

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA

Ing. DEMETER IULIU

TEZA DE DOCTORAT

STUDIUL SI INTENSIFICAREA PROCESELOR DE ARDERE  
AUTOTERMA, IN SUSPENSIE, A CONCENTRATELOR CU-  
PROASE SI A PIRITELOR

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA  
"POLITEHNICA" TIMIȘOARA

Conducător științific:

Prof.dr.ing. UNGUREANU CORNEL

- 1981 -

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA
BIBLIOTECA
Volumul nr. 130.70,
Clasa 807 F



## C U P R I N S

**Page**

<b>CAP.1. INTRODUCERE .....</b>	<b>1</b>
<b>1.1. Orientările actuale și de perspectivă, în domeniul metalurgiei metalelor neferoase..</b>	<b>1</b>
<b>1.2. Instalația de topire în suspensie.....</b>	<b>6</b>
<b>1.3. Compoziția chimică și geometria concentratului de șarșă.....</b>	<b>10</b>
<b>CAP.2. STUDIUL CINETICII ȘI A PROCESURILOR DE ARDERE LA TO ÎNSĂȘI ȘI LA ÎNCĂLZIRE ȘI LA CONCENTRARE ȘI LA CUPROASE ȘI LA FURNELOR.....</b>	<b>16</b>
<b>2.1. Unele considerații teoretice privind cinetica reacțiilor.....</b>	<b>16</b>
<b>2.2. Metode folosite în studiul reacțiilor solid gaz.....</b>	<b>19</b>
<b>2.3. Interpretarea curbelor termice.....</b>	<b>24</b>
<b>2.4. Determinarea ecuației cinetice formale ce caracterizează descompunerea termică a concentratului cupros.....</b>	<b>32</b>
<b>CAP.3. SCHIMBUL DE MASA ȘI DE CALORIE ÎN PLACAMA TURBULENȚA DIN TURNUL DE REACȚIE.....</b>	<b>63</b>
<b>3.1. Caracteristicile curgerii jetului portant dezvoltat în turnul de reacție.....</b>	<b>63</b>
<b>3.2. Hidrodinamica jetului încărcat cu particule solide în suspensie.....</b>	<b>79</b>
<b>3.3. Influența factorilor hidrodinamici asupra vitezei de ardere a unei particule de sulfură în suspensie, într-un curent de gaz..</b>	<b>86</b>
<b>CAP.4. ÎNCĂLZIREA ȘI ARDEREA CONCENTRATULUI SULFUROS, ÎN JETUL PORTANT.....</b>	<b>100</b>
<b>4.1. Încălzirea particulelor de concentrat în cazul configurației și structurii jetului realizat în turnul de reacție.....</b>	<b>100</b>
<b>4.2. Aprinderea și arderea particulelor de concentrat cupros.....</b>	<b>117</b>
<b>4.3. Încălzirea particulelor solide în perioada începerii topirii și în timpul oxidării sulfurilor simple.....</b>	<b>127</b>
<b>4.4. Mecanisme și coeficienții de transport în jetul încărcat cu particule de concentrat.</b>	<b>137</b>

- CAP.5. STUDIUL SI PROPUNERI PRIVIND MODELIZAREA PROCESULUI DE TOPIRE A CONCENTRATILOR CUPROASE SI A PIRITELOR, IN SUSPENSIE..... 144
  - 5.1. Propuneri, privind intensificarea procesului de topire a concentratelor cuproase in suspensie..... 144
  - 5.2. Fundamentarea necesitatii influentarii coeficientilor de transfer de caldura, masic si de impuls..... 146
  - 5.3. Relatii hidrodinamice pentru particule de concentrat cupros din jetul portant oscilat..... 148
  
- CAP.6. FENOMENUL DE COALESCENTA..... 157
  - 6.1. Fenomen de coalescenta in jetul incarcat cu particule de concentrat cupros, in sistem oscilat.. 157
  
- CAP.7. STADIUL EXPERIMENTAL, METODA DE LUCRU, APRATURA 168
  - 7.1. Modificarile propuse fata de tehnologia conventionala..... 168
  - 7.2. Metoda cercetarii experimentale..... 171
  
