr$$

$$E_p = \frac{\pi}{2(1-n)} \int_f v_i^2 r_c^{2n} [r_c^{2(1-n)} - r_o^{2(1-n)}] \quad (58)$$

Pentru zona nucleului se obține :

$$d E_N = \int_f r d\varphi dr \cdot \frac{\omega^2 r^2}{2} = \int_f d\varphi \frac{\omega^2}{2} r^3 dr \quad (59)$$

Prin integrare se obține :

$$E_N = \int_f \frac{\pi}{4} \omega^2 \cdot r_o^4 \quad (60)$$

Dacă se determină viteza unghiulară din condiția (48), dar admitând și aici un turbion forțat se obține :

$$v_t = \omega r_o = v_i \left( \frac{r_c}{r_o} \right)^n \quad \text{sau} \quad \omega = v_i \frac{r_c^n}{r_o^{n-1}} \quad (61)$$

Deci energia aerului din nucleu devine :

$$E_N = \int_f \frac{\pi}{4} v_i^2 r_c^{2n} r_o^{2(1-n)} \quad (62)$$

Energia totală va fi :

$$E = \frac{\pi}{4} \int_f v_i^2 r_c^{2n} \left[ \frac{2}{1-n} r_c^{2(1-n)} - \frac{1+n}{1-n} r_o^{2(1-n)} \right] \quad (63)$$

Ecuatia (63) exprimă energia aerului din focar în cazul turbionului forțat, iar ecuația (50) exprimă aceeași energie în cazul turbionului liber. Egalând cele două energii se obține :

$$\begin{aligned} \int \rho_f v_1^2 r_c^2 \left( \ln \frac{r_c}{r_0} + 0,25 \right) &= \frac{\int}{4} \rho_f v_1^2 r_c^{2n} \left[ \frac{2}{1-n} r_c^{2(1-n)} - \right. \\ &\left. - \frac{1+n}{1-n} r_0^{2(1-n)} \right] \\ \ln \frac{r_c}{r_0} + 0,25 &= 0,25 r_c^{2(n-1)} \left[ \frac{2}{1-n} r_c^{2(1-n)} - \right. \\ &\left. - \frac{1+n}{1-n} r_0^{2(1-n)} \right] \end{aligned} \quad (64)$$

Dacă se dau lui  $n$  diferite valori subunitare, trebuie să rezultă diferite valori pentru  $r_0$ , mai mari decât cele rezultate din condiția (54)

Ex.  $n = 0,5$

$$\begin{aligned} \ln \frac{r_c}{r_0} + 0,25 &= 0,25 r_c^{-1} \left[ \frac{2}{0,5} r_c - \frac{1,5}{0,5} r_0 \right] \\ \frac{\ln \frac{r_c}{r_0}}{1 - \frac{r_0}{r_c}} &= 0,75 \end{aligned} \quad (65)$$

Ecuatia (65) nu are soluții, ceea ce înseamnă că cele 2 repartiții ale vitezelor tangențiale nu pot fi realizate la aceeași valoare a razei  $r_0$  (fig. V.15).

Dacă în ecuația (63) se introduce valoarea lui  $r_0$  funcție de  $r_c$  din relația (54) se obține :

$$E = \frac{\int}{4} \rho_f v_1^2 r_c^{2n} \left[ \frac{2}{1-n} r_c^{2(1-n)} - \frac{1+n}{1-n} \frac{r_c^{2(1-n)}}{\frac{1-n}{2}} \right]$$

$$E' = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \rho_f v_1^2 r_c^2 \left[ \frac{2}{1-n} - \frac{1+n}{1-n} \cdot e^{\frac{n-1}{2}} \right] \quad (66)$$

Relația (66) exprimă energia aerului în ciclon respectînd condiția de realizare a turbionului liber, deci raza  $r_0$ . Dacă totuși se realizează un turbion forțat cu  $n < 1$ , energia aerului va fi mai mică în raportul  $E'/E$ .

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{\sqrt{\pi}}{4} \rho_f v_1^2 r_c^2 \left[ \frac{2}{1-n} - \frac{1+n}{1-n} \cdot e^{\frac{n-1}{2}} \right]}{\sqrt{\pi} \rho_f v_1^2 r_c^2 \left( \ln \frac{r_c}{r_0} + 0,25 \right)} = \frac{\frac{2}{1-n} - \frac{1+n}{1-n} \cdot e^{\frac{n-1}{2}}}{4 \cdot 0,5} \quad (67)$$

Exemplu :  $n = 0,5$

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{2}{0,5} - \frac{1,5}{0,5} \cdot e^{-0,25}}{2} = 0,8325$$

Rezultă că în situația  $n < 1$  (turbion forțat), energia la introducere este mai mică, păstrînd aceeași rază  $r_0$ . Păstrînd aceeași viteză de insuflare în ambele cazuri, înseamnă că în cazul  $E'$  se reduce debitul de aerul insuflat, ceea ce practic înseamnă micșorarea ferestrelor de insuflare. Dacă se reduce viteza  $v_1$ , ea nu mai poate fi simplificată în ecuația (67).

Raportul  $E'/E$  pentru diferite valori  $n$  este dat în tabelul 12.

n	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
$E'/E$	0,8325	0,869	0,895	0,9276	0,9635	1



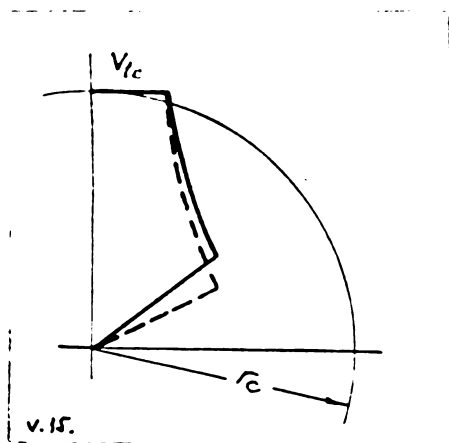


Fig.V.15.

Dacă în relația (67) se consideră că viteza de insuflare  $v_1$  nu este aceeași în cele două cazuri, și anume la  $n < 1$  avem  $v_1'$  și păstrînd aceeași energie de insuflare, deci  $E'/E = 1$ , rezultă :

$$\frac{v_1}{v_1'} = \sqrt{\frac{\frac{2}{1-n} - \frac{1+n}{1-n} \cdot \frac{n-1}{2}}{2}} \quad (68)$$

În tab. V.13. sînt date valorile raportului  $\frac{v_1}{v_1'} = f(n)$

n	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
$v_1/v_1'$	0,912	0,932	0,946	0,969	0,981	1

Dacă energia la insuflare este aceeași în cele două situații, va trebui ca în cazul turbionului forțat ( $n < 1$ ), viteza de insuflare să fie mai mare, în raportul arătat în tab. 13.

#### V.9.2. Influența temperaturii gazelor din ciclon asupra repartiției vitezelor tangențiale

În cazul funcționării în regim neizotermic al ciclonului, aerul secundar este insuflat la o temperatură relativ joasă (temperatura de preîncălzire)  $t_1$ . În focar, datorită procesului de ardere, gazele de ardere au o temperatură  $t_f > t_1$ , temperatură ce influențează densitatea fluidului din focar,

. Dacă se admite o comportare a fluidului ca și un gaz perfect, se poate considera relația :

$$\rho_f = \rho_i \frac{T_1}{T_f} ; \quad \rho_f < \rho_i \quad (69)$$

Dacă ne referim la relația (52), care exprimă masa de fluid cuprinsă în focar, vedem că în regim neizotermic aceasta este mai mică (vezi relația (69)). Energia fluidului din focar scade deci conform ecuația (63), exprimată pentru

un turbion forțat, în raportul în care scade densitatea  $\rho_f$ , dacă exponentul  $n$  rămâne același (celelalte mărimi sînt constante pentru un ciclon dat și  $v_1 = \text{constant}$ ).

Tinînd cont însă că energia de insuflare rămîne aceeași indiferent dacă în ciclon se degajă căldură sau nu, înseamnă că energia  $E$  va fi aceeași în ambele situații. Mărimea care se schimbă este exponentul  $n$ . Aplicînd relația pentru cele 2 cazuri, se obține :

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \frac{r_c^{2n'} \left[ \frac{2}{1-n'} r_c^{2(1-n')} - \frac{1+n'}{1-n'} r_o^{2(1-n')} \right]}{r_c^{2n} \left[ \frac{2}{1-n} r_c^{2(1-n)} - \frac{1+n}{1-n} r_o^{2(1-n)} \right]} = \frac{A'}{A} \quad (70)$$

Dacă se face același raționament în cazul  $n = 1$ , deci dacă se realizează un turbion liber la funcționarea izotermică, la trecerea la un regim neizotermic pot fi luate în discuție următoarele ipoteze :

a) Se păstrează turbionul liber, dar vitezele  $v_{bc}$  (deci lîngă peretele focarului) sînt mai mari decît  $v_1$ .

b) Se schimbă raza  $r_o$  a zonei unde se separă nucleul de turbionul liber ( $r_o$  ar trebui să se micșoreze).

Ipotezele a) și b) sînt însă valabile și în cazul în care  $n < 1$  și deci vor influența variația exponentului  $n$ .

Pentru interpretarea ecuației (70) și compararea ei cu rezultate experimentale, în tabelul V.14 sînt cuprinse valorile  $A = f(n)$  luînd în calcul dimensiunile ciclonului experimentat de autor ( $r_c = 129 \text{ mm}$ ,  $r_o = 50 \text{ mm}$ ).

Tab. V.14

n	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,2	0,1
A	0,0472	0,0516	0,0575	0,0637	0,071	0,0347	0,0334

Dacă se compară valorile  $\rho_f/\rho_i$  din tabelul V.15 pentru  $t_f = 400$  °C, rezultă că pentru  $n = 0,1$ ,  $n'$  va fi aproape de 1, deci apare un turbion liber. Practic temperatura din focar nu influențează chiar atât de puternic valoarea vitezelor tangențiale.

Tab.V.15.

$t_f$ °C	400	600	800	1000	1200	1400
$\rho_f/\rho_i$	0,445	0,343	0,279	0,235	0,203	0,179

### V.10. Concluzii

1. Legea de repartiție a vitezelor tangențiale în focar depinde de raportul  $r_o/r_c$ , respectiv  $r_c/r_o$ .

În funcție de valoarea acestuia variază mărimea exponentului  $n$  și raportul vitezelor  $v_{tc}/v_1$ .

2. Legea de variație a vitezelor tangențiale este influențată de debitul de aer care traversează cicloul. Viteza de insuflare are o importanță mai mică în acest sens.

3. Pentru regimul neizotermic de funcționare, rezultă o creștere însemnată a exponentului  $n$ , și o scădere a razei de separare dintre cele două zone  $r_o$ , ambele modificări depinzând de temperatura din focar.



## Cap. VI. INSTALAȚIA EXPERIMENTALĂ

### VI.1. Ansamblul instalației

Instalația experimentală a fost concepută de autor și realizată în cadrul atelierului catedrei de Termotehnică și mașini termice a Institutului politehnic "Traian Vuia" din Timișoara. Schema generală este reprezentată în fig. VI.1.

Tunelul de flacără  $T_F$ , realizat tot de autor, în colaborare, în cadrul unor lucrări anterioare în domeniul arderii combustibililor lichizi [11], este compus din virole cilindrice confecționate din țevă de oțel  $\varnothing 1''$ , avînd diametrul interior de 860 mm și lungimea totală de 3600 mm. Virolele sînt răcite cu apă, avînd cîte o intrare și ieșire a acestora la fiecare a șasea spirală, permițînd astfel studiul schimbului de căldură de-a lungul axei tunelului. Prima porțiune a suprafeței interioare, în direcția de deplasare a gazelor este captușită cu șmotă, astfel micșorîndu-se schimbul de căldură între flacără și peretele tunelului calorimetric. Autorul nu a urmărit procesele ce au loc după ieșirea produselor arderii din ciclon, decît pe o porțiune foarte mică. Încărcarea termică a focarului, cît și ceilalți parametri au fost reglați astfel, încît procesul de ardere să se definitiveze în zona imediat următoare orificiului de ieșire. Regimurile de funcționare la care în tunel a apărut o flacără lungă sau o atmosferă netransparentă, care atestă prezența în cantități mari a nearselor, nu au fost luate în considerare. Porțiunea șmotată a tunelului a servit drept cameră de ardere secundară pentru ciclon. Orificiile de observare, practicate în peretele tunelului de-a lungul generatoarei, la o distanță între ele de 204 mm, au permis o foarte bună observare vizuală a zonei imediat următoare ciclonului cît și posibilitatea de extragere a probelor de gaz în vederea determinării compoziției acestora.

Ansamblul existent al tunelului de flacără a cuprins și o parte din instalația de alimentare cu combustibil lichid.

Focarul ciclon și instalațiile anexe au fost montate pe tunelul existent, astfel fiind rezolvată problema evacuării energiei termice conținute în produsele arderii din ciclon cît și evacuarea acestora în atmosferă în condiții corespunzătoare.

Standul experimental realizat de autor se compune din următoarele părți principale :

1. focarul ciclon experimental
2. instalația de alimentare cu aer
3. instalația de alimentare cu combustibil
4. instalația de răcire cu apă
5. aparatele de măsură

În fig. VI.2. - VI.5. este reprezentat standul experimental (fotografii).

### VI.2. Focarul ciclon

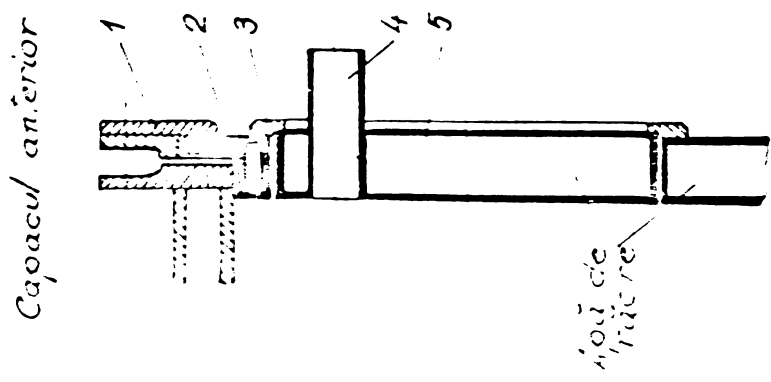
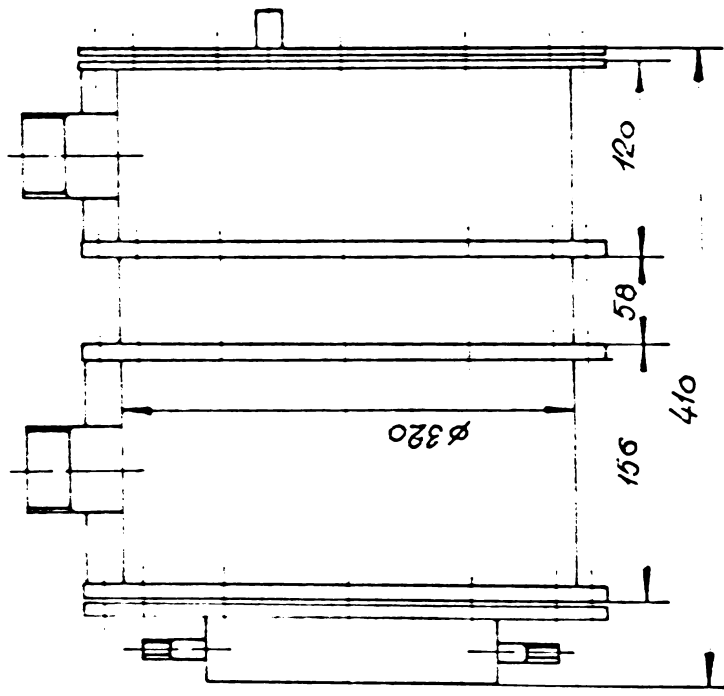
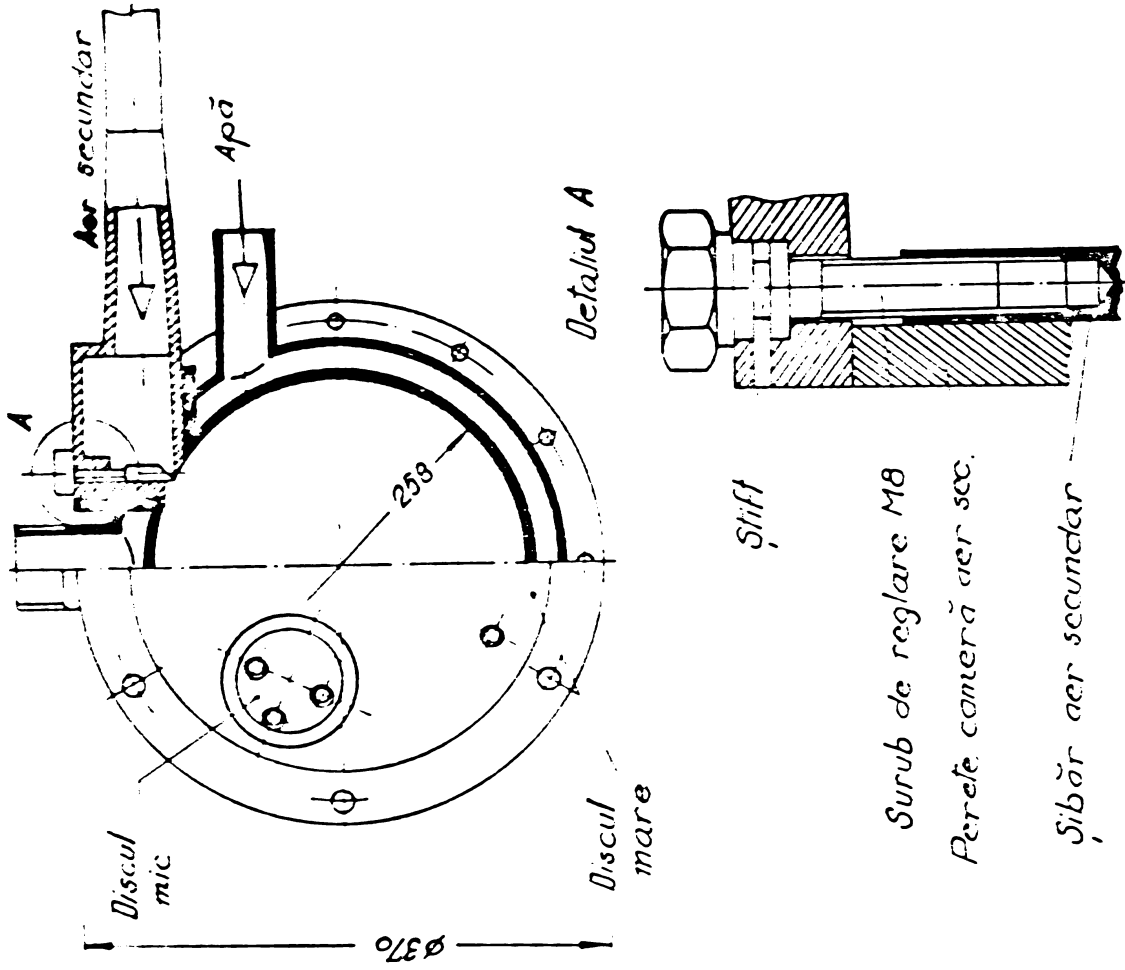
Ciclonul experimental este reprezentat în fig. VI.6. El a fost conceput și realizat în ideea unui focar necăptușit, deci cu pereți reci, ținând seama de dificultățile semnalate în legătură cu durabilitatea cătușelii. Forma constructivă a rezultat din concluziile autorului pe baza lucrărilor experimentale din acest domeniu, prezentate în cap. IV, și se caracterizează prin :

- forma cilindrică a focarului, cu funduri plane
- înlocuirea ajutorului de ieșire cu un orificiu simplu, cu diferite valori  $d_e/D_c$
- introducerea tangențială a combustibilului cu posibilitatea de reglare a poziției axei injectorului față de direcția radială a focarului cât și a locului de injectare față de poziția ajutorilor aerului secundar.
- introducerea aerului secundar pe toată lungimea focarului cu posibilitatea de reglare individuală a debitului, a secțiunii de intrare și a vitezei aerului pe 5 ajutaje.
- lungimea focarului a fost admisă pe baza raportului  $L_c/D_c = 1,25$ .

Diametrul relativ redus al ciclonului  $D_c = 258$  mm a rezultat din posibilitățile care au stat la dispoziția autorului privind atât realizarea parametrilor aerului și combustibililor necesari regimurilor de funcționare cât și a materialelor disponibile pentru realizarea acestuia în forma sa destul de complicată. De fapt calculele preliminare efectuate pe baza valorilor încălcării termice volumice a focarelor descrise în literatură, au condus la acest volum al focarului experimental, valori care nu au putut fi realizate practic în cadrul încercărilor experimentale.