- CAP.8. REALIZAREA REACTORULUI UN F DE PRECIZUNE... 181
  
- CAP.9. CALCULUL ECONOMIC..... 187
  - 9.1. Determinarea eficientei noii tehnologii de topire in suspensie..... 187
  
- CAP.10. CONCLUZII..... 190
  - 10.1. Consideratii finale..... 190
  - 10.2. Contributii personale..... 192
  
- A N E X E ..... 195

## **1. INTRODUCERE**

### **1.1. Orientările actuale și de perspectivă, în domeniul metalurgiei metalelor neferoase**

Construirea societății multilaterale dezvoltate în R.S. România - consecința dezvoltării neconținute a științei, culturii și a economiei naționale implică perfecționarea procedurilor metalurgice clasice, precum și introducerea în producție a unor noi tehnologii. În ultimii ani, în țara noastră dezvoltarea industriei de metale și aliaje a cunoscut ritmuri fără precedent, construindu-se uzine și secții noi tehnologice care asigură producții sporite de metale, prin eforturile reunite a tuturor categoriilor de salariați din această ramură.

Caracterul complex al minereurilor indigene, de metale neferoase, impune ca în metalurgia extractivă să se folosească concentrate tot mai bogate sub formă unor aglomerate și pelete autofondante, prelucrarea materiilor prime într-un număr restrâns de agregate, utilizarea aerului îmbogățit în oxigen, perfecționarea proceselor de ardere a combustibililor utilizați, îmbunătățirea construcției utilajelor de electroliză. Utilizarea și obținerea metalelor prin intermediul schimbătorilor de ioni sau pe baza proceselor de extracție lichid-lichid, precum și introducerea procedurilor de clorurare sau folosirea temperaturilor înalte, asigură posibilități suplimentare și eficiente pentru obținerea materialelor metalice neferoase speciale utilizate în tehnica automatică și aérospațială.

Epoca contemporană, caracterizată prin dezvoltarea energiei nucleare și a tehnicii spațiale, nu poate fi concepută fără o producție de materiale metalice cu proprietăți speciale, chimice

și tehnologie corespunzătoare. Tehnica actuală permite să se extragă industrial un număr de peste 50 de elemente [25]; o serie de metaloide ca: Si, As, Se, Te etc. ce face parte din activitatea și sarcinile industriei metalurgice.

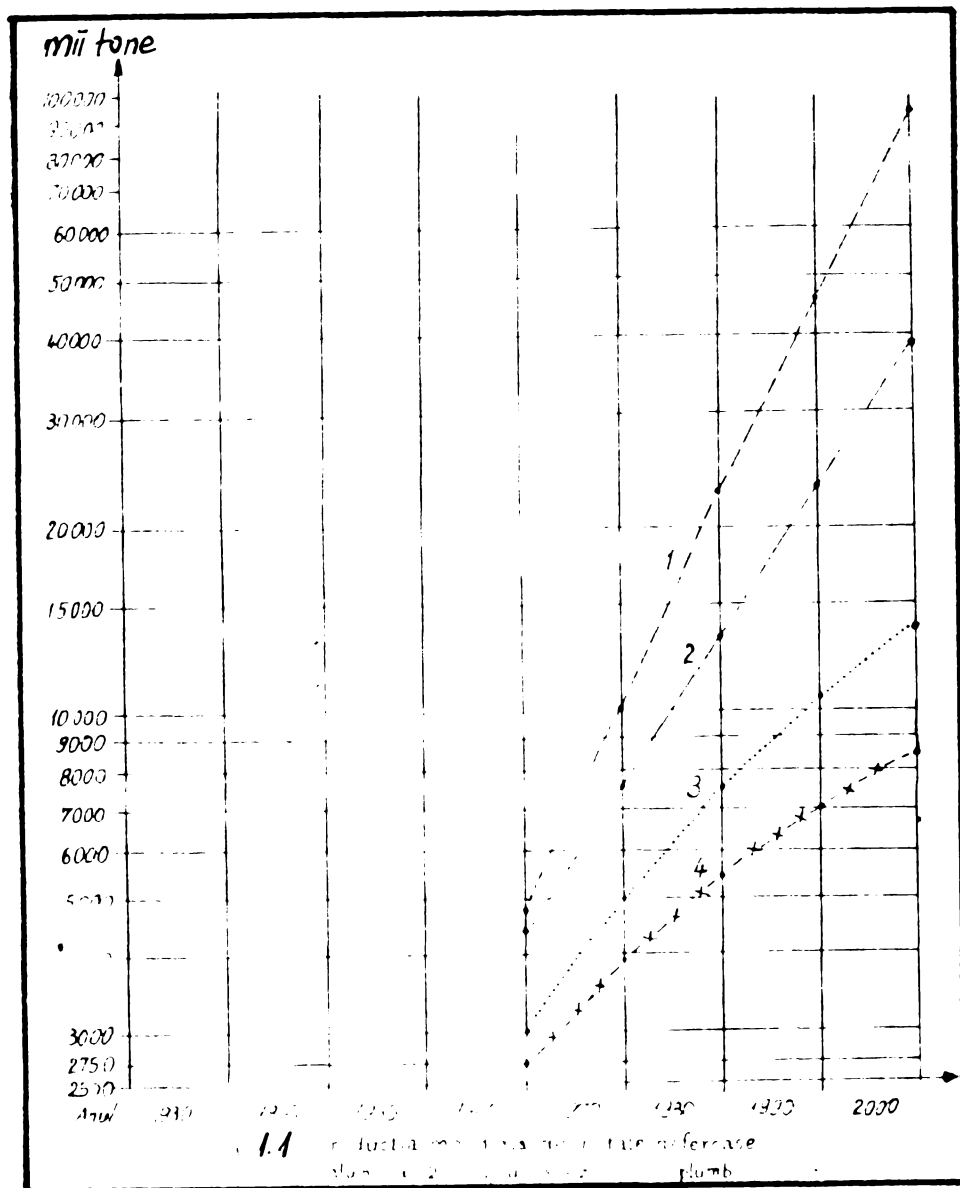
Dinamica producției celor 4 metale neferoase principale cu pondere mare în consum (Al, Cu, Zn, Pb) pe perioade 1930-1970 (tabelul 1.1 [25]) pune în evidență o dezvoltare constantă și paralelă a producției acestor metale, ritmul mediu anual de creștere al producției fiind cel mai scăzut la Pb, iar cel mai ridicat la Al.

Dezvoltarea producției metalelor neferoase principale

Tabela 1.1.

Anii	Al	Cu	Zn	Pb
1930	269	1577	1400	1690
1935	257	1455	1377	1380
1940	807	2413	1660	1776
1945	840	2167	1248	1180
1950	1507	2522	2060	1836
1955	3103	3272	2753	3367
1960	4635	4503	3168	2738
1965	6612	5261	4036	3199
1970	10000	7500	5032	3900
1975	16500	9500	6150	4500
1980	25000	13100	7500	5500
2000	45000-95000	20000-40000	1400	8500

Datele referitoare la evoluția producției din ultimele decenii, alături de estimările făcute asupra evoluției viitoare a producției principalelor metale cu pondere mare în consum re-  
prezentate în fig. 1.1. [25].



În stadiul actual, din totala producției mondiale de Cu rafinat (7,5 milioane tone), țările capitaliste produc 61,7%, cele socialiste 19,7%, iar țările în curs de dezvoltare 18,6% [25].

Din cauza dezvoltării industriei de metale neferoase, ponderea valorică a producției mondiale a acestor metale a ajuns la sfârșitul deceniului (1970) să

egaleze valoarea producției siderurgice [25]. Spre deosebire de caracterul relativ uniform al producției și consumului principalelor metale, evoluția prețurilor prezintă oscilații medii anuale destul de mari. În perioada 1972-1973, prețul aproximativ al unor metale în nov. 1973, fiind de 2-3 ori mai mare, față de prețul mediu corespunzător perioadei 1972-1973.