Partea cilindrică a focarului este compusă din 3 virole cu





1. Inelul de fixare al discului mare
2. Discul mare
3. Inelul de fixare al discului mic
4. Orificiul sondei
5. Discul mic

- Știft
- Șurub de reglare M8
- Peretele camerei aer sec.
- Șibăr aer secundar

Fig. VI.6. Coacul ciclou



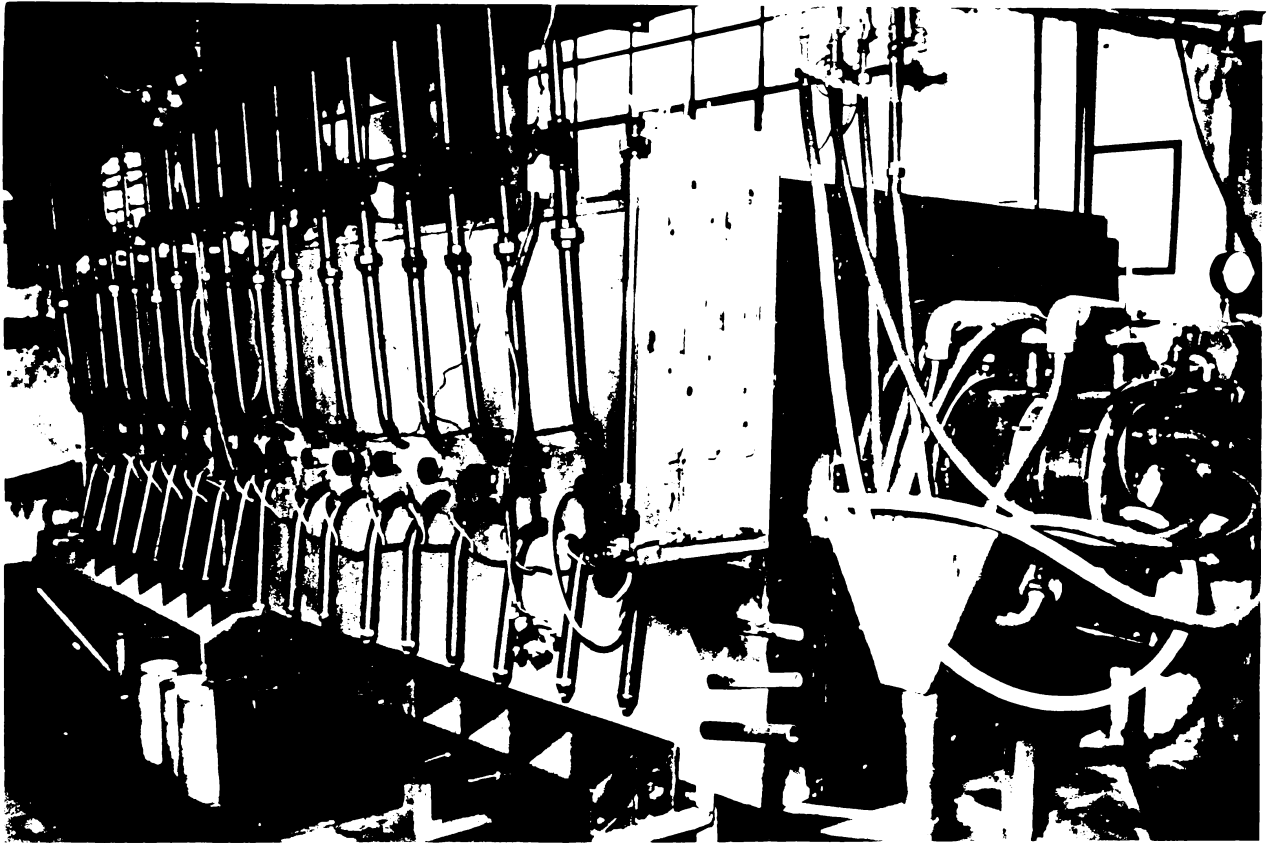


Figure 1. The apparatus used for the study.



Figure 2. The apparatus used for the study.

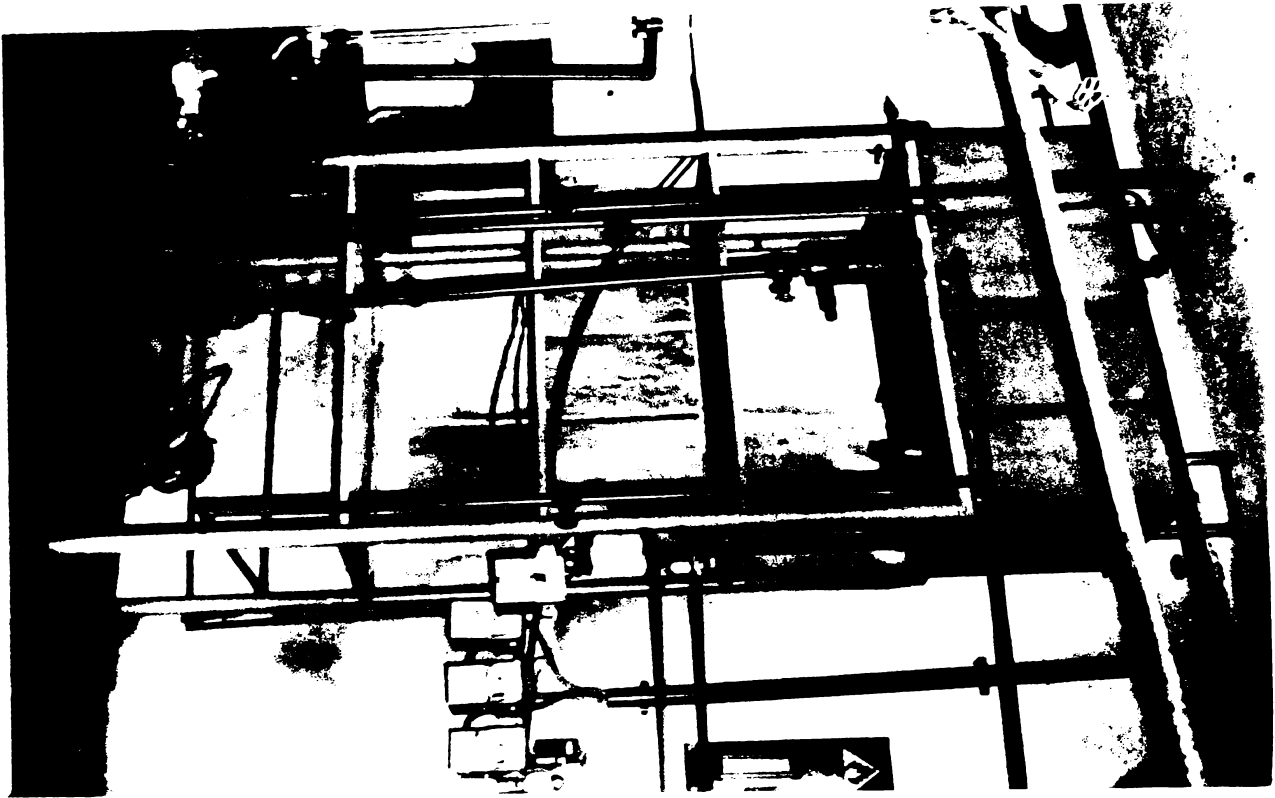


Fig. 1. Line wire cu combustibil

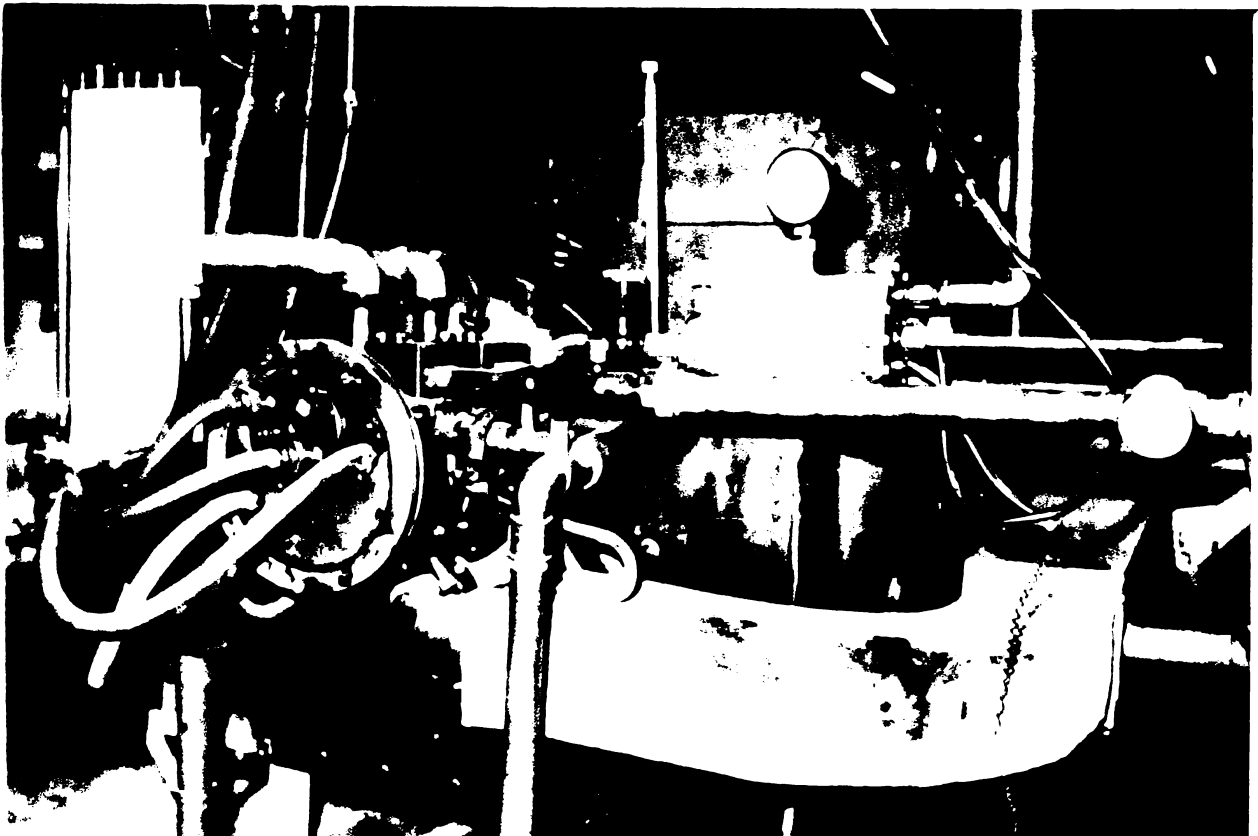


Fig. 2. Mașină cu abur

pereți dubli, răcite cu apă. Aceste compartimente separate de răcire permit măsurarea schimbului de căldură între flacără și pereții focarului pe zone ale focarului care diferă între ele privind procesul de ardere, lucru care s-a dovedit a fi foarte interesant cu ocazia efectuării măsurătorilor.

Virola de lângă capacul anterior cuprinde 2, iar cea de lângă capacul posterior cuprinde 3 ferestre de insuflare a aerului secundar. În dreptul acestor ferestre sînt montate camerele de aer prevăzute cu șibere pentru modificarea secțiunii de intrare. Prin rotirea piulițelor, cu poziție fixă în capul camerei, se modifică înălțimea  $h$  a ferestrelor de insuflare. Cunoșcînd pasul filetului de 1,25 mm, se poate cunoaște valoarea lui  $h$  pentru orice poziție a piulițelor. Reglarea se poate face în timpul funcționării. Secțiunea camerelor de aer este relativ mare în raport cu secțiunea de insuflare, pentru a nu influența direcția jetului de aer sub influența vitezelor de circulație din camerele de aer. Cele 2 virole amintite sînt prevăzute cu flanșe pentru fixarea capacelor și pentru fixarea buloanelor de strîngere axială în vederea realizării etanșeității spațiului de apă a virolei din mijloc, care nu este închisă la capete și care cuprinde injectorul de combustibil. Virolele sînt prevăzute cu racorduri pentru apa de răcire. Virola din mijloc poate fi rotită față de celelalte două împreună cu injectorul, în orice poziție, etanșeitățile fiind realizate cu sfoară de azbest introdusă în canale circulare, practicate în flanșele virolelor de capăt.

Capacul posterior este de asemenea răcit și fixat etanș de placa frontală a tuhelului de flacără. El cuprinde orificiul de evacuare a gazelor de ardere din ciclon.

Capacul anterior are o construcție mai complexă, el cuprinde orificiul de introducere în focar a aparatelor de măsură, astfel ca acest orificiu să se poată plasa în orice punct al secțiunii transversale a focarului. Pentru aceasta, capacul este format din două discuri : discul mare, care cuprinde pe cel de al doilea, de diametru mai mic, așezat excentric, cu posibilitate de rotire în jurul. Discul mare se poate roti la rîndul lui într-o flanșă fixă. Discul mic cuprinde orificiul amintit. Prin rotirea independentă a celor 2 discuri, fiecare în jurul axei proprii și prin introducerea unei sonde în focar la diferite adîncimi, orificiul sondei poate ocupa orice poziție din volumul focarului. Manevra se poate executa ușor în timpul funcționării păstrîndu-se etanșeitățile focarului. Pentru determinarea poziției

axei orificiului, deci a punctului mobil față de axa focarului, capacului i-a fost atașat un cadru metalic, ce a constituit un sistem de coordonate în care s-au putut citi mărimile  $x$  și  $y$  care au determinat poziția relativă a punctului mobil și din care rezultă raza pe care se află orificiul sondei în raport cu centrul cicloului.

Ambele discuri au fost răcite cu apă, având raporduri flexibile la sursa de apă și la scurgere.

Injectorul de combustibil a fost conceput pentru a corespunde condițiilor de funcționare în ciclou. Pentru realizarea unei pulverizări fine a combustibilului (având în vedere diametrul mic al cicloului și considerațiile expuse în cap. V), s-a realizat o pulverizare mecanică a acestuia. Corpul injectorului (fig. VI.7) a fost executat sub forma unui disc, prevăzut lateral cu 2 fusuri. Astfel s-a asigurat o etanșeitate perfectă pentru orice poziție a axei injectorului față de direcția radială a focarului prin rotirea discului în jurul fusurilor. Trebuie observat că orice neetanșeitate, mai ales în zona periferică a focarului, are ca urmare ieșirea fl.ării în exterior din cauza suprapresiunii în ciclou, lucru care în scurt timp crează o atmosferă de fum în laborator).

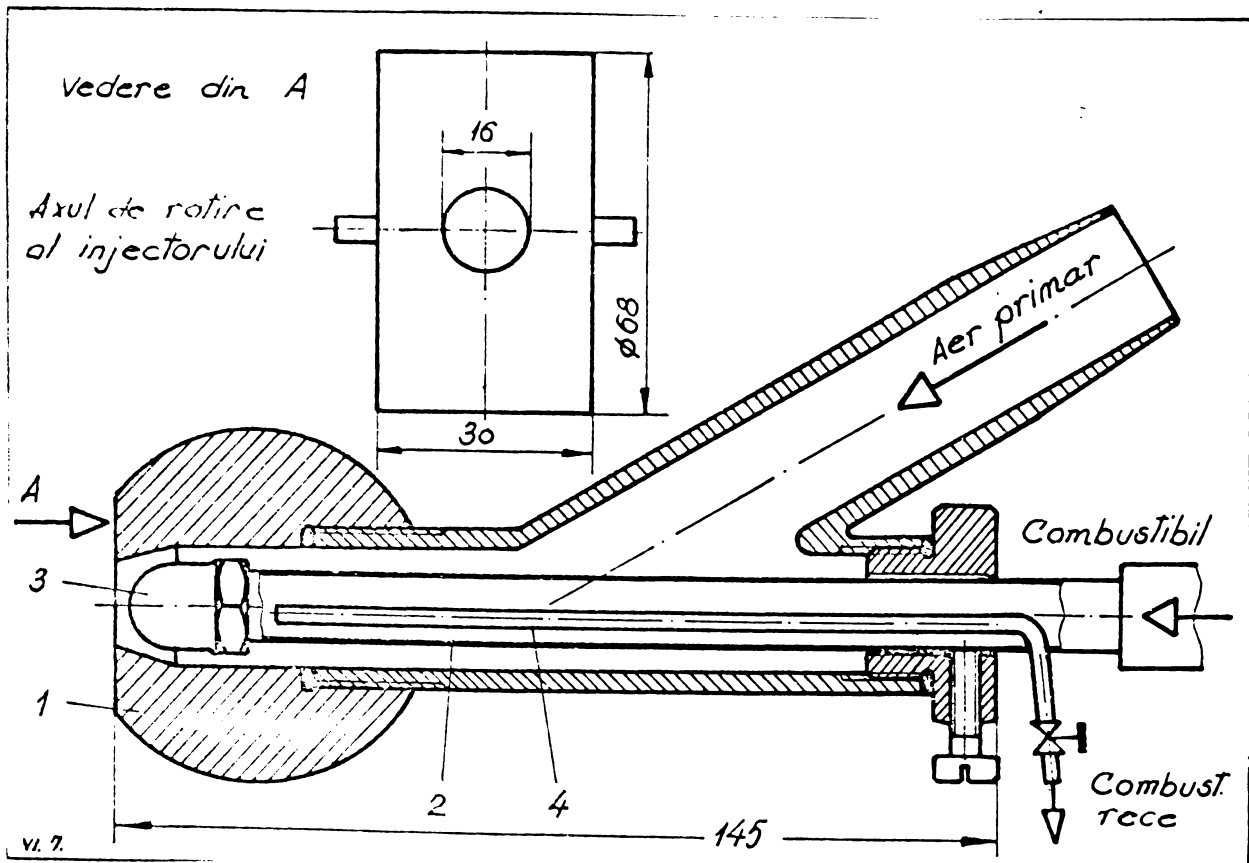


Fig.VI.7. Injectorul de combustibil

Prin deplasarea axială a conductei de combustibil (2), s-a putut regla secțiunea de intrare a aerului primar. Trebuie arătat că debitul de aer primar a fost destul de mare (vezi cap. VII), rezultat din necesitatea de protejare a injectorului. La debite mici de aer, s-au observat depuneri de cocs pe duza de pulverizare (3) și uneori chiar obturarea orificiului de ieșire a combustibilului. Duzele de pulverizare folosite au fost de producție "Danfoss", cu diametrul orificiului între 0,16 și 0,2 mm de formă conică. Canal are în interior o piesă de turbionare cu canale tangențiale.

Teava interioară (4) a permis evacuarea combustibilului "rece" înainte de aprinderea focului.

### VI.3. Instalația de alimentare cu aer

Aerul necesar arderii a fost asigurat de un ventilator centrifugal V.C. (fig. VI.1). La refulare a fost montată o conductă prevăzută cu o diafragmă dublă pentru măsurarea debitului. Diafragme a fost în prealabil etalonată cu ajutorul unor rotametre pentru aer, legate în paralel în funcție de mărimea debitului. În continuare a fost montat preîncălzitorul de aer P.A.G. în contracurent, folosind pentru aceste gaze de ardere aspirate din tunelul de flacără, cu ajutorul ventilatorului V-G. A urmat un preîncălzitor de aer electric, de unde aerul a intrat în distribuitorul D. De aici au fost alimentate cele 2 conducte racordate la camerele aerului secundar ale cicloului. În imediata apropiere a camerelor au fost montate termometre din sticlă cu mercur pentru măsurarea temperaturii. Aerul primar a fost luat din preîncălzitorul P.A.G., debitul acestuia s-a măsurat cu ajutorul unui rotametrului. Conducta de racord la injector a fost flexibilă pentru a permite schimbarea poziției injectorului. Presiunea diferențială la diafragmă a fost măsurată cu ajutorul unui micromanometru, adus lângă robinetul de reglare a debitului în vederea unei manevrări ușoare a acestuia, pe baza curbei de etalonare a diafragmei.

### VI.4. Alimentarea cu combustibil

În rezervorul de zăcă, combustibilul a fost preîncălzit cu ajutorul unor plonjoare electrice la temperatura de

90 °C, aceasta fiind menținută constantă cu ajutorul unui termometru cu contact electric. De aici combustibilul a trecut printr-un filtru dublu F și apoi a intrat în pompa cu roți dințate P, care a asigurat presiunea necesară pulverizării mecanice. Reglarea presiunii la valoarea dorită s-a realizat cu ajutorul robinetului  $r_1$ , de pe conducta de alimentare a injectorului și a robinetului  $r_2$  de pe conducta de by-pass. Prin recircularea puternică a combustibilului prin rezervor s-a putut evita stratificarea acestuia și deci variația în timp a caracteristicilor combustibilului ajuns la injector. Contorul C a permis controlul debitului, în recipientul de combustibil  $R_1$ , cu capacitatea de  $\sim 2$  l, s-a asigurat încălzirea și menținerea temperaturii combustibilului la o temperatură exactă, foarte importantă pentru asigurarea unui debit constant la injector (în funcție de vâscozitate). Pentru aceasta a fost montat pe conducta de combustibil care a legat injectorul de recipientul  $R_1$ , un termometru cu contact care a comandat încălzitorul electric al recipientului  $R_1$ . Tot acolo s-a fost montat un termometru de control și un manometru.

Determinarea debitului de combustibil s-a făcut în felul următor : cu injectorul demontat, s-a captat combustibilul pulverizat într-un vas, cronometrând timpul și cântărind cantitatea de combustibil. Concomitent s-a urmărit indicația contorului C. Această operație s-a executat la diferite presiuni ale combustibilului păstrând constantă temperatura. În timpul funcționării cicloului verificarea debitului, reglat pe baza presiunii manometrului s-a făcut cu ajutorul contorului C. Verificările efectuate la interval de câteva zile au confirmat exactitatea metodei. Asemenea verificări s-au efectuat și după o nouă încărcare a rezervorului de zi.

Măsurile luate pentru determinarea exactă atât a debitului de combustibil cât și a celui de aer au fost necesare, deoarece pe baza celor 2 mărimi s-a determinat excedentul de aer  $\lambda$ , respectiv în majoritatea regimurilor s-a asigurat astfel  $\lambda = 1$ .

#### VI.5. Instalația de răcire cu apă

În descrierile anterioare s-a arătat că atât tunelul de flacără cât și cicloul au fost răcite cu apă. În afară de acestea au fost alimentate cu apă de răcire sondele utilizate în cadrul măsurătorilor. Apa de răcire a fost luată din rețea, cu posibilitatea de reglare a debitelor pe circuite. Determinarea debitu-

lui de apă, acolo unde s-a urmărit căldura evacuată prin sistemul de răcire, s-a făcut prin cântărire. Pentru a nu introduce erori prea mari prin răcirea apei (măsurarea temperaturii apei s-a făcut în vasele de captare), temperatura la ieșire a fost limitată la  $40^{\circ}\text{C}$ , reglând în mod corespunzător debitul. Temperatura apei la intrare a fost măsurată în distribuitorul general.