Cîteodată o industrie este nevoită să aducă schimbări dramatice în metodele sale de exploatare, impuse de creșterea nevoilor sociale calitative și cantitative; asemenea situații se întîlnesc în cazuri fortuite. În industria de extracție a cuprului asemenea situație apare datorită legislației care devine din ce în ce mai severă în privința protecției mediului înconjurător care a impus eforturi de cercetare și de dezvoltare nemiștinute pînă

Direcțiile principale ale eforturilor și cercetării în industria cuprului, au fost axate pentru a rezolva problemele impuse de perfecționarea extracției cuprului cit și pentru rezolvarea problemelor impuse de protecția mediului înconjurător, prin remodelarea procedeelor pirometalurgice de uzinare ale acestui metal, atât de prețios pentru toate industriile sau prin dezvoltarea unor procedee și instalații de purificare a gazelor.

Creșterea producției de cupru pe plan mondial (tabelul 1.1) se asigură în stadiul actual prin perfecționarea procedeelor existente și introducerea de noi tehnologii de prelucrare a concentratelor cuproase selective și cuproase. În domeniul preparării minereurilor se aplică noi metode de concentrare și se utilizează reactivi de flotație mult mai eficienți, fiind posibilă obținerea unor concentrate cuproase cu calități superioare. O importanță se acordă concentrării minereurilor polimetalice și mai ales minereurilor de Cu și Zn, deoarece la prelucrarea lor pe cale pirometalurgică, extragerea metalelor este costisitoare și randamentele sînt scăzute. La prelucrarea minereurilor polimetalice este rațională concentrarea acestora pentru a se putea separa concentratele cuproase de cele zincose și numai o fracțiune mai mică de concentrate colective (cupru-zincoase) să fie prelucrate ulterior prin procedee piro și hidrometalurgice. Se pot remarcă realizările uzinelor „Flin Flon” (Canada) și „Nacima” (Japonia) care au reușit să prelucrase prin procedee hidrometalurgice concentratele cupro-zincoase. Pînă în prezent nu s-a putut stabili un procedeu universal de prelucrare a concentratelor cuproase în condiții industriale. La alegerea unei tehnologii trebuie să se țină seama de indicatorii tehnico-economici, de caracterul și calitățile materiei prime, de costul comparativ al combustibilului și al energiei electrice, de amplasamentul



usinei. Pe de altă parte, introducerea noilor tehnologii este impusă și de puternica poluare a atmosferei  $\text{CuSO}_2$  rezultat în cazul procedeelor clasice. Noile tehnologii trebuie să asigure: valorificarea cât mai completă a mineralelor utile din produsele miniere, economiile de materii prime și auxiliare, realizarea unei eficiențe economice sporite, un grad cât mai redus de poluare a mediului înconjurător.

În condițiile industriale s-au realizat progrese remarcabile la topirea în suspensie a concentratelor cuproase și a concentratelor cupro-nichelifere prin procedeele I.N.Co și Outocumpu.

Dintre multiplele procedee ale extracției cuprului, un loc important, în producția mondială, revine procedeuului topirii în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor. Acest procedeu omasează toate fazele de producere a masei cupruse într-un singur agregat, gazele rezultate conțin  $\text{SO}_2$  într-o concentrație suficientă, care prin coptare se pretează la ( $\text{SO}_2$  8-12%) fabricarea acidului sulfuric. Topirea în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor a fost experimentată de-a lungul a câtorva decenii. Acest procedeu face parte din procedeele de oxidare intensificate ale concentratelor cuproase și a piritelor.

Prin dezvoltarea acestei metode s-a căutat să se reducă aportul de combustibil clasic utilizat, prin valorificarea cantităților de energie termică degajată la oxidarea concentratelor sulfuroase, energii care la unele procedee anterioare nu au fost utilizate până la nivelul posibilităților oferite de compoziția concentratelor.

Ținându-se seama de aceste posibilități de prelucrare avansată a materiilor prime indigene, în prezenta lucrare se realizează o analiză detaliată și complexă pe baza principalelor procese fizico-chimice ce stau la baza topirii în suspensie a

concentratelor cuproase și a piritelor a unor posibilități de remodelare a procesului pirometalurgic de topire în suspensie, pentru utilizarea mai rațională a materiilor prime utilizate, cu implicații pozitive în sensul reducerii energiei primare a unui combustibil clasic (gaz metan, combustibil lichid) ce în ansamblu se vor reflecta în obținerea unei eficiențe economice sporite.