#### VI.6. aparatele de măsură

Sonda aerodinamică. Câmpul aerodinamic în focar a fost determinat pe baza presiunilor totale și statice măsurate cu ajutorul unei sonde cu trei orificii, răcită cu apă, reprezentată în fig. VI.8. Modul de circulație a apei prin sondă rezultă din desen. Sonda a fost concepută de autor și realizată în cadrul atelierului catedrei de Termotehnică și mașini termice. Etanșarea între țevile interioare și cămașa sondei s-a efectuat prin umplerea completă prin sudare cu material de adaos a găurilor practicate în pereții ambelor țevi. Orificiile de măsurare s-au executat apoi direct în sudură. Pentru a putea compara rezultatele între ele, cu aceeași sondă au fost efectuate măsurătorile în regimurile izotermice și neizotermice.

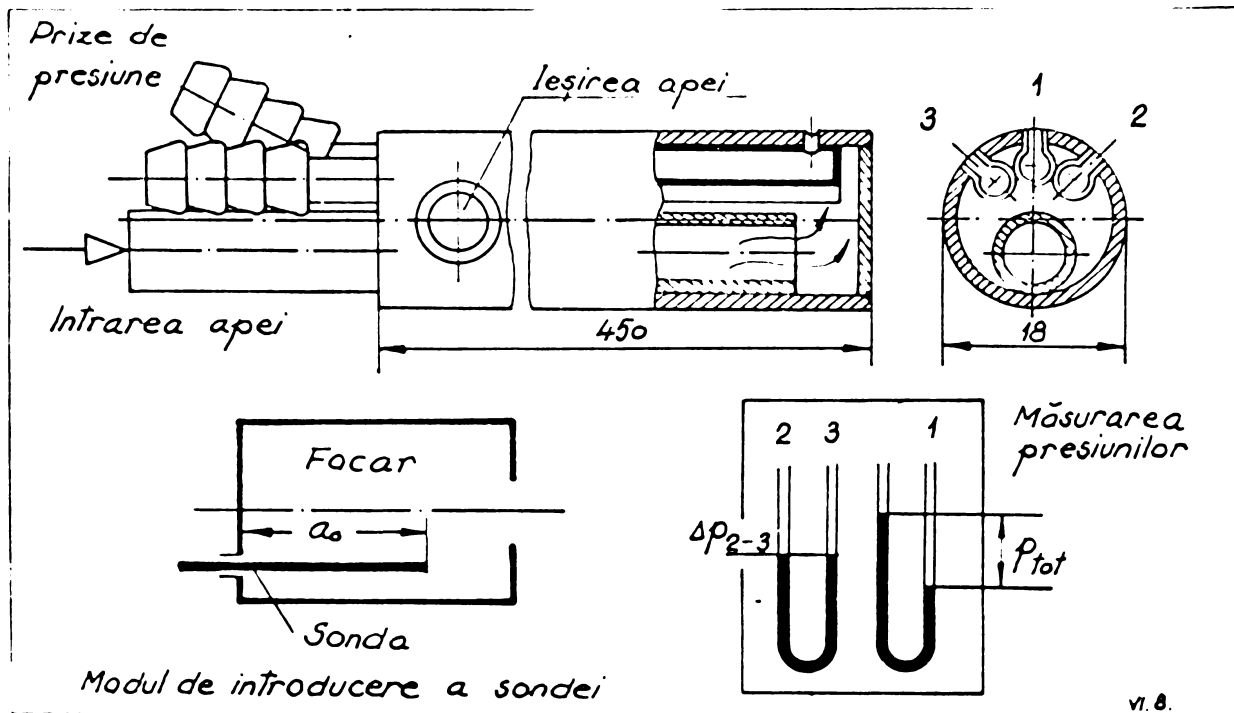


Fig.VI.8. Sonda aerodinamică.

Prin introducerea axială a sondei în focar, la diferite adâncimi  $a_0$ , au putut fi explorate diferite secțiuni trans-

versale ale focarului. Pentru aceasta, pe cămașa sondei au fost practicate semne la distanțele respective. Sonda a putut ocupa orice poziție în planul transversal al focarului, datorită construcției speciale a capacului anterior al focarului, care a fost descris în paragraful VI.2. Orificiul (1) al sondei a comunicat cu un manometru cu apă, cu ajutorul căruia s-a măsurat presiunea totală a fluidului din focar, respectiv presiunea statică după rotirea sondei cu  $90^\circ$ , față de poziția de măsurare a presiunii totale. Pentru aceasta la orificiul de introducere a sondei a fost atașat un raportor. Direcția orificiului (1) a fost stabilită cu ajutorul indicației orificiilor (2) și (3), legate diferențial la un manometru cu apă și care indicau presiunea 0 atunci când orificiul (1) a fost orientat în direcția curentului. Orificiul practicat în capacul rotativ al cicloului, prin care s-a introdus sonda în focar, a avut un ghidaj destul de lung, astfel încât a fost asigurată coaxialitatea dintre sondă și focar.

Aparate pentru analiza gazelor de ardere. Probele de gaz pentru analiză au fost extrase din zona orificiului de ieșire al focarului. Pentru aceasta au fost folosite două sonde răcite. Una din ele a fost introdusă în focar prin orificiul practicat în capacul anterior, cu ajutorul ei s-au extras probele chiar în secțiunea orificiului de ieșire sau în zona imediat următoare. Cea de a doua sondă s-a introdus prin unul din orificiile din cămașa tunelului de flacără și care a aspirat probele la o distanță de 250 mm de la orificiul de ieșire.

Pentru fiecare regim au fost recoltate 10 probe, păstrate în flacoane de sticlă. Analiza gazului s-a făcut la aparatul orsat imediat după recoltarea celor 10 probe.



## Cap. VII. REZULTATE EXPERIMENTALE

### VII.1. Aerodinamica focarului

#### VII.1.1. Efectuarea măsurătorilor

În cadrul acestui capitol sînt expuse cercetările experimentale ale autorului asupra repartiției vitezelor tangențiale în cameră, în regim izotermic și neizotermic, pentru a vedea modificările care apar din cauza variației de temperatură în condițiile arderii combustibilului, față de regimul izotermic, să stabilească principalii factori care determină câmpul acestor viteze și să găsească o legătură între câmpul aerodinamic și procesul de ardere în focar. Pentru aceasta s-au modificat viteza aerului secundar  $w_2$  și repartiția acestuia de-a lungul generatoarei, debitul de aer  $L$ ; odată cu aceștia s-a modificat secțiunea de intrare a aerului secundar  $F_1$ , și s-a modificat diametrul orificiului de ieșire  $d_e$ , respectiv raportul  $d_e/D_c$ .

Măsurătorile au fost efectuate cu o sondă pneumatică cu trei orificii, răcită cu apă, care a permis stabilirea direcției vitezei fluidului în secțiunea transversală a camerei și măsurarea presiunii totale și statice în orice punct al focarului, prin rotirea sondei cu  $90^\circ$  în jurul axei proprii. Prin acest procedeu s-a înregistrat o eroare de măsurare, prin faptul că cele două presiuni s-au măsurat în puncte diferite ale focarului, distanța dintre ele fiind egală cu raza sondei, care a fost de 9 mm. Din această cauză, în zona centrală, unde gradientul presiunilor statice a fost mai mare (mai ales în regimurile neizotermice), măsurătorile nu au fost concludente și de aceea nu au fost interpretate. În afară de aceasta, datorită construcției sondei cu numai trei orificii cît și prin modul axial de introducere în focar, nu s-a putut determina componenta axială a vitezei, fapt care a influențat de asemenea precizia măsurătorilor, mai ales în centru și în zona de evacuare, unde vitezele axiale sînt mai mari.

Efectuarea măsurătorilor în aceleași condiții pentru toate regimurile a reprodus aceleași erori de măsurare, deci, compararea între ele a rezultatelor nu falsifică cu nimic valabilitatea concluziilor, erorile afectînd pe m sursa lor valoarea numerică a măsurătorilor.

Măsurătorile au fost efectuate în 4 secțiuni transversale

ale canetei, și uate la următoarele distanțe  $a_0$  față de capacul anterior :

- $a_{01} = 10 \text{ mm}$  - în imediata apropiere a capacului anterior, în dreptul ajutorului nr. 5 al aerului secundar
- $a_{02} = 75 \text{ mm}$  - la mijlocul ajutorului nr. 4
- $a_{03} = 180 \text{ mm}$  - în dreptul secțiunii de intrare a combustibilului (în secțiunea de amplasare a injectorului)
- $a_{04} = 265 \text{ mm}$  - între ajutorul nr. 1 și nr. 2 ale aerului secundar, în apropierea orificiului de ieșire.

Se vede că cele patru secțiuni cercetate sînt foarte diferite din punct de vedere al procesului ce se desfășoară în zonele respective ale focarului ciclon.

Rezultatele prezentate și interpretate în cadrul acestui capitol corespund unei secțiuni longitudinale ale focarului pentru care aer l secundar a parcurs aproape o rotație de la locul de insuflare. În această secțiune, cîmpul vitezelor prezintă cea mai mare simetrie și omogenizare în direcție axială. Măsurătorile efectuate în secțiuni longitudinale mai apropiate de locul de insuflare, au arătat asimetrii mult mai mari, purtînd amprnta caracteristicilor de la insuflare și sînt mai puțin interesante pentru ceea ce autorul urmărește de fapt.

În regimul de funcționare la cald, deci în condiții de ardere, s-a asigurat cantitatea stoichiometrică de aer, temperatura acestuia s-a menținut constantă. În regim izotermic s-a menținut același debit de aer la temperatura ambiantă. Din cauza diferenței de temperatură, apar și mici diferențe ale vitezelor de insuflare în cele două regimuri comparate.

Calculul vitezei tangențiale s-a făcut pe baza relației :

$$w_t = \sqrt{\frac{2}{\rho} p_d} \quad [\text{m/s}] \quad (\text{VII.1}) \quad ($$

în care :  $p_d$  - presiunea dinamică, măsurată diferențial la un micromanometru cu amplificare 10/1, în mmCA și transformată în  $\text{N/m}^2$

$\rho$  - densitatea fluidului din ciclon  $[\text{kg/m}^3]$

pentru regimul "cald" s-a calculat cu  $\rho = 0,24 \text{ kg/m}^3$ , pentru care rezultă expresia de calcul :

$$w_{tE} = 9,04 \sqrt{p_d} \quad [\text{m/s}] \quad (\text{VII.2})$$

iar pentru regimul izotermic  $\rho = 1,2 \text{ [kg/m}^3]$  rezultă :

$$w_{t \text{ iz}} = 4,04 \sqrt{p_d} \quad [\text{m/s}] \quad (\text{VII.3})$$

În regim neizotermic vor apărea erori de calcul datorită faptului că densitatea  $\rho$ , care intră în expresia de calcul a vitezei, variază în focar în funcție de temperatura din zona respectivă a focarului. În regim izotermic aceste erori nu apar.

### VII.1.2. Rezultate experimentale

Regimul 1. Regim neizotermic, deci în condițiile arderii combustibilului cu caracteristicile geometrice :  $d_e = 100 \text{ mm}$ ,  $d_e/D_c = 0,3875$ .

și cu deschiderea egală a ajutărilor aerului secundar :

$$h_1 = h_2 = h_3 = h_4 = h_5 = 2,5 \text{ mm} ; \quad F_1 = 5,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

Caracteristici de regim :

aer primar  $L' = 0,0075 \text{ kg/s}$  (28 %)

aer secundar  $L'' = 0,019 \text{ kg/s}$  (72 %)

aer total  $L = 0,0265 \text{ kg/s}$

Debitul de combustibil  $B = 1,95 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$

Viteza aerului secundar  $w_2 = 36,8 \text{ m/s}$ , la temperatura aerului de  $85^\circ \text{C}$ .

Observațiile vizuale din timpul arderii : în focar flacăra are culoarea galbenă, la orificiul de ieșire apar flăcări de culoare roșie, atmosfera este netransparentă, cu fum. Regimul nu este staționar, apar depuneri de combustibil neevaporat pe pereții camerei, care se aprind intermitent.

În tabelul VII.1 sînt prezentate rezultatele măsurătorilor efectuate în regimul 1, cît și valorile calculate ale vitezelor tangențiale.

Regimul 2. Regim izotermic, fără ardere, Caracteristicile geometrice sînt aceleași ca și la regimul 1.

La același debit de aer  $L = 0,0265 \text{ kg/s}$  s-a realizat o viteză de însuflare  $w_2 = 30,2 \text{ m/s}$ , mai mică din cauza temperaturii mai scăzute a acestuia, de  $20^\circ \text{C}$ .

Rezultatele măsurătorilor și ale calculelor sînt prezentate în tab. II.2. În fig. VII.1 sînt reprezentate vitezele tangențiale pentru regimurile 1 și 2 în cele 4 secțiuni transversale ale camerei :  $a_{01}$ ,  $a_{02}$ ,  $a_{03}$  și  $a_{04}$ .

**Regimul 3. Regim neizotermic.** S-a procedat la deschiderea ferestrelor aerului secundar  $h_1 = h_2 = \dots = h_5 = 5 \text{ mm}$ ,  $F_1 = 10,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ .

Viteza de insuflare a scăzut la același debit de aer, la  $W_2 = 18,4 \text{ m/s}$ . Celelalte mărimi sînt neschimbate față de regimul 1.

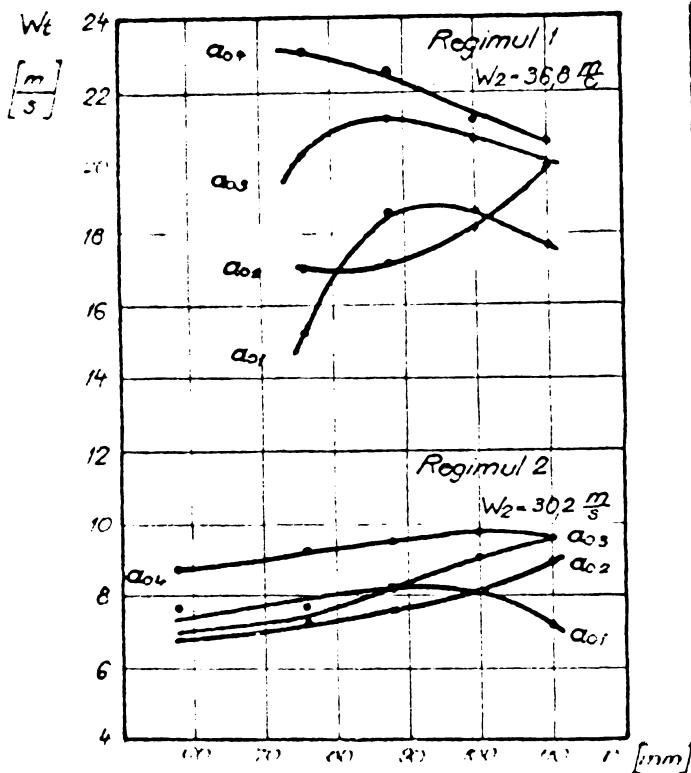


Fig. VII.1. Vitezele tangențiale în cameră. Regimurile 1 (neizotermic) și 2 (izotermic)

diferență a ajutărilor aerului secundar :  $h_1 = h_2 = 7,5 \text{ mm}$  (mai mult aer lângă capacul posterior, deci în zona de ieșire)  $h_3 = h_4 = h_5 = 3,75 \text{ mm}$ .

Conducta de alimentare cu aer fiind comună și presiunea egală pentru toate ajutățile, vitezele de intrare sînt egale, iar debitele se repartizează proporțional cu secțiunile. Astfel rezultă :  $W_2 = 17,5 \text{ m/s}$ ;  $F_1 = 11,03 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ ;  $L_{1-2}^i = 0,01085 \text{ kg/s}$ ;  $L_{3-5}^i = 0,00917 \text{ kg/s}$ .

Observații vizuale : În cameră flacăra este galbenă. La orificiul de ieșire apare o flacăra de culoare roșiatică, în camera secundară puțin fum.

Observații vizuale :

în cameră flacăra are o culoare mai deschisă. La orificiul de ieșire apare o flacăra mai luminoasă. În camera de ardere secundară nu apare fum, atmosfera este transparentă.

**Regimul 4. Izotermic.**

Caracteristicile geometrice sînt neschimbate față de regimul 3.

$W_2 = 15,1 \text{ m/s}$ .

În tabelul VII.3 sînt prezentate vitezele tangențiale pentru regimurile 3 și 4, fără să se mai indice valorile presiunilor măsurate.

În fig. VII.2 sînt reprezentate comparativ vitezele tangențiale pentru regimurile 3 și 4.

**Regimul 5. Neizotermic.**

S-a procedat la deschiderea

Raza de măsurare	a <sub>01</sub>		a <sub>02</sub>		a <sub>03</sub>		a <sub>04</sub>					
	P <sub>s</sub> mmCA	P <sub>d</sub> mmCA	W <sub>t</sub> m/s	P <sub>s</sub> mmCA	P <sub>d</sub> mmCA	W <sub>t</sub> m/s	P <sub>s</sub> mmCA	P <sub>d</sub> mmCA	W <sub>t</sub> m/s			
110	2,3	3,8	17,6	0,5	4,8	19,8	0,5	4,8	19,8	1,9	5,2	20,6
100	2,3	4,2	18,5	0,5	4,0	18,1	0	5,2	20,6	0,5	5,5	21,2
88	2,0	4,2	18,5	0,4	3,6	17,1	0	5,5	21,2	0	6,2	22,5
76	1,5	2,8	15,1	0,3	3,5	16,9	-0,2	5,0	20,2	-1,0	6,5	23

Tab.VII.1. Regimul 1 (neizotermic)

Obs. In zona centrală presiunea statică a variat foarte mult, chiar în același punct (-10, -12 mm CA). Presiunea dinamică este mică în raport cu cea statică și deci erorile sînt mari. Rezultatele nu au fost prezentate.

Tab. VII.2. Regimul 2 (izotermic)

110	2,6	3,1	7,1	0,6	4,8	8,85	0,3	5,5	9,5	1,6	5,6	9,55
100	1,7	3,9	8,0	1,1	3,9	8,0	0,9	4,9	8,95	1,0	5,7	9,65
88	1,4	4,1	8,2	0,8	3,4	7,45	0,7	4,0	8,1	0	5,4	9,4
76	1,2	3,5	7,6	0,6	3,1	7,12	0,7	3,1	7,12	-1,1	5,1	9,12
58	-0,2	3,5	7,6	0,2	2,8	6,75	0	2,9	6,87	-1,5	4,6	8,67

Obs. In regimul izotermic presiunile sînt mai stabile în zona centrală.

Tab.VII.3.

Regimul	Raza	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{03}$	$a_{04}$
3	110	16,4	18,5	16,9	19,4
	100	17,6	16,9	19,0	21,5
	88	17,0	16,0	19,1	22,0
	76	14,5	15,9	17,85	19,4
4	110	6,65	7,5	9,12	9,4
	100	7,12	7,1	8,65	9,65
	88	7,5	6,9	7,85	9,8
	76	7,35	6,75	7,35	9,56
	58	7,0	7,23	7,23	9,05

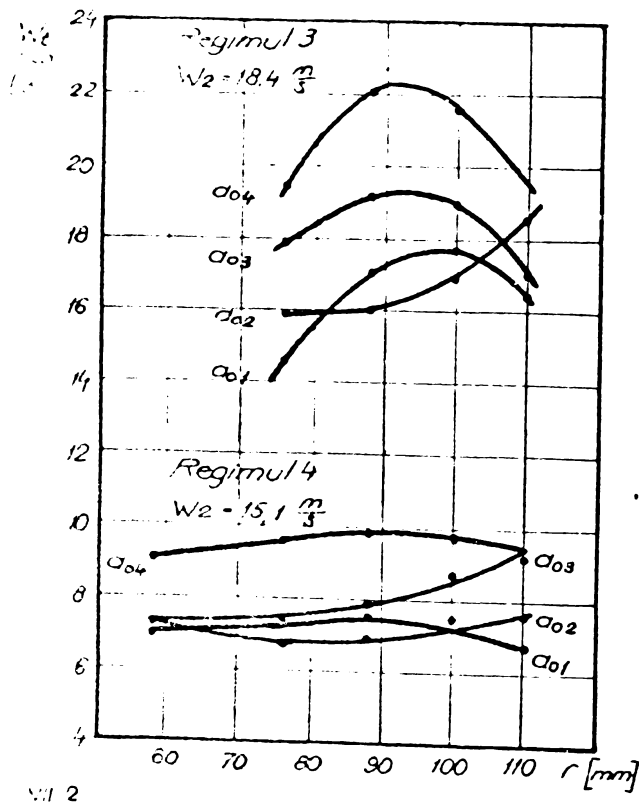


Fig.VII.2. vitezele tangențiale pe rază pentru regimurile 3 și 4.

Regimul 6. Neizotermic.

S-a modificat repartiția aerului pe generatoare.  $h_1 = h_2 = 3,75$  mm (mai puțin aer în spate);  $h_3 = h_4 = h_5 = 7,5$  mm.  $W_2 = 15,35$  m/s;  $F_1 = 12,6 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup>. Față de regimul 5 a crescut puțin secțiunea de intrare și a scăzut viteza de insuflare  $W_2$  (12 %).

## Observații vizuale :

În cameră flacăra devine roșiatică, la orificiul de ieșire flacăra este lungă, turbionarea este slabă. Predomină vitezele axiale.

Regimul 7. Neizotermic.

Deschidere mai mare a ferestrelor, repartiție uniformă pe generatoare.  $h_1 = h_2 = \dots = h_5 = 7,5$  mm;  $F_1 = 15,75 \cdot 10^{-4}$  m<sup>2</sup>;  $W_2 = 12,3$  m/s.

Observații vizuale : La orificiul de ieșire apare o flacără roșiatică, în camera secundară apare puțin fum (atmosfera puțin transparentă).

În tabelul VII.4 sînt date vitezele tangențiale pentru regimurile neizotermice 5, 6 și 7.

Tab.VII.4

Regimul	Raza	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{03}$	$a_{04}$
5	110	14	17,6	20,2	20,2
	100	16,4	15,4	18,5	20,4
	88	16,1	15	18,3	21,5
	76	15,15	15,5	18,3	22,3
6	110	15,1	17,85	15,65	18,75
	100	16,65	15,65	16,9	21,75
	88	15,7	15,7	17,4	22,15
	76	12,75	16,15	17,85	21,75
7	110	13,4	16,65	17,4	18,75
	100	15,4	14	16,4	18,75
	88	14,7	14	15,8	18,8
	76	13,4	14,55	15,4	19,4

În fig. III.3 sînt reprezentate vitezele tangențiale pentru regimurile neizotermice 1, 3, 5, 6 și 7, care diferă între ele prin viteza și repartiția aerului secundar. Celălalte mărimi au rămas neschimbate.

Regimurile 5 și 6 au fost reluate în condiții izotermice, din care au rezultat regimurile 8 și 9.

Regimul 8. Izotermic.  $h_1 = h_2 = 7$ , mm;  $h_3 = h_4 = h_5 = 3,75$  mm (identic cu reg. 5).  $w_2 = 14,4$  m/s

Regimul 9. Izotermic.  $h_1 = h_2 = 3,75$  mm;  $h_3 = h_4 = h_5 = 7,5$  mm (identic cu reg. 6).  $w_2 = 12,6$  m/s

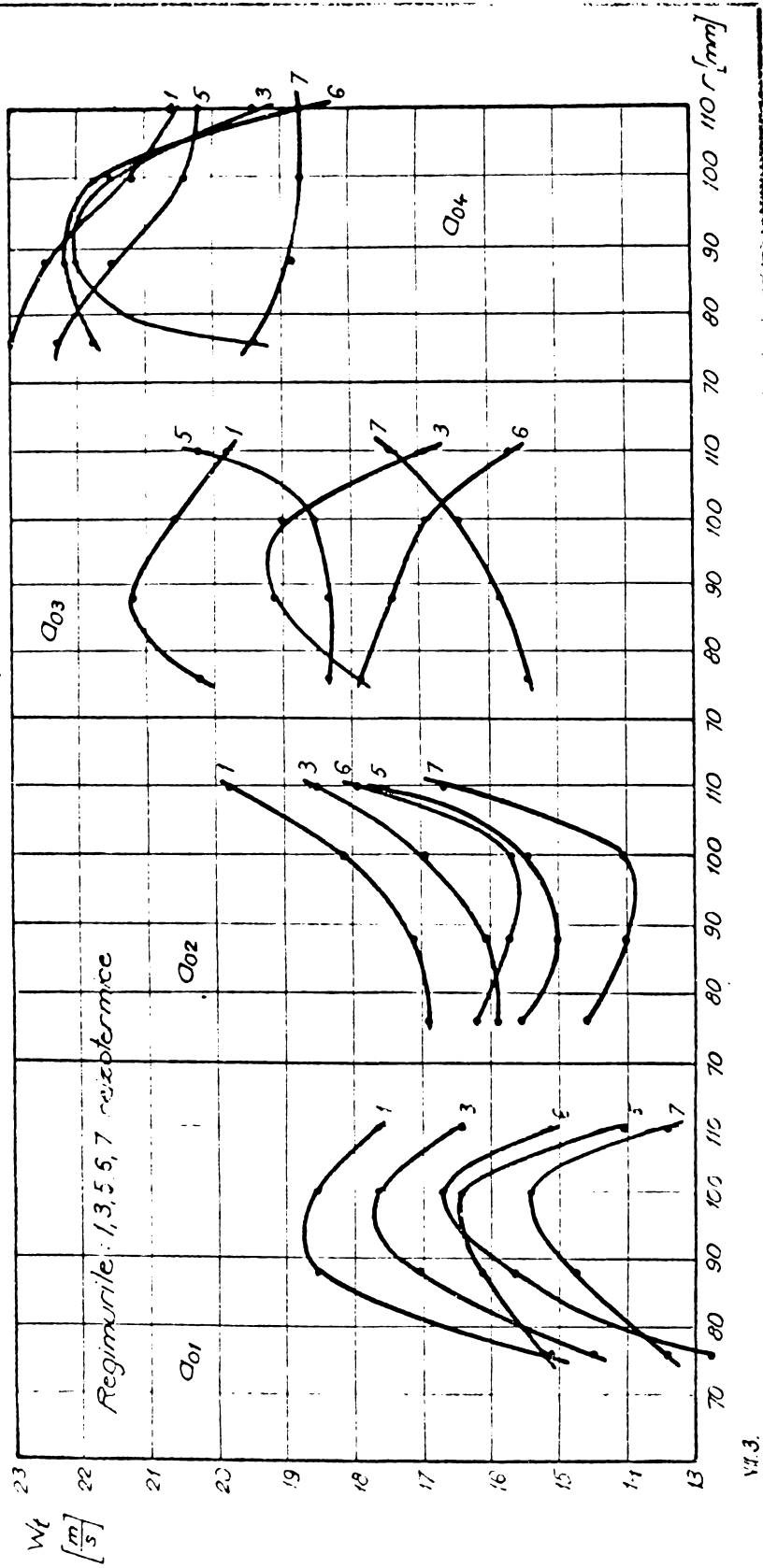


Fig. VII.3. Vitezele tangențiale pe rază pentru regimurile neizotermice 1, 3, 5, 6 și 7.



**Regimul 10.** Pentru a studia influența debitului de aer asupra vitezelor tangențiale în cameră, acesta a fost mărit la  $L = 0,0333 \text{ kg/s}$ , păstrându-se constantă secțiunea de intrare  $\Sigma F_1 = 10,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ , cu  $h_1 = h_2 = \dots = h_5 = 5 \text{ mm}$  (identic cu regimul 3 și 4). viteza de intrare a aerului secundar a crescut la  $w_2 = 20,5 \text{ m/s}$ . s-a lucrat în regim izotermic.

În tabelul VII.5 sînt date valorile vitezelor tangențiale  $w_t$  [m/s] pentru regimurile izoterme 8, 9 și 10.

Tab. VII.5

Regimul	Raza	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{03}$	$a_{04}$
8	110	6,4	7,55	8,85	9,2
	100	6,4	7,35	8,77	8,85
	88	6,8	7,2	7,8	7,8
	76	7,55	7,1	7,22	7,3
	58	7,88	7,45	7,45	8,3
9	110	6,12	8,33	8,47	8,57
	100	6,76	7,23	8,1	9,5
	88	6,9	6,3	7,65	9,65
	76	7,0	6,0	7,45	9,5
	58	7,0	6,88	7,66	8,67
10	110	8,12	8,55	10,85	11,15
	100	8,3	9,13	10,15	11,0
	88	8,6	8,7	9,0	11,0
	76	8,76	8,33	8,43	11,05
	58	8,4	8,38	8,85	10,5

În fig. VII.4 sînt reprezentate comparativ vitezele tangențiale pentru regimurile izoterme 2, 4, 8 și 9, în cele patru secțiuni transversale ale camerei, pentru care variază vitezele de înflurire și repartiția aerului secundar în funcție de deschiderile  $h_1 \dots - h_5$ , respectiv  $\Sigma F_1$ .

În fig. VII.5 sînt reprezentate vitezele pentru regimurile 4 și 10, pentru care diferă debitele de aer, caracteristicile geometrice fiind identice.

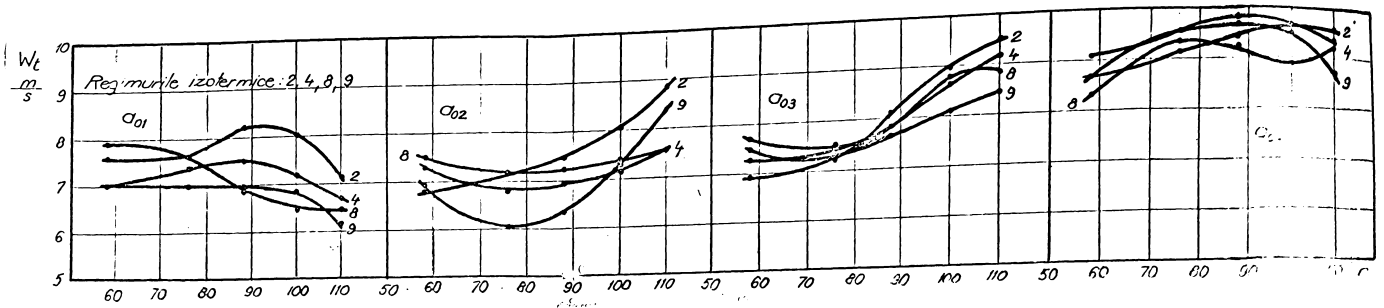


Fig.VII.4. Vitezele tangențiale în 4 secțiuni ale camerei pentru regimurile izoterme 2, 4, 8 și 9

Pentru determinarea influenței diametrului orificiului de ieșire de asupra mărimii și repartiției vitezelor tangențiale în cameră, s-au efectuat măsurători în ambele regimuri de temperatură (izotermic și neizotermic), pentru următoarele valori :

- $d_e = 100 \text{ mm}, \quad d_e/D_c = 0,3875$
- $d_e = 85 \text{ mm}, \quad d_e/D_c = 0,329$
- $d_e = 70 \text{ mm}, \quad d_e/D_c = 0,271 \text{ mm}$

În regim izotermic, la  $d_e = 70 \text{ mm}$  a fost mărit și debitul de aer.

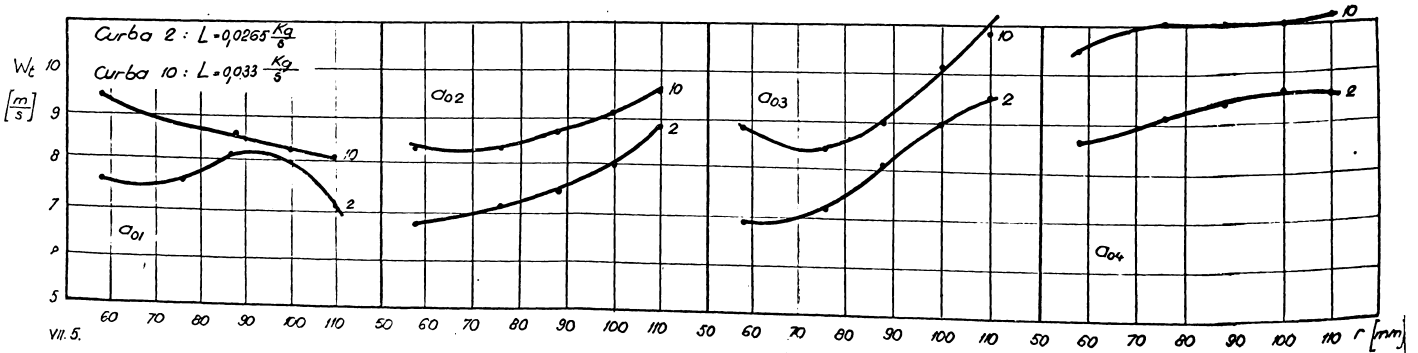


Fig.VII.5. Influența debitului de aer asupra vitezelor tangențiale în cameră, în regim izotermic, pentru  $d_e = 100 \text{ mm}$

**Regimul 11.** Izotermic.  $h_1 = h_2 = \dots = h_5 = 5$  mm;  $V_2 = 15,1$  m/s (identic cu regimul 4) de  $d_0 = 70$  mm;  $L = 0,0265$  kg/s

**Regimul 12.** Izotermic.  $d_0 = 85$  mm. Celelalte caracteristici sînt identice cu regimul 11.

**Regimul 13.** Izotermic.  $d_0 = 70$  mm;  $h_1 = \dots = h_5 = 5$  mm. S-a mărit debitul de aer  $L = 0,0333$  kg/s;  $V_2 = 20,5$  m/s.

Valorile calculate ale vitezelor tangențiale pentru regimurile 11, 12 și 13 sînt date în tab. VII.6.

Tab.VII.6.

Regimul	Raza	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{03}$	$a_{04}$
11	110	7,98	9,4	9,9	11,05
	100	8,2	7,8	10,3	12,5
	88	8,7	7,5	10	12,3
	76	8,95	7,45	9,65	11,2
	58	8,75	8,3	9,2	8,4
12	110	7,35	9	9,48	10,3
	100	7,55	7,6	9,22	11,75
	88	8,1	7,2	8,82	11,3
	76	8,48	7,23	7,37	10
	58	8,27	7,87	7,87	7,12
13	110	9,9	11,7	12,2	13
	100	10,5	10,65	11,6	13,7
	88	10,8	9,5	12,7	13,7
	76	10,85	9,47	11,9	12,8
	58	10,6	10,35	10,3	9,73

În fig. VII.6 sînt reprezentate vitezele tangențiale pentru regimurile izotermice 4, 11 și 12, pentru care diferă diametrul orificiului de ieșire  $d_0$ , celelalte măriri sînt identice.

În fig. VII.7 sînt reprezentate vitezele tangențiale pentru regimurile 11 și 13, pentru care diferă debitul de aer la  $d_0 = 70$  mm.

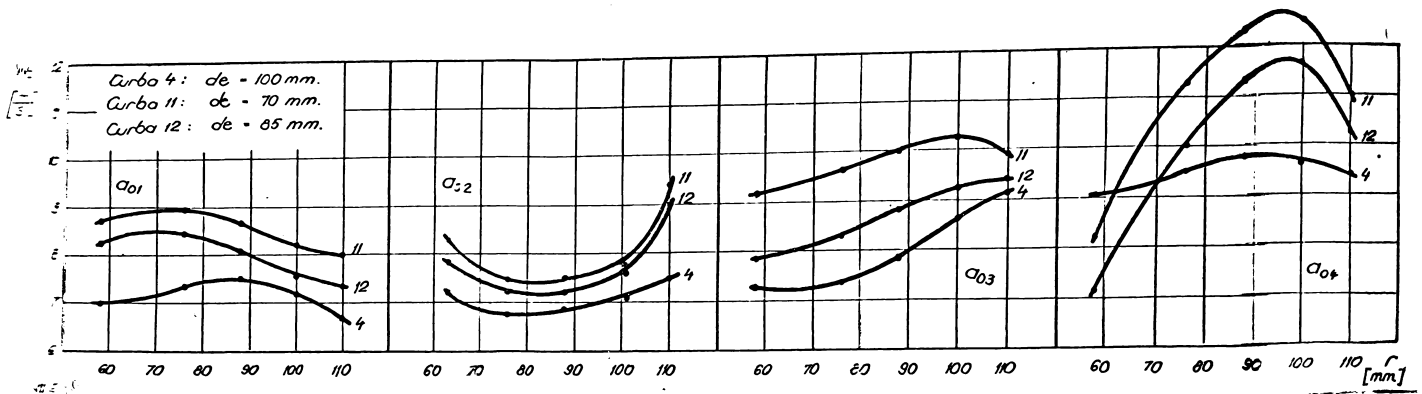


Fig. VII.6. Influența diametrului de ieșire  $d_e$  asupra vitezelor tangențiale în regim izotermic

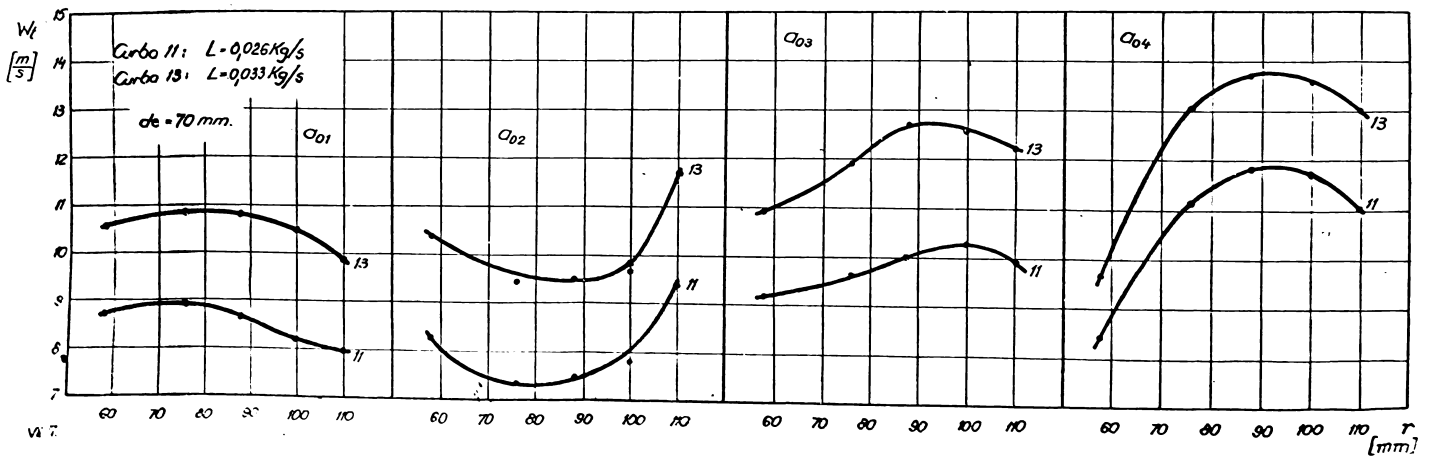


Fig. VII.7. Influența debitului de aer asupra vitezelor tangențiale în regim izotermic, pentru  $d_e = 70 \text{ mm}$ .

Regimurile 11 și 12 au fost reluate în condiții neizotermice, modificându-se diametrul orificiului de ieșire  $d_e$ .

Regimul 14. Neizotermic. Diametrul de ieșire  $d_e = 70 \text{ mm}$ . Celelalte mărimi au fost identice cu regimul 3.

Observații vizuale : In focar apare suprapresiune. Depuneri de combustibil pe peretele camerei, care provoacă funcționarea instabilă. La orificiul de ieșire nu apare flacără. In camera secundară atmosfera este netransparentă, cu fum.

Regimul 15. Neizotermic.  $d_0 = 85$  mm. Celelalte mărimi au fost identice cu regimul 14.

Observații vizuale : Funcționarea instabilă este mai puțin pronunțată. In rest ca în regimul 14.

Valorile vitezelor tangențiale pentru regimurile 14 și 15 sînt date în tab. VII.7.

Tab.VII.7.

Regimul	Raza	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{03}$	$a_{04}$
14	110	13,2	16,15	17,4	16,4
	100	14,8	17,7	17,6	18
	88	14,1	13,5	13,2	20,2
	76	13,7	14,3	15,3	22,4
15	110	14,3	15,6	16,6	17,5
	100	15,65	15,4	17,1	19
	88	15,1	15,4	17,6	20,5
	76	13,6	15,7	18,5	21

In fig. VII.8 sînt reprezentate vitezele tangențiale pentru regimurile neizoterme. 3, 14 și 15, pentru care variază diametrul orificiului de ieșire  $d_0$ .

### VII.1.3. Interpretarea rezultatelor experimentale

Din valorile vitezelor tangențiale prezentate în tabele cit și din graficele vitezelor în regim izotermic (fig. VII.4), se vede că alura curbelor difere destul de mult între cele patru secțiuni transversale ale camerei, cercetate, și că, pentru fiecare secțiune, acestea seamănă între ele. Vitezele tangențiale cresc în direcția axială, înspre capacul posterior (spre orificiul de ieșire), chiar în cazul repartiției uniforme a aerului pe cele cinci ajutaje (curbele 2 și 4 din fig. VII.4). De asemenea rezultă foarte clar faptul că viteza de înflărire a aerului secundar  $W_0$  nu influențează sensibil mărimea și repartiția vitezelor tangențiale în cameră.

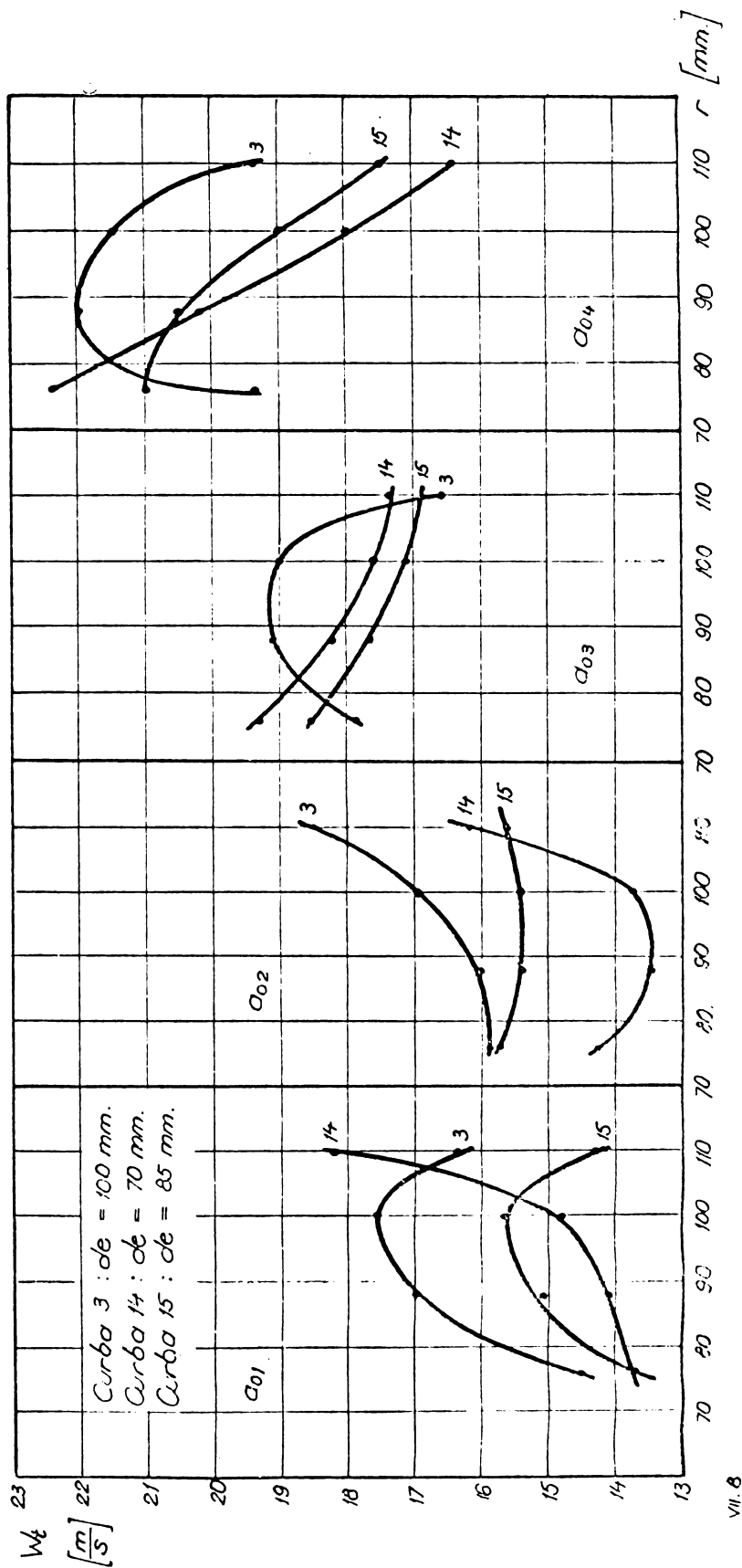


Fig.VII.8. Influența diametrului de ieșire asupra vitezelor tangențiale, în regim neizotermic

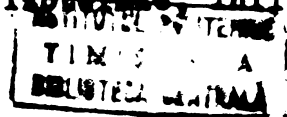
Valorile mai mici ale vitezelor tangențiale în secțiunile  $a_{02}$  și  $a_{03}$  în zona periferică se explică prin faptul că acestea au fost situate lângă injector ( $a_{02}$ ) și în planul acestuia ( $a_{03}$ ), unde aerul primar a fost insuflat în direcție secantă și nu tangențială, în raport cu secțiunea circulară a focarului. Aceasta pentru a nu modifica geometria așezării injectorului față de funcționarea în regim neizotermic (Introducerea tangențială a combustibilului are ca urmare proiectarea acestuia pe peretele camerei, ceea ce provoacă depuneri și o funcționare instabilă și necorespunzătoare a ciclului). În felul acesta, în zona injectorului se produce un "gol" care provoacă scăderea vitezelor tangențiale în această parte a focarului.