### 1.2. Instalația de topire în suspensie

În intenția de intensificare a proceselor de topire, s-a perfecționat procedeul de topire în suspensie, utilizându-se drept combustibil numai sulful conținut în materia primă. Pentru topirea în suspensie s-au experimentat diferite tipuri de cuptoare. Construcția cuptorului se realizează astfel încât să asigure o alimentare continuă a arzătoarelor și să permită obținerea unui amestec intim între materialul solid și faza gazoasă; traiectoria particulelor de material în camera de reacție trebuie să corespundă din punctul de vedere al formei și al lungimii în așa fel, încât să asigure ciocnirea particulelor și zgurificarea lor, înainte ca ele să ajungă în decantor.

Prima încercare de a utiliza în cea mai mare măsură căldura materialului prăjit datează din al doilea deceniu al secolului nostru, când la uzinele de cupru din Cooper-Quin (S.U.A) cuptoarele de prăjire s-au instalat deasupra celor cu vatră [26]. În felul acesta, materialul prăjit era descărcat în mod direct printr-o serie de tuburi în cuptorul cu vatră. Această încercare a fost ușurată de tendința de a reuni operația de prăjire cu cea de topire clasică. Această nouă variantă a fost experimentată la scară semi-industrială în 1931 la uzina Anaconda (S.U.A), unde s-a construit un cuptor combinat, dezvoltat atât pe verticală, cât și pe orizontală. A urmat elaborarea unei serii întregi de variante dintre care cele mai remarcabile au fost realizările din Finlanda, Japonia, Canada,

U.R.S.S. și R.D.G. Dintre aceste variante, pe scară industrială au obținut rezultate optime numai procedeele experimentate în Finlanda (la Outokumpu) și în Canada (procedeul I.N.Co - Internațional Nichel Company). Deosebirea esențială între aceste două procedee constă în felul în care se realizează procesul de combustie. În cazul procedeei finlandeze arderea are loc cu aer preîncălzit la  $(500-600)^{\circ}\text{C}$  iar al celui canadian, cu ajutorul oxigenului cu o puritate de 90-95%

Dintre aceste procedee în țara noastră a fost preluat cel finlandez (licența Outokumpu) și primul cuptor de acest fel a intrat în funcțiune în anul 1965 la Uzinele Metalurgice din Baia Mare

Din punct de vedere constructiv, <sup>anexa Nr.1,</sup> fig. 1.2.1, cuptorul se compune dintr-o cameră de reacție dezvoltată pe verticală, instalată deasupra cuptorului cu vatră (care servește numai pentru decantarea produselor topite). În bolta cuptorului cu vatră este prevăzut un canal vertical care servește la evacuarea gazelor arse. Camera sau turnul de reacție are o înălțime de 8 m și un diametru interior de 3,5 m. Pereții camerei de reacție au grosimea de 375 mm fiind executați din cărămizi de cromomagnezită; în regiunea inferioară a turnului de reacție sînt prevăzute chesoane metalice răcite cu apă. În general, chesoanele sînt confecționate din cupru și sînt îngropate în zidăria refractară; ele au rolul să protejeze zidăria agregatului în zona temperaturilor înalte ( $1600-1700^{\circ}\text{C}$ ). Elementul principal al turnului de reacție este arzătorul de concentrate, de o construcție specială (fig. 1.2.2) prin care se introduce în cuptor concentratul complet uscat și aerul preîncălzit. Arzătorul de concentrate se instalează în centrul bolții camerei de reacție. Arzătorul se compune din două țevi concentrice. Prin țeava interioară este introdus amestecul de concentrat și fondant, iar prin spațiul inelar intră (sub presiune de 500-800 mm  $\text{H}_2\text{O}$ ) aerul preîncălzit într-o instalație de schimb de căldură. La ieșirea din arzător cei doi