În regim izotermic se vede o omogenizare a câmpului de viteze în direcția axială a ciclului în zona centrală a acestuia, în regim neizotermic nu se produce această uniformizare, din cauza temperaturilor diferite în secțiunile camerei, în care procesul de ardere se găsește în faze diferite.

Din fig. VII.1 și VII.2 se poate observa o creștere accentuată a vitezelor tangențiale în regim neizotermic și o variație mult mai mare a vitezelor pe rază. Alura curbelor este influențată de temperatura din zona respectivă: scăderea vitezelor în secțiunea  $a_{02}$ , mai accentuată în comparație cu regimul izotermic, arată o temperatură scăzută în această zonă din cauza procesului de ardere care se găsește într-o fază incipientă (situată lângă injector, raza pe care s-au făcut măsurătorile a trecut prin zona unde jetul de combustibil a fost înconjurat de aer primar relativ rece, iar încălzirea și evaporarea combustibilului a produs de asemenea răcirea zonei).

În regim neizotermic, influența vitezei aerului secundar  $w_2$ , asupra nivelului vitezelor tangențiale în cameră, este mai mare în comparație cu regimul izotermic: dacă se compară curbele 1 și 7 din secțiunile  $a_{03}$  și  $a_{04}$  (fig. VII.3), se vede că la  $w_2 = 36,8$  m/s (curba 1), în zona periferică se formează un turbion liber în care vitezele tangențiale sînt mari datorită temperaturii ridicate în această zonă, deci arderea este bună. La  $w_2 = 15,35$  m/s (curba 7), la același debit de aer și de combustibil vitezele tangențiale sînt mai mici. Cauza nu poate fi decît o temperatură scăzută în urma unei arderi necorespunzătoare. La aceleași concluzii duc și observațiile vizuale asupra flăcării în cele două cazuri.

Avînd în vedere faptul că în regim izotermic, influența



vitezei de insuflare  $w_2$  asupra vitezelor tangențiale este aproape negli-  
 jabilă, înseamnă că diferențele mai mari care apar la cald se datoresc  
 procesului de ardere : vitezele mari produc o amestecare mai bună a  
 combustibilului cu aerul și ca urmare crește viteza de ardere.

Dacă se determină vitezele tangențiale raportate la vite-  
 sa de insuflare  $w_t/w_2$ , în cele două cazuri, se obține situația prezen-  
 tată în tab. VII.8.

Tab.VII.8.

Regimul	Raza	$\alpha_{03}$			$\alpha_{04}$		
		$w_2$	$w_t$	$w_t/w_2$	$w_2$	$w_t$	$w_t/w_2$
1	110	36,8	19,8	0,538	36,8	20,6	0,56
	100		20,6	0,56		21,2	0,576
	88		21,2	0,576		22,5	0,61
	76		20,2	0,548		23	0,625
7	110	15,35	17,4	1,13	15,35	18,75	1,22
	100		16,4	1,07		18,75	1,22
	88		15,8	1,03		18,8	1,225
	76		15,4	1,0		19,4	1,26

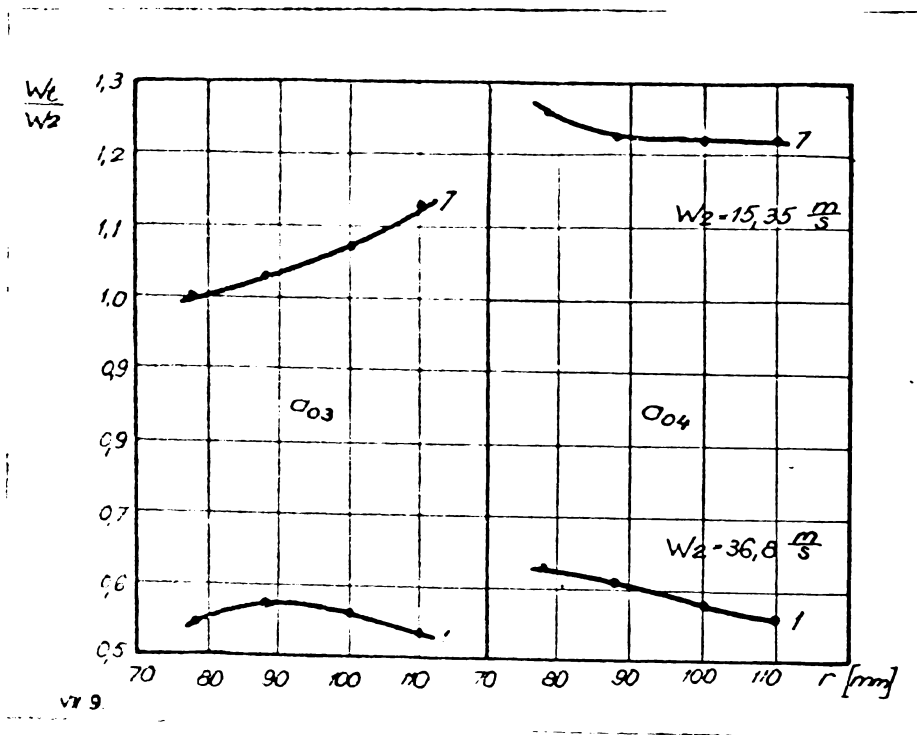


Fig.VII.9. vitezele tangențiale raportate  $w_t/w_2$  pentru regimurile neizotermice 1 și 7



Vitezele raportate pentru cele două regimuri au fost reprezentate în fig. VII.9.

Se vede că valoarea vitezelor raportate variază foarte mult cu viteza de insuflare. Valorile maxime ale rapoartelor sînt 1,26 și 0,625, față de 0,6 obținută de Kalișevskii. Din situația prezentată mai sus este greu de apreciat care este regimul optim de funcționare a cicloului. Autorul consideră că viteza raportată nu poate fi o mărime caracteristică aerodinamicii focarului, decît în privința variației vitezelor pe rază.

Aprecierea creșterii vitezelor tangențiale în regim neizotermic față de cel izotermic pe baza vitezelor raportate este și mai puțin concludentă. Comparînd regimurile 1 și 2, rezultă o creștere a vitezei tangențiale maxime de 1,8 ori (viteză de insuflare mare), iar pentru regimurile 3 și 4 (vitezele de insuflare mici) o creștere de 1,7 ori, față de rezultatele lui Kalișevskii de numai 1,43 ori.

La funcționarea în regim neizotermic se poate constata că zona turbionului liber (zona exterioară) nu se întinde pînă la un diametru egal cu cel al orificiului de ieșire, așa cum se afirmă în unele lucrări, ci aceasta este mult mai îngustă. Lățimea zonei turbionului liber crește ușor cu mărirea vitezei de intrare  $W_2$ .

Influența debitului de aer asupra câmpului aerodinamic s-a studiat numai în regim izotermic, deoarece în regim neizotermic, mărirea debitului de combustibil o dată cu cel de aer, are și alte implicații asupra funcționării cicloului.

Din fig. VII.5 și VII.7 se vede că mărirea debitului de aer are ca urmare o creștere a vitezelor tangențiale în toate secțiunile focarului. Creșterea mai accentuată la diametrul  $d_e = 70$  mm (fig. VII.7) se datorește vitezei de insuflare mai mari în regimul 13 ( $W_2 = 20,5$  m/s) față de regimul 11 ( $W_2 = 15,1$  m/s), care, după cum s-a arătat la început nu este neglijabilă la funcționare neizotermică.

În fig. VII.5 situația este inversă, curba 2 corespunde vitezei  $W_2 = 30,2$  m/s și curba 10 vitezei  $W_2 = 20,5$  m/s. În primul caz s-a păstrat constantă secțiunea de insuflare  $\sum F_1$ , iar în al doilea caz secțiunea de intrare a fost mărită de două ori.

Mărirea diametrului orificiului de ieșire are ca urmare creșterea vitezelor tangențiale în toate secțiunile camerei. În regim izotermic (fig. VII.6) alura curbelor seamănă destul de bine pentru cele trei diametre  $d_e$  studiat. Repartiția vitezelor obținută în regim neizotermic (fig. VII.8) diferă destul de mult

față de regimul izotermic, pe care autorul încearcă să-l interpreteze în felul următor :

Măsurarea vitezelor tangențiale maxime din secțiunea injectorului ( $a_{03}$ ) spre zona centrală a produs o centrifugare a particulelor de combustibil spre zona periferică. Evaporarea lor produce răcirea acestei părți și are ca urmare creșterea mai puțin accentuată a vitezelor în zona periferică (secțiunea  $a_{04}$ ) - Efectul de răcire este mai puternic în partea anterioară a focarului (secțiunile  $a_{01}$  și  $a_{02}$ ). Observațiile vizuale făcute vin în sprijinul acestei interpretări (vezi regimurile 14 și 15).

Se observă o creștere a vitezelor tangențiale în cameră pe măsura creșterii rezistenței aerodinamice a orificiului de ieșire : aceasta crește cu mărirea debitului de fluid cât și cu micșorarea diametrului de ieșire  $d_e$ . Pentru regimurile izoterme vitezele de ieșire sînt date în tabelul VII.9.

Tab. VII.9.

Debitul de aer kg/s	Diametrul orificiului de ieșire $d_e$ mm	Viteza de ieșire $W_e$ m/s	Secțiunea de ieșire $F_e$ m <sup>2</sup>	$\frac{W_e}{F_e} / \frac{W_e}{F_e}$ $\frac{W_e}{F_e} = 5,22 \cdot 10^{-2}$
0,0333	100	3,54	$0,785 \cdot 10^{-2}$	0,15
0,0265	100	2,82	$0,785 \cdot 10^{-2}$	0,15
0,0265	85	3,9	$0,566 \cdot 10^{-2}$	0,1085
0,0265	70	5,74	$0,385 \cdot 10^{-2}$	0,07375
0,0333	70	7,2	$0,385 \cdot 10^{-2}$	0,07375

În fig. VII.10 este reprezentată viteza tangențială maximă în secțiunea  $a_{04}$  în funcție de viteza de ieșire  $W_e$ . Dacă se calculează rezistența aerodinamică a camerei luînd în considerare pierderile datorită orificiului de ieșire după relația [15] :

$$\Delta p_{ca} = \xi_{ca} \frac{W_e^2 \rho}{2} \quad [N/m^2] \quad (VII.4)$$

în care  $\xi_{ca} = 1,8$  după Tager, este coeficientul de rezistență pentru un orificiu simplu de ieșire.

$$\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3 \text{ densitatea fluidului evacuat (aerului)}$$

se obțin valorile prezentate în tab. VII.10.

Tab.VII.10

L	$d_e$	$W_e$	$\Delta p_{ca}$	$W_t \max$	$\Delta p_{ca}$
m/s	mm	m/s	N/m <sup>2</sup>	m/s	N/m <sup>2</sup>
0,0333	100	3,54	13,5	11	17,9
0,0265	100	2,82	8,6	9,6	11,4
0,0265	85	3,9	16,4	11,7	28
0,0265	70	5,74	35,5	12,7	82,3
0,0333	70	7,2	56	13,8	130

În fig. VII.11

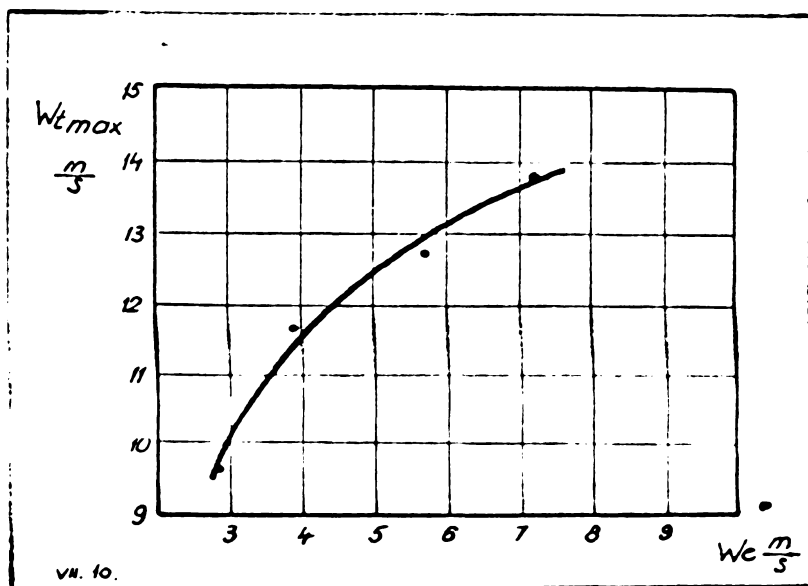


Fig.VII.10. Vitezele tangențiale maxime în cameră în funcție de viteza la ieșire  $W_e$ .

$d_e$	$d_e/D_c$	$\frac{0,9}{d_e/D_c} - 1$
100	0,3875	1,325
85	0,329	1,735
70	0,271	2,32

este reprezentată viteza tangențială maximă în funcție de pierderea de presiune calculată cu relația (VII.4).

Coeficientul  $f_{ca} = 1,8$  corespunde  $d_e/D_c = 0,45$ . Pentru alte valori ale raportului  $d_e/D_c$ , pierderea de presiune se calculează din expresia [15]:

$$\Delta p_{ca} = p_{ca,0,45} \left( \frac{0,9}{d_e/D_c} - 1 \right) \quad (\text{VII.5})$$

Vitezele tangențiale maxime pentru pierderile de presiune corectate  $\Delta p_{ca}$  sînt reprezentate în fig. VII.12.

Din fig. VII.11 și VII.12 se vede că mărirea vitezei tangențiale maxime se poate obține prin mărirea rezistenței hidraulice a orificiului de ieșire.

această mărime are o limită, de la care începînd creșterea lui  $W_t \max$  este neînsemnată. Se poate constata că raportul  $d_e/D_c = 0,271$  ( $d_e = 70$  mm) nu mai duce o creștere importantă a vitezei.

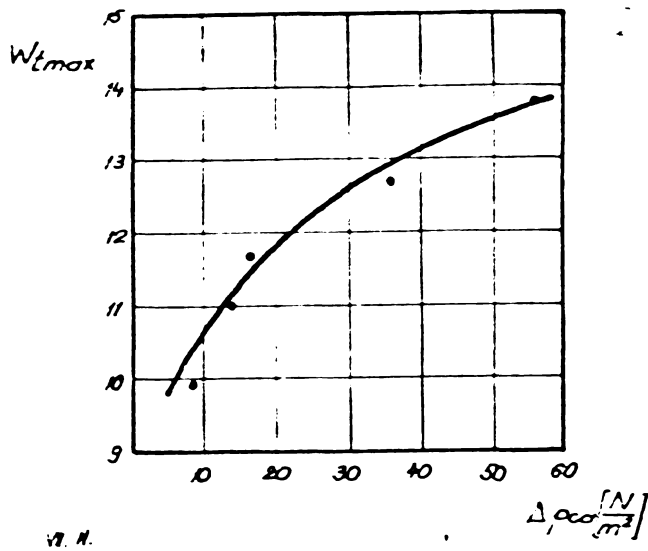


Fig. VII.11. Viteza tangențială maximă  $W_{tmax}$  în funcție de pierderea de presiune corectată  $\Delta p_{ca}$

Deoarece în regiile neizotermice nu s-au putut determina vitezele tangențiale maxime decât la  $d_0 = 100 \text{ mm}$  (din motivele arătate la cap. VII.1.2), autorul nu poate să verifice valoarea corectă a concluziei de mai sus pentru aceste regiile.

#### VII.1.4. Concluzii

1. Procesul de ardere din focar produce o difuziune importantă asupra aerodinamicii focarului față de regiile izotermice. Cunoașterea câmpului vitezelor în ambele regiuri dă posibilitatea aprecierii asupra

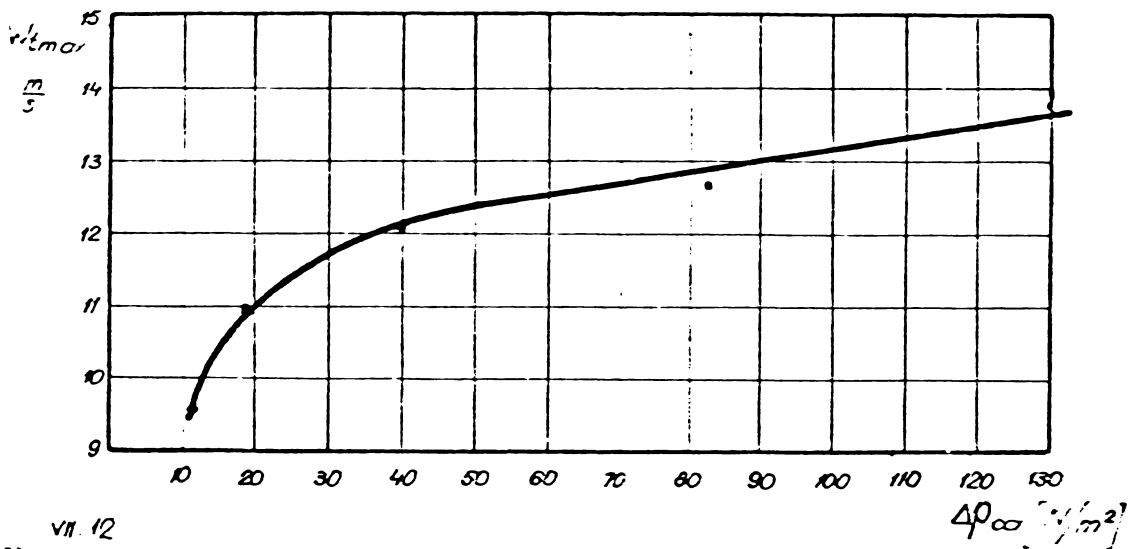


Fig. VII.12. Vitezele tangențiale maxime pentru pierderile de presiune corectate

diferențelor zone caracteristice din focar, având temperaturi diferite, ce nu pot fi determinate pe cale experimentală. În ambele regiuri se produce o puternică asimetrie a câmpului în direcție axială, mai accentuată în regiile neizotermice.

2. Viteza de insuflare a aerului secundar în limite largi, nu are o influență sensibilă asupra repartiției și mărimii vitezelor tan-

gențiale în cameră. În regim neizotermic, micșorarea vitezei tangențiale sub o anumită limită influențează în mod negativ asupra procesului de ardere.

3. Repartiția aerului secundar de-a lungul generatoarei cicloului în regim izotermic nu are o influență sensibilă asupra repartiției vitezelor tangențiale în cameră.

În regim neizotermic această repartiție este importantă, mai ales în raport cu poziția injectorului în focar. Replarea focului se poate face pe această cale.

4. Repartiția pe rază și mărimea vitezelor tangențiale în cameră este puternic influențată de rezistența aerodinamică a orificiului de ieșire. Având în vedere că efectul de separare a cicloului depinde în mare măsură de această repartiție, rezultă că pentru buna funcționare a focarului există două posibilități de reglare :

- o alegere corespunzătoare a diametrului de ieșire  $d_e$  (măsură constructivă)
- modificarea debitului de aer, ceea ce în condițiile unei arderi în limitele stoichiometrice înseamnă modificarea debitului de combustibil și deci modificarea încărcării termice a focarului.

## VII.2. Schimbul de căldură în focar

### VII.2.1. Efectuarea măsurărilor

Determinarea schimbului de căldură în focar s-a făcut pe cale experimentală prin metoda calorimetrică. Printr-o construcție specială a focarului, care a fost prezentată în cap. VI, s-a putut determina schimbul de căldură pentru cele cinci suprafețe ale focarului :

1. Capacul posterior  $A_1 = 0,06 \text{ m}^2$  (15,7 % din suprafața totală)
2. Suprafața cilindrică pentru ajutajele de aer nr. 1, 2 și 3, cu lungimea de 155 mm,  $A_2 = 0,1257 \text{ m}^2$  (32,85 %)
3. Suprafața cilindrică a virolei în care a fost montat injectorul, cu lungimea de 58 mm,  $A_3 = 0,047 \text{ m}^2$  (12,3 %)
4. Suprafața cilindrică pentru ajutajele de aer nr. 4 și 5, cu lungimea de 105 mm,  $A_4 = 0,0852 \text{ m}^2$  (22,3 %)
5. Capacul anterior din care se scade suprafața șabei

rotative prin care s-a introdus sonda,  $A_5^1 = 0,05178$   
 $m^2$  (13,6 %)

5". Suprafața șabiei rotative,  $A_5^2 = 0,01225 m^2$  (3,25 %)  
 Total  $A_5 = 0,06403 m^2$  (16,85 %)

Suprafața totală de schimb de căldură a focarului  $A = 0,38193$   
 $m^2$ . Debitul apei de răcire a fost determinat pentru fiecare suprafață  
 în parte prin cântărirea apei captate la ieșire și prin cronometrarea  
 timpului. Debitul de apă au fost reglate astfel ca temperatura la ie-  
 șire să nu depășească  $40^\circ C$ .

Măsurătorile au fost efectuate în 10 regimuri de lucru, în ca-  
 re au fost modificați următorii parametri :

- Debitul de combustibil
- Deschiderea f-restaurantelor aerului secundar  $h_1$ , respectiv  $F_1$
- Repartiția aerului de-a lungul generatoarei, prin deschi-  
 derea diferită a ferestrelor
- Excedentul de aer

Arderea s-a făcut, cu excepția cazului  $d$ , în condiții stoichio-  
 metrice. Temperatura combustibilului a fost constantă  $t_c = 90^\circ C$ . Tem-  
 peratura aerului a variat între  $t_a = 55 - 95^\circ C$ , din cauza încălzirii  
 în timp a instalației de aer. Calculele efectuate nu țin cont de schim-  
 bul de căldură prin radiație prin suprafața orificiului de ieșire.

Variația debitului de combustibil s-a obținut prin modificarea  
 presiunii de injectare. Prin aceasta se modifică și finețea de pulve-  
 rizare care evident influențează asupra calității arderii.

### VII.2.2. Rezultate experimentale

Regimul 1. Debitul de combustibil  $B = 1,566 \cdot 10^{-3}$  kg/s (presi-  
 una de pulverizare  $p_c = 3,05$  bar)  
 Debitul de aer  $L = 0,0213$  kg/s  
 Deschiderea ajutărilor aerului secundar  $h_1 = 5$  mm  
 (deschidere egală a celor cinci ajutăre)

Rezultatele măsurătorilor pentru cele cinci suprafețe  $A_i [m^2]$   
 sînt prezentate în tabelul VII.11. Temperatura apei de răcire la intra-  
 re a fost  $t_{w1} = 14,8^\circ C$ .

Schimbul total de căldură în acest regim  $Q_1 = 21.735$  W .  
 În tabelul VII.12. se dau caracteristicile geometrice și de regim pentru  
 cele 10 variante studiate.

În tabelul VII.13 se dau schimburile de căldură pentru cele 5  
 suprafețe fără să se mai indice valorile mărimilor măsurate pentru  
 determinarea acestora.

Tab. VII.11.

$A_1$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$
$t_{y2}$ [°C]	28,2	30,75	35,5	23,6	22,6
Cantitatea de apă $G_{apă}$ [kg]	1,71	1,6	1,41	1,48	1,37
Timpul [s]	30	15	30	15	15
Debitul de apă [kg/s]	0,0569	0,1067	0,047	0,0986	0,0914
Schimbul de căldură $Q$ [W]	3190	7110	4825	3630	2980

Tab.VII.12.

Regimul	Debit de combustibil $x \cdot 10^3$ [kg/s]	Debit de aer [kg/s]	Deschiderea ferestrelor de aer $h_i$ [mm]	Excedent de aer $\lambda$	Temperatura aerului [°C]
1	1,565	0,0213	5	1	55
2	1,765	0,024	5	1	65
3	1,95	0,0265	5	1	75
4	2,065	0,0284	5	1	80
5	1,95	0,0265	2,5	1	85
6	1,95	0,0265	7,5	1	87
7	1,95	0,0265	$h_1 = h_2 = 3,75$ $h_2 = h_4 = h_5 = 7,5$	1	90
8	1,95	0,0265	$h_1 = h_2 = 7,5$ $h_3 = h_4 = h_5 = 3,75$	1	93
9	1,95	0,02775	5	1,046	95
10	1,95	0,0272	5	1,025	95

Tab. VII.13.

Regimul	$Q_1$ [W]	$Q_2$ [W]	$Q_3$ [W]	$Q_4$ [W]	$Q_5$ [W]	$Q = \sum Q_i$ [W]
1	3190	7110	4830	3630	2980	21740
2	3560	7210	5000	3620	3160	22550
3	3840	7670	5170	3920	3000	23600
4	4000	8600	5250	3700	2950	24500
5	3930	7620	5250	3900	3130	23830
6	3990	8480	5050	3450	2480	23450
7	4300	7300	4510	2780	2175	21565
8	4200	8050	5250	3760	2850	24110
9	4100	7370	4920	2980	2510	22380
10	4080	7960	4700	2280	2000	21020

VII.2.3. Interpretarea rezultatelor

Pentru a putea compara schimbul de căldură între diferite zone ale focarului, se calculează densitatea fluxului de căldură (preluarea specifică a căldurii)  $q_1$ , pentru cele cinci elemente răcite ale focarului, după relația :

$$q_1 = \frac{Q_1}{A_1} \quad [W/m^2] \quad (VII.5)$$

în care  $Q_1$  - căldura preluată de elementul respectiv al focarului (tab. VII.13)

$A_1$  - suprafața elementului (cap. VII.2.1)

În tabelul VII.14 sînt date valorile  $q_1$  și  $q$  (corespunzătoare suprafeței totale a focarului) pentru cele 10 regimuri de funcționare cercetate, în  $W/m^2$ .

Din valorile  $q_1$  prezentate în tab. VII.14 se poate observa o variație mare a schimbului de căldură în lungul axei focarului. Schimbul maxim are loc în zona de introducere a combustibilului ( $q_3$ ), cu toate că în această zonă, așa cum s-a văzut în cap. VII.1, vitezele tangențiale sînt mai mici, din cauza temperaturilor mai scăzute. Radiația este puternică din cauza concentrației mari de particule radiante. De asemenea rezultă un schimb de căldură mai intens în partea posterioară a focarului ( $q_2$ ), zonă cuprinsă între injector și orificiul de ieși-



Tab.VII.14.

Regimul	$q_1$	$q_2$	$q_3$	$q_4$	$q_5$	$q$
1	53200	56500	102500	42600	46600	57000
2	59300	57300	106500	42500	49400	59100
3	64000	61000	110000	46000	47000	61700
4	66700	68400	111700	43400	46200	64200
5	65500	60500	111700	45700	43300	62200
6	66500	67600	107300	40600	38300	61300
7	71700	62000	96000	32700	34000	56500
8	70000	64000	111700	44200	44600	63300
9	68500	62600	105000	34000	39300	58500
10	68000	63400	100000	36000	31300	57100

re, unde s-a văzut că și aerodinamica este mai bună. Ambele fenomene atestă o temperatură ridicată în această parte a focarului.

În partea anterioară a camerei ciclon arderea este mai puțin intensă ( $q_4$ ,  $q_5$ ). Faptul că în regimul 7, când au fost mai mult deschise ajutajele aerului secundar în această zonă (v. tab. VII. 12  $h_{3-5} = 7,5$  mm), schimbul de căldură a scăzut ( $q_4$  și  $q_5$ ), dovedește lipsa combustibilului în această parte a focarului, micșorarea schimbului de căldură se datorește scăderii temperaturii din cauza excedentului local de aer.

Se poate vedea că în general această zonă a focarului este mai puțin eficace din punct de vedere al procesului de ardere, ceea ce înseamnă că injectorul trebuie deplasat mai mult spre capacul anterior.

Se pare că repartiția uniformă a aerului pe cele cinci ajutaje crează condițiile aerodinamice cele mai favorabile arderii; se vede că în regimul 5, schimbul de căldură este maxim, în comparație cu regimurile 7 și 8 ( $B = 1,95 \cdot 10^{-3}$  kg/s).

În fig. VII.13 s-au reprezentat mărimile  $q_1$  în funcție de debitul de combustibil (regimurile 1-4).

Se vede o creștere a schimbului de căldură numai în partea posterioară a focarului. Faptul că  $q_4$  și  $q_5$  nu înregistrează variații mari la creșterea debitului, înseamnă că această zonă nu este prea eficace din punct de vedere al arderii. În fig. VII.14, în care s-au reprezentat aceleași mărimi în funcție de viteza de

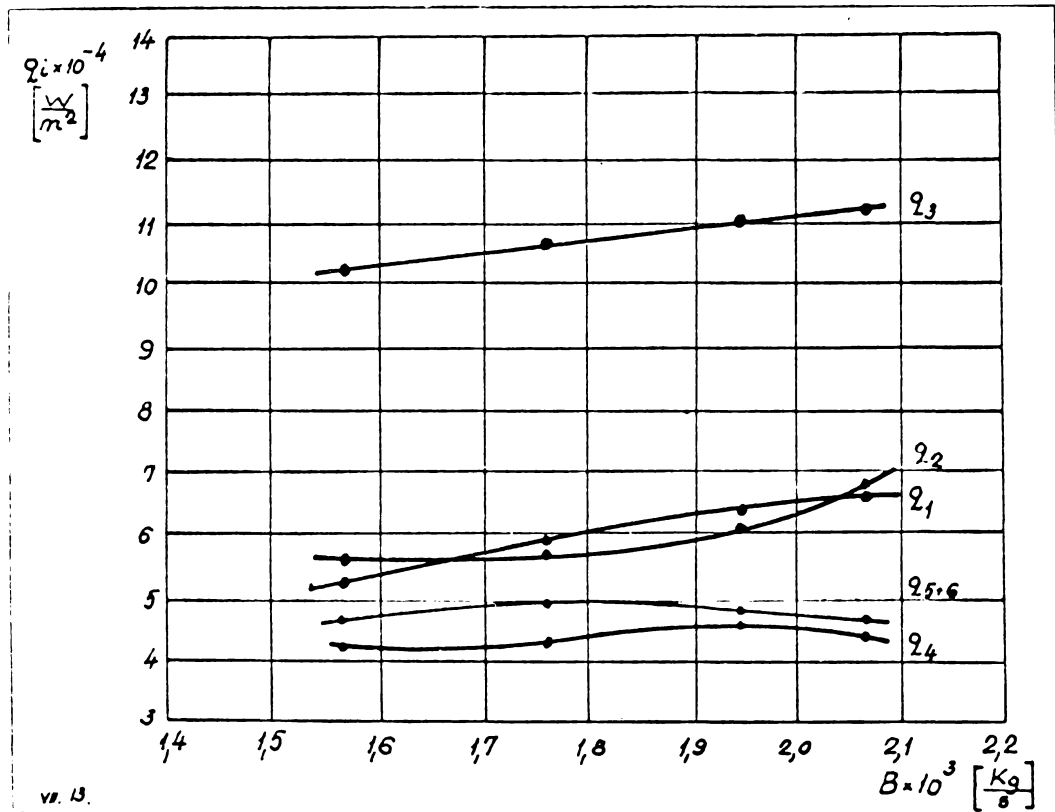


Fig.VII.13. Influența debitului de combustibil asupra schimbului de căldură în focar

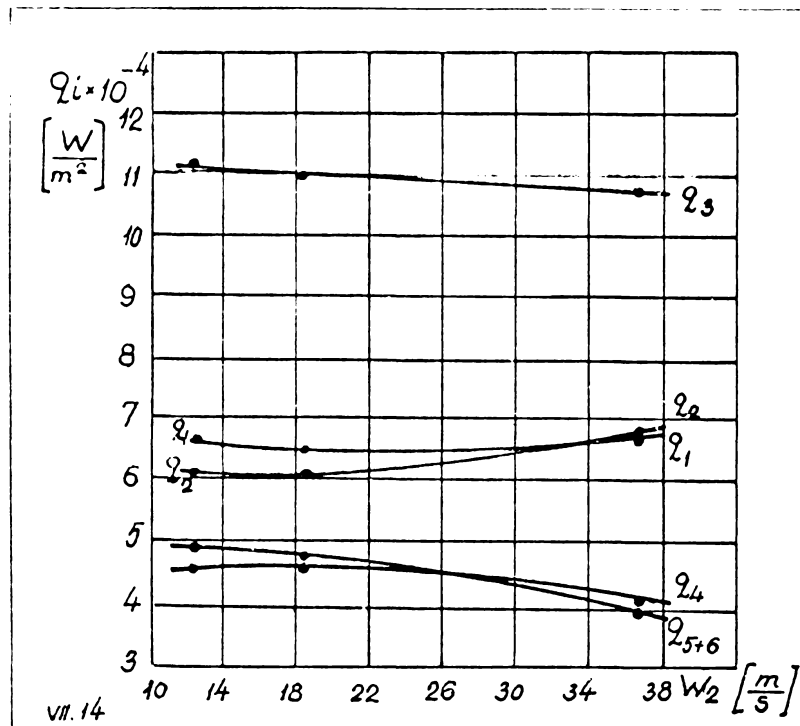


Fig.VII.14. Influența vitezei de insuflare a aerului secundar asupra schimbului de căldură în cameră

insuflare a aerului secundar (regimurile 3, 5 și 6) rezultă o ușoară deplasare a schimbului de căldură spre partea posterioară a focarului, datorită centrifugării mai bune și amucerii combustibilului în această zonă; micșorarea lui  $q_3$ ,  $q_4$  și  $q_5$  este urmarea acestui fapt.

În fig. VII.15 este reprezentată densitatea fluxului de căldură în funcție de deschiderea ajutăjelor aerului secundar în zona respectivă ( $q_1$  și  $q_2$  sînt schimburile de căldură din zona ajutăjelor  $h_1$ ,  $h_2$  și  $h_3$ , iar  $q_4$  și  $q_5$  cele din zona ajutăjelor  $h_4$  și  $h_5$ . Pentru  $q_3$ , care corespunde unei suprafețe așezate între cele două grupe de ajutăje, s-a reprezentat numai pentru deschiderea egală a tuturor ajutăjelor).

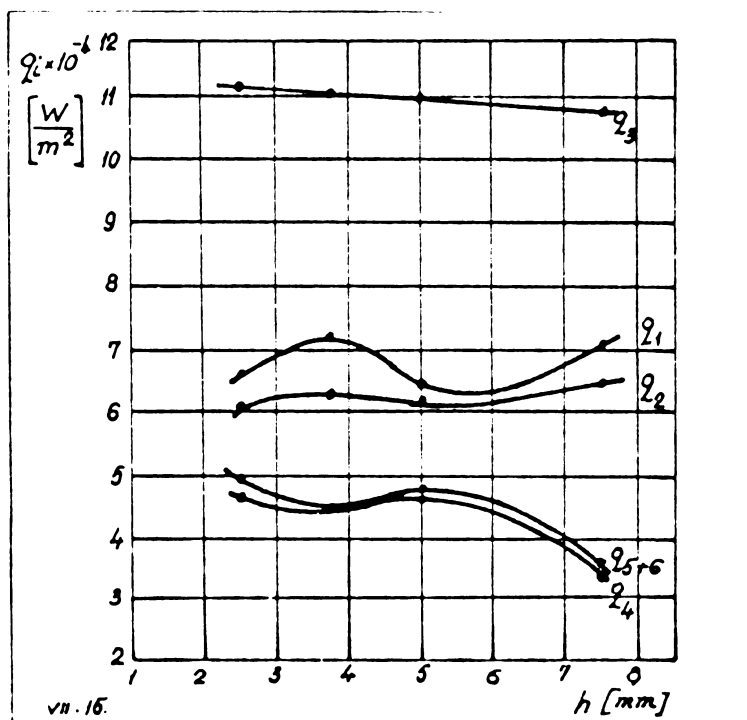


Fig. VII.15. Influența deschiderii ferestrelor aerului secundar asupra schimbului de căldură

Se poate constata o corespondență perfectă între schimburi-le de căldură privind deplasarea procentului de ardere de-a lungul axei focarului la deschiderea diferită a ajutăjelor. Schimbul de căldură în partea posterioară a camerei prezintă maxime pentru cele două situații de deschidere inegală a ajutăjelor (7,5 și 3,75 mm), atunci când partea anterioară prezintă minime (regimurile 7 și 8). Acest aspect poate fi interesant în cazul ciclanelor tehnologice în vederea realizării anumitor zone cu temperaturi maxime în focar.

Din tab. VII.13. (regimurile 1-4) rezultă o variație relativ mică a schimbului de căldură, de numai 11 %, la o variație a de-

bitului de combustibil de 1,3 ori. Schimbul de căldură poate fi exprimat în funcție de căldura introdusă în focar prin cedarea directă a căldurii  $\eta$ , calculată din expresia :

$$\eta = \frac{Q}{Q_1} \cdot 100 \quad [\%] \quad (\text{VII.6})$$

în care :  $Q$  - schimbul de căldură în focar [W] (v. tab.VII.13)  
 $Q_1$  - căldura introdusă în focar [W]

Căldura introdusă în focar se compune din energia dezvoltată prin arderea combustibilului și din entalpia aerului și a combustibilului, calculate la temperatura de introducere în focar :

$$Q_1 = B (H_1 + \lambda \cdot L_{\min} \cdot c_a \cdot t_a + c_c \cdot t_c) \quad (\text{VII.7})$$

În tab. VII.15 sînt date valorile  $Q_1$  și  $\eta$  pentru cele 10 regimuri de lucru, calculate conform relațiilor (VII.6) și (VII.7).

Tab. VII.15.

Regimul	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$Q_1 \cdot 10^{-3}$	65,7	74,7	83	88,2	83,2	83,3	83,3	83,4	83,4	83,4
$\eta$ [%]	33	30,1	28,4	27,7	29,4	28,1	25,8	28,8	26,7	26,1

Cunoscînd energia termică introdusă în focar și schimbul de căldură, se poate determina temperatura reală de ardere  $t_r$  din ciclone. Aceasta s-a făcut pe baza diagramei i-t, în care entalpia gazelor de ardere s-a calculat din expresia :

$$i = \frac{Q_1 - Q}{B \cdot V_f} \quad [\text{J}/\text{Nm}^3] \quad (\text{VII.8})$$

în care :  $V_f$  - volumul gazelor de ardere [ $\text{Nm}^3/\text{kg}$ ], determinat pe baza nomogramei [44]

$B$  - consumul de combustibil

Temperaturile reale de ardere determinate pe baza valorilor  $Q$  și  $Q_1$  din tabelele VII.13 și VII.15 sînt date în tab. VII.16

Tab. VII.16

Regimul	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$t_r$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	1575	1630	1690	1780	1670	1695	1725	1690	1710	1725

Încărcările termice volumice :  $q_v = \frac{B \cdot H_1}{V_c} \quad [\text{W}/\text{m}^3]$

și pe secțiune

$$q_F = \frac{B \cdot H_1}{V_c} \quad [W/m^2]$$

pentru regimurile 1-4, pentru care a fost modificat debitul de combustibil, sînt date în tab. VII.17.

Tab.VII.17.

Regimul	1	2	3	4
$10^{-6} \cdot q_V$ [W/m <sup>3</sup> ]	3,8	4,11	4,44	4,81
$10^{-6} \cdot q_F$ [W/m <sup>2</sup> ]	1,2	1,358	1,495	1,586

Valorile obținute pentru încărcările termice  $q_V$  și  $q_F$  sînt mult mai mici decît cele date în literatură. Hvostov [4] obține pe un ciclon experimental, căptușit, avînd diametrul  $D_c = 640$  mm, cu combustibil lichid,  $q_V = 10,2 \cdot 10^6$  W/m<sup>3</sup> și  $q_F = 6,4 \cdot 10^6$  W/m<sup>2</sup>. Cifrele nu sînt comparabile cu cele obținute cu combustibil solid ( $14 \cdot 10^6$  W/m<sup>3</sup> și  $14,5 \cdot 10^6$  W/m<sup>2</sup>) întrucît în cazul combustibilului solid în ciclon arde doar 70 - 80 % din combustibil, iar restul în camera de ardere secundară, încărcarea termică fiind calculată pe baza energiei termice totale.

În cazul experiențelor efectuate de autor, mărirea în continuare a încărcării termice (prin mărirea debitului de combustibil) a avut ca urmare ieșirea flăcării din ciclon. Autorul este de părere că o continuare a arderii în afara ciclonului, în cazul funcționării stoichiometrice, nu poate asigura condițiile unei arderi perfecte, din cauză că temperatura cît mai ales turbionarea, factorii de bază în această fază a arderii, sînt mai mici în afara focarului decît în interiorul acestuia. Autorul este de părere că încărcarea termică a focarului poate să crească o dată cu mărirea diametrului ciclonului, cel puțin în cazul cicloanelor mici, deoarece volumul zonei din imediata apropiere a peretelui, în care condițiile pentru ardere sînt mai puțin favorabile din cauza temperaturilor scăzute, scade procentual o dată cu creșterea diametrului.

În cazul de față, temperatura foarte scăzută a pereților din cauza lipsei unei căptușeli, a contribuit în mod substanțial la micșorarea indicilor termici ai focarului.

În fig. VII.16 sînt reprezentate mărimile  $Q$ ,  $q$  și  $t_p$  în funcție de  $B$ ,  $q_V$  și  $q_F$  pentru regimurile 1, 2, 3 și 4.