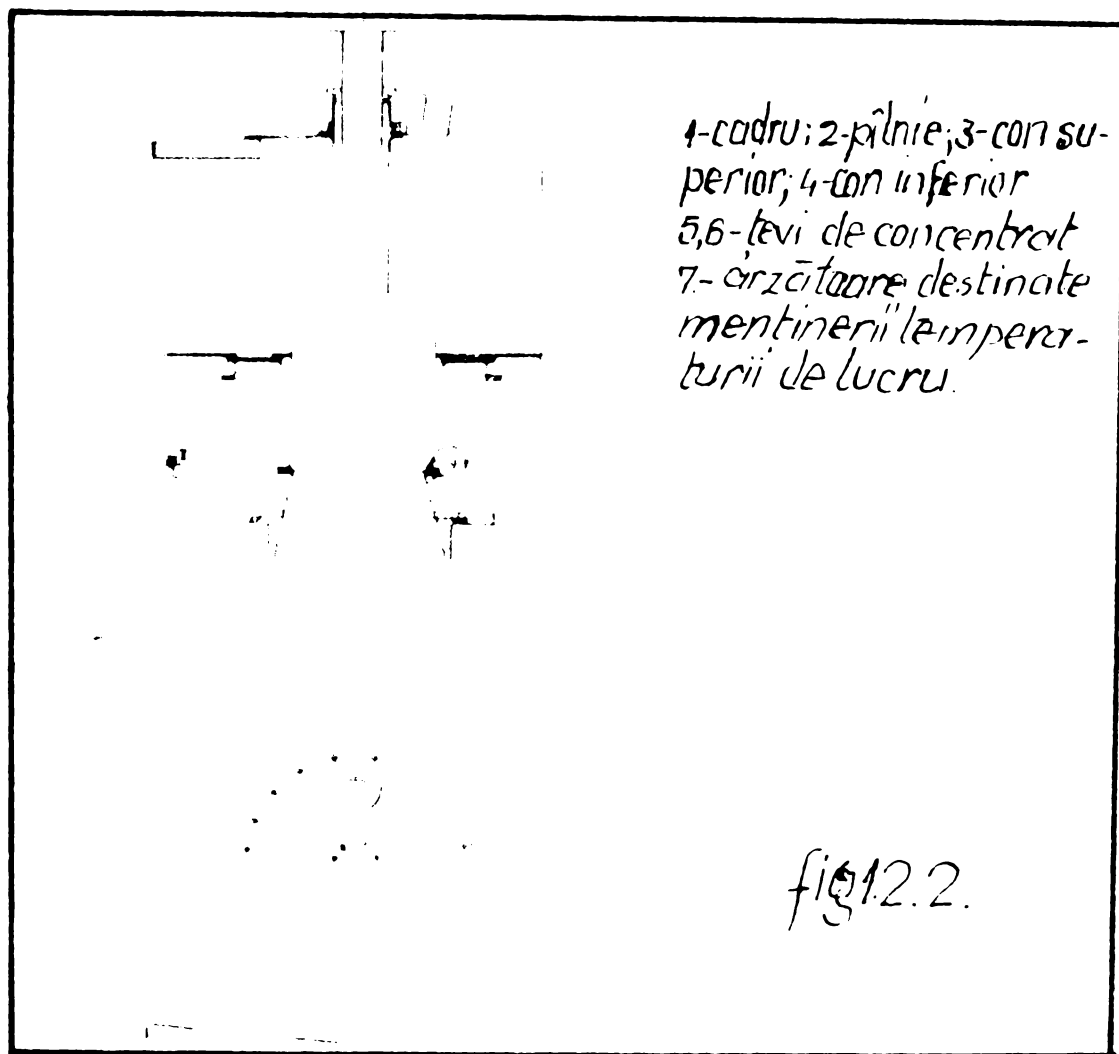
rea tanți se amestecă rapid și temperatura lor crește brusc, favorizând desfășurarea proceselor fizico-chimice. În perioada de timp în care particulele străbat camera de reacție se desăvirșesc atât prăjirea cât și topirea lor.

În partea inferioară a arzătorului central, în carcasa sa metalică sînt montate trei arzătoare normale de gaz metan, în scopul de a menține temperatura optimă de lucru cînd intervin anumite deranjamente în funcționarea cuptorului (încărcătură cu conținut scăzut de sulf, temperatură de preîncălzire a aerului scăzută). Cava de reacție este consolidată cu ajutorul unei armături metalice care se sprijină pe stâlpi de beton armat încastrați în partea inferioară în fundația agregatului.