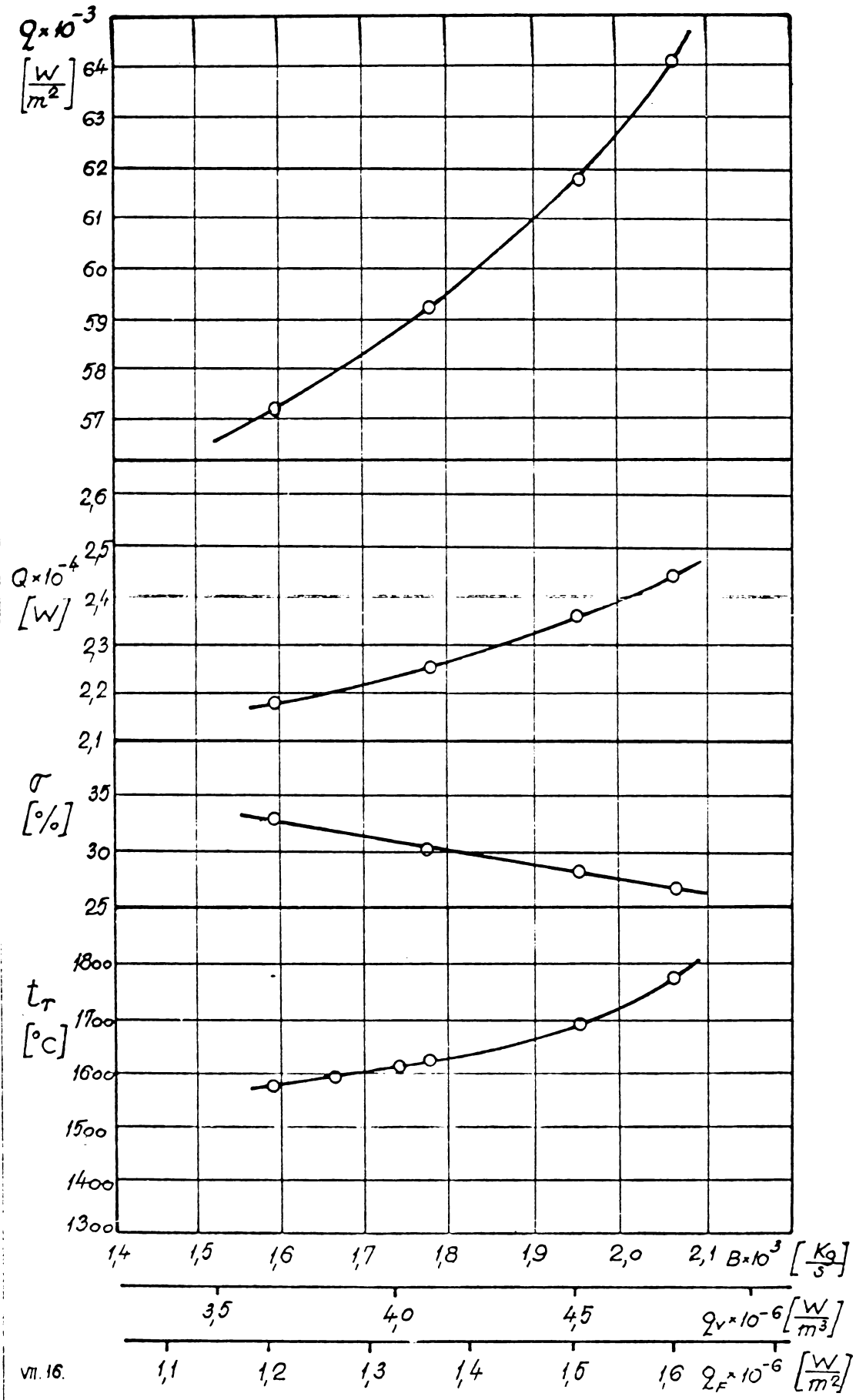


Fig. VII. 15.

Creșterea destul de accentuată a temperaturii de ardere la mărirea debitului de combustibil este în concordanță cu micșorarea schimbului procentual de căldură.  $\checkmark$ . Creșterea cedării specifice de căldură  $q$  se datorează creșterii atât a temperaturii, cât și a concentrației particulelor radiante.

Variația accentuată a temperaturii în funcție de încărcarea termică a focarului în cazul de față, pe care autorul încearcă să o exprime prin raportul :

$$\left(\frac{\Delta t}{q_r \text{ med}}\right) = \frac{1730 - 1575}{4,81 - 3,8} \cdot 10^6 = 203 \cdot 10^6 \quad [\text{m}^2\text{C/W}] \quad (\text{VII.9})$$

față de numai  $53 \cdot 10^6$  obținută de Mironov [24] pentru combustibil solid, explică faptul pentru care cicloul nu a putut funcționa la încărcări termice mai mici. Temperaturile scăzute în aceste regimuri au provocat stingerea focului. De aici rezultă concluzia că în comparație cu combustibilul solid, cicloul funcționând cu combustibil lichid are o elasticitate mult mai mică în privința încărcării termice. Variația lineară a temperaturii cu încărcarea termică în cazul combustibilului solid arată caracterul convectiv al schimbului de căldură, care are loc în cea mai mare parte și între stratul de zgură și peretele focarului. Variația mai accentuată în cazul combustibilului lichid se datorește caracterului accentuat radiant al schimbului de căldură.

Cercetările lui Mironov efectuate într-un ciclou experimental cu cărbuni au dat valori  $q = 60 - 180 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2$ , mult mai mari decît în cazul de față. Autorul nu a găsit asemenea valori sau lucrări pentru combustibil lichid care să permită o comparație cu un ciclou căptușit.

Influența vitezei de însuflare a aerului secundar  $W_2$  asupra indicilor termici de funcționare ai cicloului se vede în fig. VII.17, în care s-au reprezentat mărimile  $q$ ,  $\checkmark$  și  $t_r$  pentru regimurile 3,5 și 6.

Din fig. VII.17 se poate observa o creștere a lui  $\checkmark$  și  $q$  la creșterea vitezei de însuflare a aerului (respectiv  $h = 7,5; 5$  și  $2,5 \text{ mm}$ ).

Micșorarea în același timp a temperaturii de ardere înseamnă o scădere a schimbului de căldură prin radiație. Deci creșterea lui  $q$  și  $\checkmark$  se datorează convecției termice care crește odată cu creșterea vitezei aerului lângă perete.

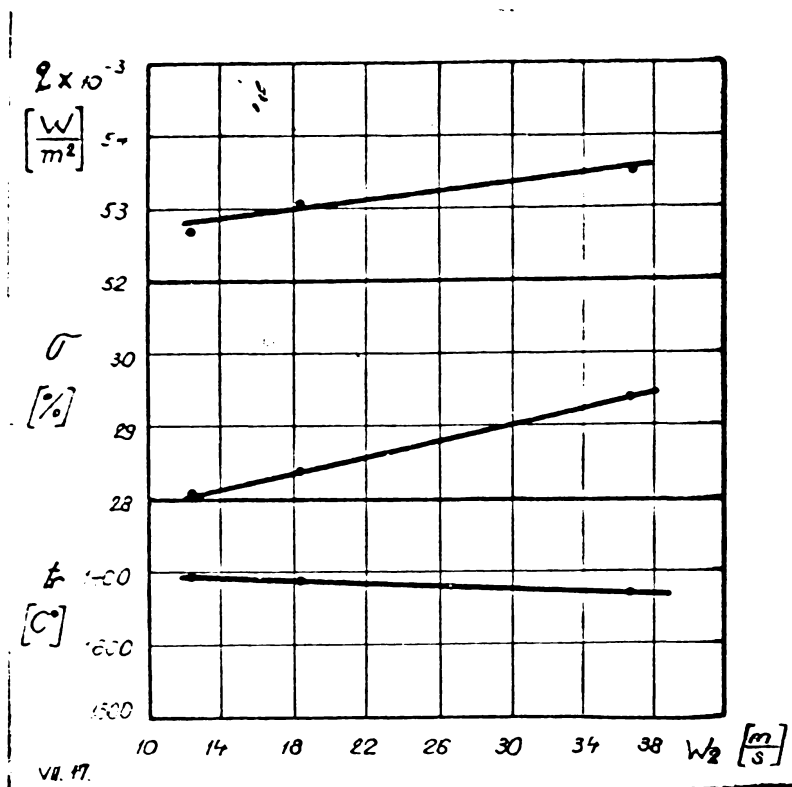


Fig.VII.17. Influența vitezei aerului secundar asupra indicilor termici ai focarului

În fig. VII.18 s-au reprezentat mărimile  $q$ ,  $\eta$  și  $t_r$  în funcție de excedențul de aer  $\lambda$  (regimurile 3, 9 și 10).

Mărirea debitului de aer s-a obținut prin păstrarea constantă a secțiunii de intrare  $\Sigma F_1$ , majorând viteza de insuflare  $W_2$ .

Alura curbelor din fig. VII.18 pentru  $\lambda = 1,025$  este în concordanță cu rezultatele prezentate în fig.VII.17. Creșterea temperaturii de ardere pînă la  $\lambda = 1,025$  înseamnă o continuare a procesului de ardere pînă la  $\lambda = 1,025$

deci creșterea energiei termice introduse  $Q_1$ , ceea ce explică scăderea lui  $\eta$ . Micșorarea schimbului de căldură  $q$  se datorează, după cum se poate vedea din fig. VII.19, scăderii lui  $q_3$ ,  $q_4$  și  $q_5$  din zona anterioară a focarului. Creșterea continuă a lui  $q_1$  și  $q_2$  arată că procesul de ardere se definitivează în zona posterioară a camerei.

#### VII.2.4. Concluzii

1. Zona cuprinsă între injector și capacul anterior este mai puțin eficace din punct de vedere al arderii, deoarece aici ajunge mai puțin combustibil. Ea poate fi redusă ca mărime, prin mutarea injectorului.
2. Repartizarea uniformă a aerului pe generatoare crează cele mai bune condiții pentru ardere. Prin repartizarea inegală a aerului pe ajutaje se pot crea zone cu temperaturi diferite în focar.
3. Încărcarea termică a ciclonului cercetat, necăptușit, în condițiile în care arderea se încheie în focar, este mult mai mică decît



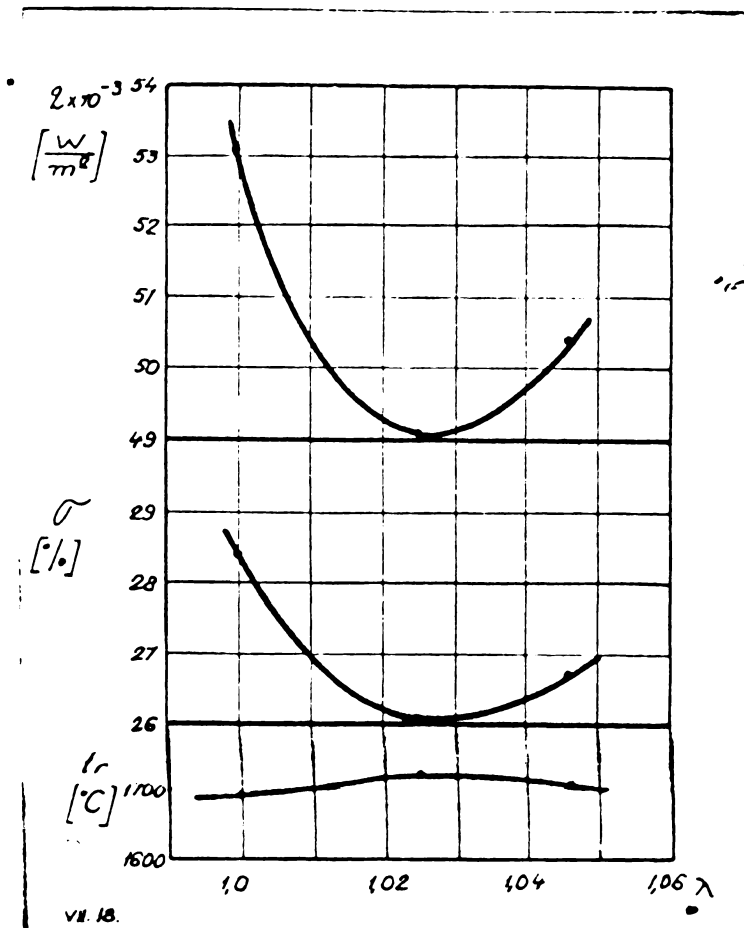


Fig.VII.18. Influența excedentului de aer asupra indicilor termici ai focarului

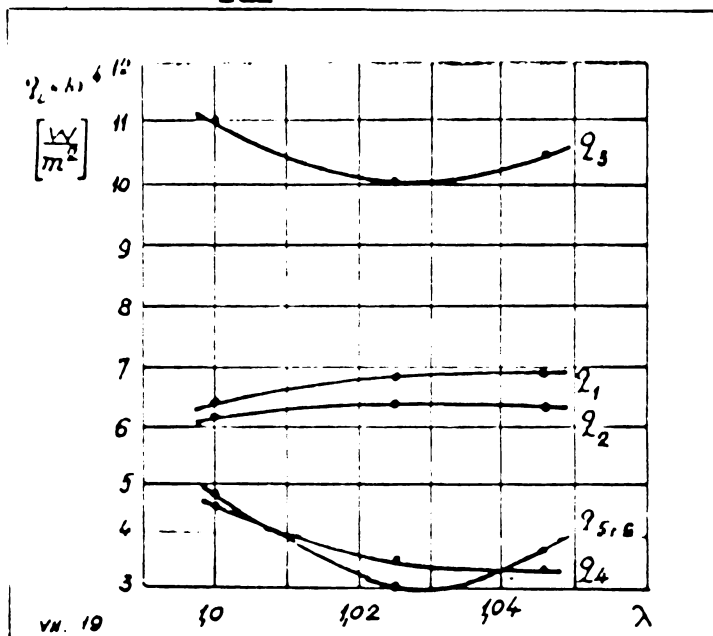


Fig.VII.19. Influența excedentului de aer asupra schimbului de căldură

cele prezentate în literatură (35 % - 50 % din aceasta).

4. Din cauza influenței puternice a încălzirii termice a focarului asupra temperaturii de ardere, focarul ciclon cu combustibil lichid, necăptușit, nu poate lucra în limite largi privind încălzirea termică.

5. Focarul necăptușit nu a permis o ardere stoichiometrică. Arderea perfectă s-a realizat la  $\lambda = 1,025$ , asemănător cu cicloane căptușite.

### Cap.VII.3. ANALIZA GAZELOR DE ARDERE

Autorul își propune să facă o apreciere asupra calității arderii în ciclon, pe baza analizei gazelor de ardere la ieșirea acestora din focar. Prin cunoașterea destul de exactă a debitului de combustibil  $B$  și a aerului  $L$  (modul lor de măsurare a fost arătat în cap. VI), se cunoaște pentru fiecare regim excedentul de aer  $\lambda$ . Pentru  $\lambda = 1$ , oxigenul găsit în gazele de ardere corespunde unei arderi incomplete, chimic și mecanic.

In acest fel autorul studiază influența asupra gradului de terminare a arderii a următorilor factori :

- încărcarea termică a focarului
- excedentul de aer
- repartiția aerului pe generator
- viteza de insuflare a aerului secundar

Măsurătorile au fost făcute la aparatul ORSAT, la care s-au determinat concentrațiile  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  și  $\text{CO}$ . Conținutul  $\text{CO}$  fiind foarte mic, nu a mai fost notat, deoarece față de precizia cu care se puteau face citirile nu s-au înregistrat diferențe între regimuri, respectiv nu s-a putut constata prezența acestuia în gazele de ardere. S-au luat toate măsurile pentru evitarea pătrunderii aerului fals în circuitul gazelor de ardere (prin strangularea secțiunii de ieșire a gazelor din tunelul de flacără s-a obținut o suprapresiune în toată instalația, față de presiunea atmosferică).

Inaintea fiecărei serii de extragere a probelor de gaz (câte 10 probe la fiecare regim) s-a verificat debitul de combustibil prin compararea indicației contorului cu debitul obținut la vasul cântărit.

Probele de gaz au fost recoltate cu ajutorul sondelor răcite, pentru a opri procesul de ardere. Orificiul de captare a sondei a fost plimbat în secțiunea de ieșire pentru a recolta gaz ce reprezintă o compoziție medie pentru fiecare regim. Intre două regimuri de ardere s-a efectuat o aspirație puternică prin tubul de legătură dintre sondă și balonul de sticlă în care s-a recoltat proba pentru analiză, folosind pentru aceasta o pompă de vid.

### VII. 3.2. Rezultate experimentale

In tab. VII.18 sînt date concentrațiile  $(\text{CO}_2)_f$  și  $(\text{O}_2)_f$  pentru diferite debite de combustibil  $B$  și pentru diferite valori ale excedentului de aer  $\lambda$  (valorile  $\lambda = L_{\text{real}}/L_{\text{min}}$  sînt date pe baza valorilor măsurate ale debitelor de aer). Cifrele din tabel reprezintă valori medii pentru mai multe probe (în jur de 10) efectuate în cadrul fiecărui regim.

In tab. VII.19 se dau concentrațiile  $(\text{CO}_2)_f$  și  $(\text{O}_2)_f$  pentru  $B = 1,805 \cdot 10^{-3}$  kg/s și  $\lambda = 1$ , la diferite deschideri ale ajutajelor aerului secundar.



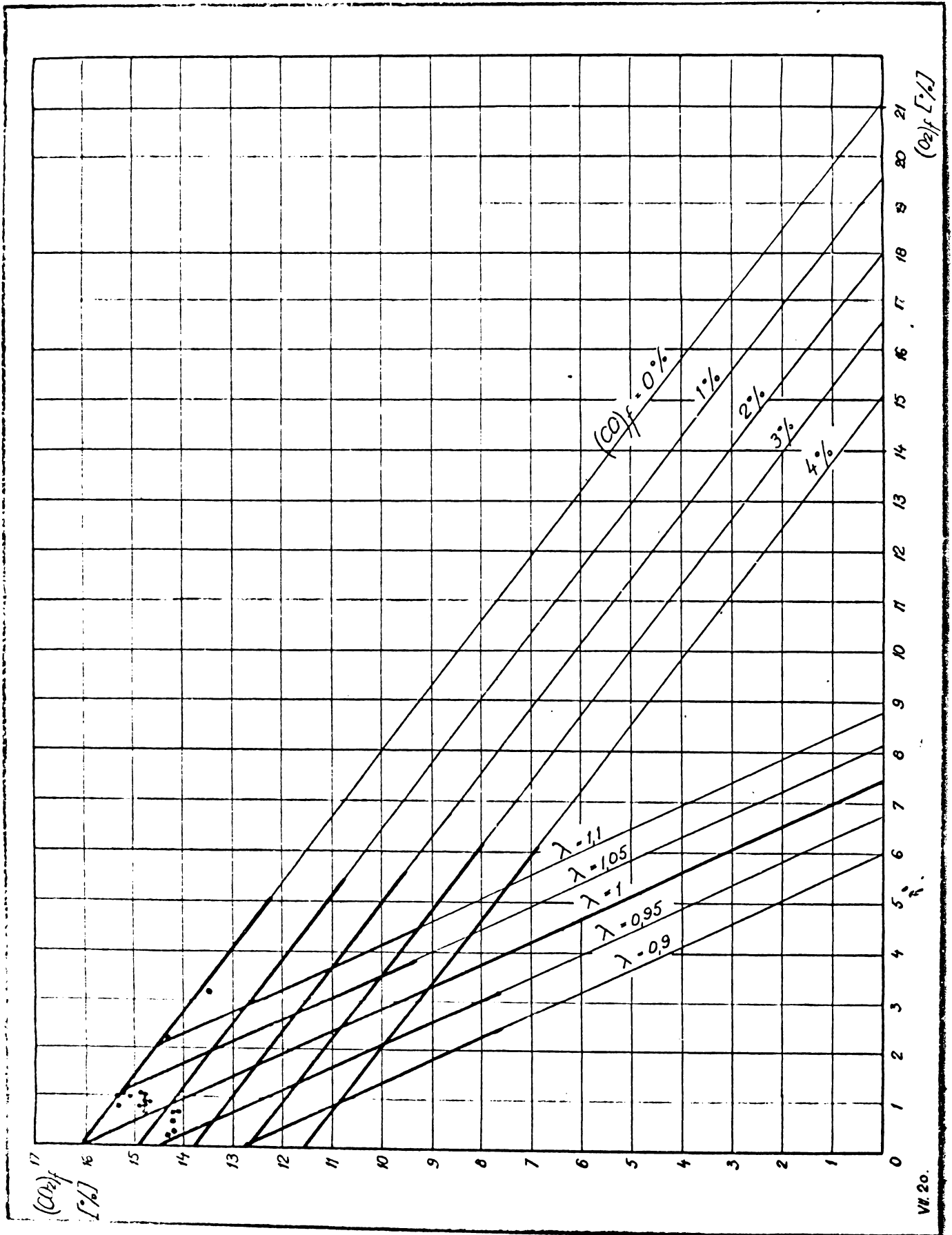


Fig. VII. 20.

### VII.3.3. Interpretarea rezultatelor

Concentrațiile  $(CO_2)_f$  și  $(O_2)_f$  sînt reprezentate în diagrama Ostwald din fig. VII.20.

Se poate constata că punctele experimentale se situează în diagramă la valori  $\lambda$  mai mari decît cele rezultate din debitele măsurate ale combustibilului și aerului. Deasemenea se constată că valorile  $(CO)_f$  care rezultă din diagramă, sînt mai mari decît cele găsite la analiza gazelor de ardere, unde oxidul de carbon nu a fost sesizat.

Autorul consideră că nearsele, sub formă de particule de carbon, au dat excedentul de oxigen din fum. De altfel atmosfera ne-transparentă a gazelor de ardere se datorează prezenței acestor particule de carbon. De asemenea s-au observat particule mai mari în zbor, în stare incandescentă, care au rezultat din depunerile de combustibil pe perețele camerei și care s-au desprins din cînd în cînd. Particulele de carbon din gazele de ardere pot proveni de la picăturile foarte fine de combustibil, care, din cauza slabei centrifugări au fost expulzate din focar sub forma cenosferei.

Diagrama Ostwald a fost construită pentru compoziția combustibilului utilizat la experimentări ( $c = 86,76\%$ ,  $h = 11,2\%$ ,  $o = 1\%$ ,  $s = 0,46\%$ ).

În fig. VII.21 sînt reprezentate concentrațiile  $(CO_2)_f$  și  $(O_2)_f$  în funcție de excedentul de aer  $\lambda$ , determinat pe baza debitelor măsurate.

Din fig. VII.21 se poate observa o creștere a conținutului de dioxid de carbon pînă la valori  $\lambda = 1,025 - 1,03$ , cînd acesta începe să scadă. Acest rezultat este în plină concordanță cu cel obținut în funcție de temperatura de ardere în focar (fig. VII.18). Arderea nu este definitivă la valori  $\lambda = 1 - 1,03$ .

Variația încărcării termice a focarului, realizată prin modificarea debitului de combustibil între  $1,42 \cdot 10^{-3} - 1,97 \cdot 10^{-3}$  kg/s, deci cu aproximativ 40%, nu a influențat asupra conținutului de  $(CO_2)_f$ , cu toate că în acest interval temperatura de ardere s-a modificat cu aproximativ 120 °C.

În ceea ce privește repartiția aerului secundar pe generatoare, rezultă și de aici că o repartiție uniformă a acestuia este cea mai corespunzătoare pentru realizarea unei arderi perfecte. Din tab. VII.19 se poate observa că la o deschidere mai mică a ferestrelor aerului secundar în apropierea injectorului ( $h_2$  și  $h_3$ ),

respectiv la închiderea lor totală, arderea se înrăutățește. Aceleași observații se pot face la închiderea ferestrelor într-o zonă sau alta a focarului.

#### VII.3.4. Concluzii

1. Din rezultatele analizelor de gaz se poate constata o variație a conținutului de bioxid de carbon și de oxigen în limite destul de restrânse, la o modificare relativ accentuată a parametrilor de regim. Aceasta, ca și lipsa oxidului de carbon din gazele de ardere în toate regimurile, confirmă calitatea bună a arderii combustibililor lichizi în focarul ciclon.

2. Așa cum a fost conceput și încercat în prezenta lucrare, focarul ciclon nu poate realiza o ardere stoichiometrică. Conținutul maxim de bioxid de carbon s-a obținut la valori ale excedentului de aer  $\lambda = 1,025 - 1,03$ .

3. Variația încărcării termice a focarului cu 40 % nu influențează asupra gradului de ardere definitivă.

Acest rezultat vine în contradicție cu concluzia din cap. V, privind elasticitatea redusă a încărcării termice a focarului ciclon, datorită influenței debitului de aer asupra centrifugării. Concluzia rezultată din încercarea experimentală a focarului poate fi explicată prin aceea că, la creșterea debitului de combustibil, realizată prin mărirea presiunii de injectare a combustibilului (care a variat între 3 - 6 bar), a scăzut și diametrul picăturilor, astfel că efectul mărit al centrifugării datorită creșterii vitezelor tangențiale a fost compensat de finețea de pulverizare mai accentuată a combustibilului.

4. Repartiția aerului de-a lungul generatoarei influențează asupra calității arderii. O repartiție uniformă a acestuia pe cele cinci ajutaje în cazul de față, este cea mai corespunzătoare. Deschiderea  $h = 5$  mm cu cele mai bune rezultate din punct de vedere al compoziției gazelor este în concordanță cu rezultatele obținute în ceea ce privește aerodinamica și observațiile vizuale.

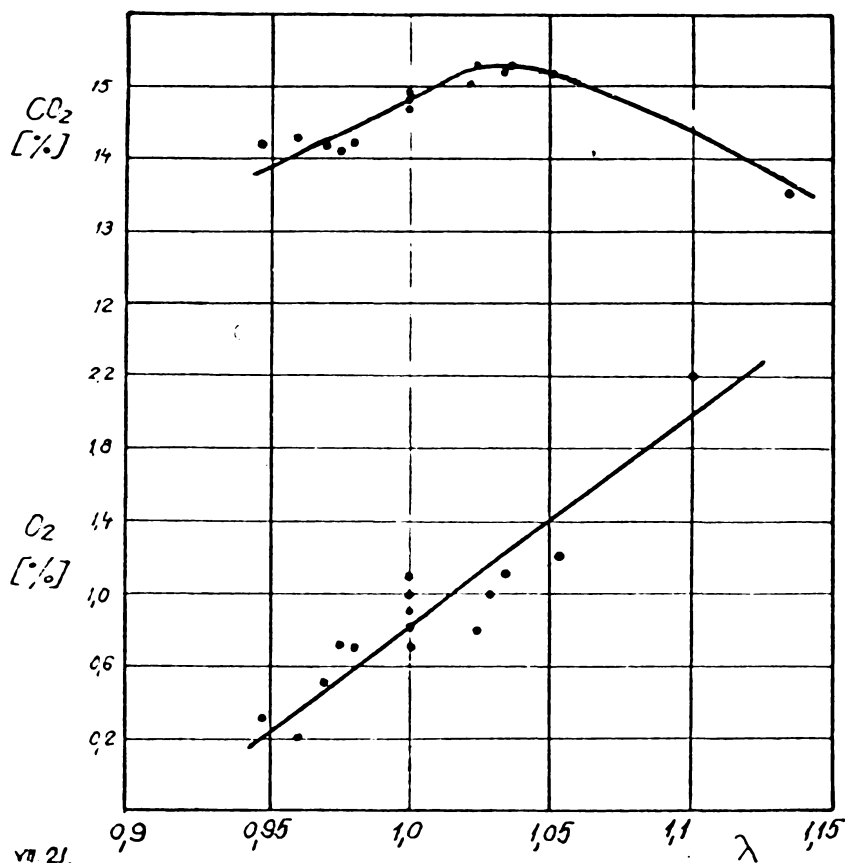


Fig.VII.21. Influența excedentului de aer asupra compoziției gazelor de ardere.

### Cap.VIII. Concluzii generale. Principalele contribuții.

#### VIII.1. Concluzii generale.

Cercetarile teoretice și experimentale întreprinse, prezentate în lucrarea de față, asupra arderii combustibililor lichizi grei într-un focar ciclon experimental necaptușit, au dus la următoarele concluzii ale autorului:

- procesul de separare a picăturilor de combustibil lichid în focar, exprimat prin drumul parcurs de acestea în direcție radială respectiv prin timpul scurs între momentul introducerii în cameră și arderea lor, sub acțiunea efectului de centrifugare, este de cea mai mare importanță pentru funcționarea cicloului, alături de efectul de turbionare cu influența cunoscută a acestuia asupra desfășurării reacțiilor chimice în domeniul difuziv.

Cunoașterii cât mai precise a fenomenului de separare

trebuie să i se acorde o atenție mai mare în cazul combustibilului lichid în comparație cu cel solid pulverizat. Trebuie avut în vedere faptul că timpul de plutire a picăturilor trebuie să fie mai mic decât timpul de evaporare a acestora.

- procesul de separare a picăturilor este puternic influențat de forma câmpului aerodinamic din cameră, reprezentată prin legea de variație a vitezelor tangențiale de a lungul razei ciclonului. Mărirea acestora peste limită provoacă separarea picăturilor înainte de ardere. Funcționarea ciclonului trebuie să se asigure la "viteze optime": nu prea mari din punct de vedere al separării și nu prea mici din punct de vedere al turbionării.

- diametrul inițial al picăturilor și uniformitatea pulverizării sînt măriri importante în procesul de separare. La viteze tangențiale mari, favorabile desfășurării reacțiilor în domeniul cinetic, se pun condiții mai severe privind uniformitatea pulverizării.

- mărirea diametrului focarului, păstrîndu-se aceleași viteze tangențiale, permite funcționarea cu o pulverizare mai grosieră.

- o temperatură ridicată a mediului în care se produce procesul de separare, respectiv temperatura de ardere din focar, este favorabilă și în privința procesului de separare. Cu creșterea temperaturii, drumul radial al particulei scade, celelalte măriri menținîndu-se neschimbate.

- influența asupra procesului de ardere a factorilor amintiți: câmpul aerodinamic, finețea de pulverizare, diametrul ciclonului și temperatura de ardere, nu poate fi studiată separat. Modificarea unuia schimbă și influența celorlalte.

- legea de variație a vitezelor tangențiale în cameră este determinată de rezistența hidraulică a orificiului de ieșire a gazelor din ciclon. Astfel se constată o influență asupra acesteia a raportului  $r_e/r_c$  (raza orificiului de ieșire / raza ciclonului), a debitului de aer care traversează focarul și a temperaturii de ardere, toate avînd influență asupra pierderilor amintite.

- mărirea vitezei aerului secundar  $w_2$ , atît de mult discutată în literatura de specialitate, are o importanță secundară. Efectul ei favorabil asupra procesului de ardere se extinde asupra unei zone limitate, din imediata apropiere a ajutajelor de aer. Mărirea ei influențează în prea mică măsură câmpul vitezelor tangențiale.

- repartiția aerului secundar de a lungul generatoarei focarului și posibilitatea reglării debitului pe zone este importantă



pentru funcționarea ciclonului.

- injectorul de combustibil trebuie așezat în apropierea capacului anterior. Zona cuprinsă între acestea două nu este eficace din cauza lipsei de combustibil.

- focarul experimentat nu a permis o ardere stoichiometrică.

### VIII.2. Principalele contribuții.

Prin cercetările teoretice și experimentale s-au adus următoarele contribuții:

- considerații privind comportarea picăturilor de combustibil lichid în procesul de separare, din care rezultă o deosebire principială între funcționarea ciclonului cu combustibil lichid și solid.

- cercetarea experimentală a unui focar necăptușit.

- calculul drumului radial al particulei ținând seama de fenomenele ce au loc în timpul arderii acesteia, stabilite de alți autori.

- studiul teoretic a influenței variației vitezelor tangențiale pe rază, a diametrului ciclonului și a temperaturii mediului asupra procesului de separare.

- stabilirea pe cale teoretică a influenței principalilor factori asupra legii de variație a vitezelor tangențiale pe rază.

- realizarea unui sistem original de deplasare a sondei în volumul focarului printr-un singur orificiu practicat în capacul anterior.

- studiul experimental a influenței vitezei de insuflare a aerului secundar, a repartiției acestuia de-a lungul generatoarei și a diametrului orificiului de ieșire, asupra repartiției vitezelor tangențiale în cameră, în regim izotermic și neizotermic.

- studiul experimental a influenței debitului de aer asupra cimpului de viteze în regim izotermic.

- determinarea experimentală a schimbului de căldură pe zone și influența asupra acestuia a unor factori de regim.



Tabel sintetic cu notații folosite în text.

- $A$  - caracteristica geometrică a focarului;  
 $A_i$  - aria unui element de suprafață a focarului;  
 $a_0$  - poziția ajutorului aerului secundar față de capacul anterior;  
 $b$  - debitul de combustibil;  
 $b$  - lățimea ajutorului aerului secundar;  
 $D_c$  - diametrul ciclonului;  
 $d_e$  - diametrul ajutorului de ieșire;  
 $d$  - diametrul curent al particulei de combustibil;  
 $d_0$  - diametrul inițial al particulei de combustibil;  
 $d_c$  - diametrul cenosferei;  
 $F_e$  - secțiunea orificiului de ieșire;  
 $F_i$  - secțiunea de intrare a aerului secundar;  
 $F_c$  - secțiunea transversală a ciclonului;  
 $h$  - înălțimea ajutorilor aerului secundar;  
 $H_i$  - puterea calorifică a combustibilului;  
 $L_c$  - lungimea ciclonului;  
 $l_e$  - lungimea ajutorului de ieșire;  
 $L_1$  - aerul primar;  
 $L_2$  - aerul secundar;  
 $Q_m$  - energia termică introdusă în focar;  
 $q_v$  - încărcarea termică volumică a focarului;  
 $q_f$  - încărcarea termică pe secțiunea a focarului;  
 $q_i$  - densitatea fluxului de căldură;  
 $R_i$  - raza de intrare a aerului secundar;  
 $r_e$  - raza ajutorului de ieșire;  
 $r$  - raza curenta în focar;  
 $r_\omega$  - raza curentului central invers;  
 $t_c$  - timpul de ardere a cenosferei;  
 $t_v$  - timpul de ardere a volatilelor;  
 $V_c$  - volumul ciclonului;  
 $v_t$  - viteza tangențială a particulei;  
 $v_{tc}$  - idem, lângă perete;  
 $w_1$  - viteza aerului primar;  
 $w_2$  - viteza aerului secundar;  
 $w_t, w_r, w_x$  - componenta tangențială, radială și axială a aerului în cameră;  
 $w_{tmax.}$  - viteza tangențială maximă în cameră;  
 $y$  - drumul radial al particulei;

- $\xi$  - coeficientul de rezistență al focarului;
- $\sigma$  - cedarea directă a căldurii în focar;
- $\Gamma$  - circulația;
- $\omega$  - viteza unghiulară în cameră;
- $\varepsilon$  - coeficientul de conservare a vitezei;
- $\nu$  - vîscozitatea fluidului în focar;
- $\rho_c$  - densitatea combustibilului ;
- $\rho_f$  - densitatea fluidului în focar;
- $\lambda$  - coeficient de excedent de aer;

BIBLIOGRAFIE

1. Malherbe, C. : Etude de la combustion dans un foyer cyclone,  
Revue generale de thermique, 57/1966.
2. Lemneanu, N.: Studiul arderii unei picături de combustibil  
lichid greu. Teză de doctorat
3. Ledinegg, M. : Verbrennungstheorie in Zyklonfeuerungen, VDI-  
Zeitschrift 94-1952
4. Ivostov, V.I. : Izucenie structurî proţessa gorenia v ţiklonnoi  
topke pri sjiganiî jidkogo topliva., Issledovanie  
kotelno-topocnîh proţessov. Maşghiz 1958.
5. Nadjarov, M.A. : Osnovnie konstruktivnie i rasciotnîe harakte-  
ristiki gorizontalnîh ţiklonîh kamer, Issledo-  
vanie kotelno-topocnîh proţessov, Maşghiz, 1958.
6. Isaev, S.I. : Separationnaia sposobnosti ţiklonnoi to ocnî  
camerî, Issledovanie kotelno-topocnîh proţessov,  
Maşghiz 1958
7. Surighin, A.P. : Izvestia vîşih ucovnîh zavedenii, Energetika  
Maconogov, L.V. nr. 2/1968
8. Basina, I.P. : Vlianie structurî potoka na razvitie gorenia  
Tonkonogii, A.V. tverdogo topliva v ţiklonoi camere, Teplo-  
energetika 12/1973
9. Glebov, V.P.: Issledovanie proţessa obrazovania sernogo  
angidrida pri sjiganiî jidkogo sernistogo  
topliva v ţiklonnoi camere, Teploenergetika,  
1/1973.
10. Kurmanşaliev, M.R. : O gorenii jidkogo topliva v ţiklonnoi  
camere, Tiklonnîe plavilnîe energo-tehnologiceskie  
proţessi, Moscova 1963
11. Ungureanu, C.: Contribuţii privind reducerea coroziunii sulfuri-  
ce la arderea picurilor cu un conţinut de peste  
2 % sulf, Buletin ştiinţific şi tehnic al I.P.T.,  
Gâtmayer H. Serie mecanică, om 13, 1974  
Neiss F

12. N. Pănoiu,  
I. Carabogdan  
G.Singer      Arderea intensificată a combustibililor solizi,  
Edit. tehnică, București, 1964
13. Pănoiu, N. :      Interdependența simplexurilor geometrice și regi-  
mului de curgere în cazul modelării izotermice  
monofazice a focarului ciclone, Studii și cerce-  
tări Energetică și Electrotehnică, Tom 16, 1966,  
Ed. Acad. RSR
14. Estevenon, P. :      Mise au point de générateurs de vapeur à foyers-  
cyclones, Revue generale de thermique, Nr. 45,  
1965.
15. Tager, S.A. :      Rasclot aerodinamiceskogo soprcitivlenia țiklon-  
nih kamer sgorania, Teploenergetika, 7/1971
16. Sidelkovskii, L.N. :      "Osobenosti i prințipialne shemi energo-tehnolo-  
giceskih țiklonno ustanovok".  
Tiklonie plavilnie energo-tehnologiceskie pro-  
țessi. Moscova 1963.
17. Surfighin, A.P. :      "Voprosi otoplenia tehnologiceskih țiklonov gazo-  
Antipov, A.V. :      obraznim u jidkim toplivom".  
Tiklonie plavinie energo-tehnologiceskie pro-  
țessi. Moscova 1963.
18. Stönnner, A. :      "Untersuchungen der Rauchgasatmosphäre in der  
Brennkammer eines Kessels mit Vertikalzyklon".  
Mitteilungen der V.G.B. 87/1963.
19. Hübl, E. :      "Einfluss der Strömung in einem Feuerraum auf  
den Verbrennungsablauf".  
Mitteilungen der V.G.B. 77/1962.
20. Bolidsig, A. :      "Aerodinamika vihrevoi kameri"  
Leontiev, A.      Teploenergetika 2/1961.  
Polev, I.
21. Kalışevskii, L.L. :      "Struktur i potoka i aerodinamiceskie karakteris-  
tiki țiklonnoi kameri pri gorenii".  
Issledovanie Kolelno-potocnih protessov Magghiz  
1958.
22. Nahapetian, E.A. :      "O nekotoryh osobenostiah țiklonogo potoka, nesus-  
cego trerduiu vzves".  
S. I. Isaev.      Issledovanie Kotelno-topacnih protessov Magghiz  
1958.

23. Ungureanu, Cornel.: "Asupra aerodinamicii unui focare ciclon pentru arderea combustibililor lichizi grei".  
Theil, H.  
Neiss, Fr.  
Gutmayer, H. Buletin științific și tehnic IPT Tom.14 Fasc.11969.
24. Mironov, B.M.: "Теплообмен в стеновой циклонной топке с жидким шлакоудалением".  
Issledovanie Kotelno-topocnih processov Maghiz 1958.
25. Mironov, B.M.: Caracteristicile termice ale focarului ciclon. (Traducere din limba rusă) Teploenergetica 5/1958.
26. Pănoiu, N.: "Interdependența dintre simplexurile geometrice și regimul de rugere în cazul modelării izotermice monofazice a focarului ciclon vertical".  
Carabogdan, I.  
Singer, G.  
Crăcioreanu, C. Studii și cercetări de Energetică și Electrotehnică. Tom.15.1965.
27. Niepenberg, H.: Heissgaserzenger mit Öl - oder Zund Gasfeuerung.  
Oel und Gas 11/1962. Sonderdruck.
28. Schweröl-Vergasungsbrenner. Babcock. Sonderdruck.
29. Ölvergasungsfeuerung für die Beheizung von Kalkschachtöfen.  
Babcock.
30. Niepenberg, H.: heisswasserkessel mit automatischer Ölfeuerung.  
"Betriebs-Ökonom" 12/1969. Sonderdruck.
31. Niepenberg, H.: "Ölgenerierte Dampfkessel mit optimaler Fahrweise".  
Babcock Mitteilungen nr.24.
32. German Kurz: Tauchbrenner. Verfahrenstechnik 9/1968.
33. German Kurz: Ein Hochleistungsbrenner für nah- und unterstöchiometrischen Betrieb.
34. German Kurz: Der R - Brenner Verfahrenstechnik nr.1/1970.  
Sonderdruck.
35. Ghedaille, J.: "Flammes de mazout lourd et de charbon pulvérisé avec air de combustion en rotation".  
Leuckel, W. Revue generale de thermique 84/1968.

36. Leuckel, W.: "Aerodynamique des écoulements tourbillons".  
Revue generale de thermique 84/1968.
37. Ungureanu, C.: "Über die Aerodynamik eines Zyklons für die  
Theil, H. Verbrennung von Schwerölen.  
Sejan, I. 5. Wärmetechisches Kolloquium 1968. Magdeburg.  
Weiss, Fr.  
Gutmayer, H.
38. Fink, W.: "Beitrag zur Untersuchung von Verbrennungs-  
vorgängen in Brennräumen mit rotierender Gas-  
bewegung".  
Teză de doctorat. Berlin 1967.
39. Riviere, M.: "Les pyromètres à aspiration".  
Urbain, G. Chaleur et Industrie Dec. 1957.  
Kissel, R.
40. Fibinger, V. "Die Messmethodik der Verbrennungsaerodynamik"  
Mitteilungen des V.G.B. aprilie 1968.
41. Bitterhich, E.: "Zur Auslegung von Kesseln mit Gemischfenerungen"  
Mitteilungen de V.G.B. iunie 1966.
42. Trenkler, H.: "Feurungs - und raubbhgasseitige Messungen an  
Braunkohlenkesseln"  
Mitteilungen de V.G.B. nr. 60/1959.
43. Knore, G.F.: "Flavilnaia kamera țiklonogo tipa dlia perera-  
botki negopiucih materialov".  
Gladkova, E.S. Idem [17]
44. Vlădea, I. Manual de termotehnică. vol. II.
45. Chirilă, A.: "Cercetări privind arderea combustibililor lichizi  
Iscrulescu, V. grei cu conținut mare de sulf.  
Apahidean, B. Buletin științific al. I.P. Cluj. 11, 1968.
46. Knorre, G.F. "Perspektivi razvitia țiklonnogo prințipa zjiga-  
nia tverdogo topliva.  
Issledovanie kotelno-topocinih proțessov 59/1955.
47. Nadjarov, M.A.: "Issledovanie țiklonnogo proțessa zjigania  
Hvostov, V.I. tverdogo topliva na stende" . Idem /46/.
48. Mahapetian, E.A.: "Aerodinamiceskie proțessi v țiklonnoi kamere.  
Idem /46/
49. Kaligevskii, L.L. "Issledovanie aerodinamiceskih proțessov v  
țiklonnoi topke pri gorenii. Idem /46/.