Cuptorul cu vatră amplasat sub turnul de reacție servește la decantarea masei și zgurei. Aceasta este un cuptor clasic de topire cu lungimea de cca 18 m, lățimea de 4,5 m și înălțimea 2,5 m. Pereții cuptorului cu vatră se execută în întregime din cărămizi cromomagnezite; bolta se execută sub formă de arc, cu grosime de 350 mm. În exterior pereții sînt prevăzuți cu un strat de șamotă și de aceea la îmbinarea cu bolta se intercalează un strat de cromit. Vatra se zidește pe o placă metalică începînd cu un strat de beton (realizat în pantă pentru a se obține concavitatea dorită), urmat de unul de șamotă cu o grosime de 550 mm. Ultimele trei straturi cu o grosime totală de 750 mm sînt executate din cărămizi de cromomagnezită. Zidăria acestora este astfel executată, încît să realizeze arcul negativ al vetrei. În peretele frontal din apropierea cuvei de reacție este prevăzut orificiul de evacuare a masei; asemenea orificii mai sînt executate și în peretele longitudinal al cuptorului. Orificiile de evacuare a zgurei sînt practicate pe unul din pereții longitudinali. Orificiul de masă executat în peretele longitudinal în dreptul turnului de reacție este amplasat aproximativ

la 250 mm față de fundul băii. Orificiile de scurgă sînt prevăzute în același perete la capătul opus al cuptorului, unul fiind dispus la aproximativ 500 mm față de fundul băii, iar celălalt la aproximativ 700 mm.

Menținerea temperaturii de regim se realizează prin montarea unor arzătoare de gaz metan în pereții frontal și lateral a cuptorului cu vatră. Gazele arse părăsesc spațiul de lucru printr-un canal vertical practicat în bolta cuptorului cu vatră. Acest canal are o înălțime de 6 m și un diametru de 3 m. Canalul vertical este executat din cărămizi de cromomagnezită cu o grosime de 375 mm și este prevăzut în exterior cu un strat de șamotă de 125 mm. Temperatura gazelor la ieșirea din cuptor este 1300-1350°C și de aceea ele sînt trecute mai întîi printr-un cazan recuperator în care se răcesc la 750-850°C. După acest cazan este instalat recuperatorul în care se realizează preîncălzirea aerului necesar procesului de combustie. Recuperatorul metalic în care gazele pătrund cu 800°C este executat din oțel aliat cu 30% Cr.



### 1.3. Compoziția chimică și granulometria concentra- tului de garjă

Cele mai răspândite minerale cu conținut de cupru care constituie baza minereurilor de cupru sînt:

Tabelul 1.3.1.

Mineralul	Con- ținut de Cu %	Sistem de cris- talizare	Duritate (scara Mohr)	Greutate specifică
<b>Minerale sulfurice</b>				
Covelină (CuS)	66,4	hexagonal	1,5-2	4,6-4,76
Calcosină (Cu <sub>2</sub> S)	79,8	rombic	2,5-3	5,5-5,8
bornitul (Cu <sub>5</sub> FeS <sub>4</sub> )	63,3	-	3	5,06-5,08
Calcopirita (CuFeS <sub>2</sub> )	34,5	tetragonal	3,5-4	4,1-4,3
Enargita (Cu <sub>3</sub> As <sub>2</sub> SbS <sub>4</sub> )	40,8	trigonal	3	4,43-4,45
Tetraedritul (Cu <sub>12</sub> Sb <sub>4</sub> S <sub>13</sub> )	45,8	-	3-4,5	4,6
Tenentitul (Cu <sub>12</sub> As <sub>4</sub> S <sub>13</sub> )	51,8	-	3-4,5	4,37-4,49

Mineralele sulfurice reprezintă majoritatea rezervelor de cupru din lume. Principalul mineral este calcosina, Cu<sub>2</sub>S care constituie baza săcămintelor din S.U.A și din Rhodesia de Nord. Din acest gen de săcăminte se extrage peste 50% din producția mondială de Cu. Un alt mineral foarte răspândit este calcopirita CuFeS<sub>2</sub>. Mineralele din țara noastră conțin cupru mai mult sub formă de calcopirită. Calcosina și calcopirita se găsesc de cele mai multe ori asociate în aceleași săcăminte, care conțin și minerale de Pb și Zn și adesea Au și Ag.

Ridicarea conținutului în sulf a concentratului de garjă se realizează prin adăos de pirită realizînd o compoziție chimică pentru garjă după cum urmează:

Tabelul 1.3.2!

Sortul	Cu, %	S, %	Fe, %	Pb, %	Zn, %	SiO <sub>2</sub> , %
Concentr. cupros	12-30	13-40	8-37	0,4-4	1-9	3-37
.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....

Aceste elemente se găsesc în concentratul de garjă sub următoarele forme minerale:

- cărbopirita	$\text{CuFeS}_2$	- pirotină	$\text{Fe}_7\text{S}_8$
- covelină	$\text{CuS}$	- blenda	$\text{ZnS}$
- pirită	$\text{FeS}_2$	- galena	$\text{PbS}$

Prin metoda topirii autogene în suspensie a concentratelor cuproase s-a reușit să se reducă aportul energiei secundare, folosită sub forma unui combustibil gazos sau lichid.

Această metodă a deschis posibilitatea utilizării în practica industrială a unor variate sorturi de concentrate cu conținut foarte diferit de balast. Concentratul de cupru și pirită cu o granulație de (0-250) $\mu$  este caracterizat printr-o suprafață specifică mare, ce influențează în mod favorabil asupra vitezei de reacție desfășurată în turnul de reacție. Mărirea suprafeței specifice duce la intensificarea procesului de difuzie a gazului reactant la substanța activă.

Jetul de suspensie solidă în aer, care umple la un moment dat turnul de reacție se caracterizează printr-o anumită concentrație. Această concentrație redusă crează în turn o rezervă minimă de materie primă și pirită și deci practic, o lipsă completă de inerție a procesului și o sensibilitate extremă față de reglare. Ca urmare turnul de reacție este foarte elastic preia ușor variațiile compoziției concentrației. Capacitatea turnului de reacție este practic limitată, de viteza de decantare a masei cuproase.

Compoziția granulometrică a concentratului are o influență bine determinată asupra randamentului extracției, asupra procesului de ardere, asupra compoziției zgurilor și asupra agregatului în ansamblu.

Compoziția granulometrică a garjei este caracterizată în special de finețea acesteia cât și de finețea particulelor de adsorbent ( $\text{SiO}_2$ ).

Din analiza unei șarje industriale a rezultat compoziția granulometrică din tabelul 1.3.2.

Tabel 1.3.2.

Dimens. în $\mu$	315	250	200	160	125	100	90	56	40
Compoz. granul. %	3,1	6,4	7	10	4	12	8,5	22	27

Se observă că cca 50% din concentrat conține particule cu dimensiuni mai mici de  $> 50\mu$  care urmează dezvoltarea rapidă în turnul de reacție a jetului portant încărcat cu particule solide.

#### 1.4. Principalele procese chimice din turnul de reacție.

La topirea autogenă în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor, majoritatea reacțiilor chimice desfășurându-se în apropierea de arzătorul de concentrate, în baia topită realizându-se desăvîrșirea acestora, este necesar să ținem seama de particularitățile acestui proces care are loc în flacără, cum ar fi : chimismul și cinetica arderii sulfurilor în flacără în condițiile arderii cinetice și în condițiile transferului de masă și căldură.

Cunoștințele teoretice actuale în privința oxidării sulfurilor polimetalice permit referiri multiple la desfășurarea procesului cât și asimilarea acestora cu procese mai mult studiate care se desfășoară în condiții similare.

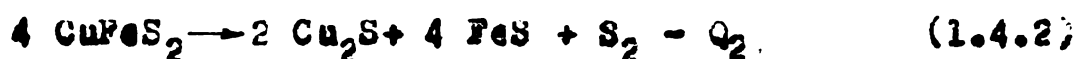
Principiul procedurii prelucrării concentratelor în suspensie constă în topirea autogenă a concentratelor sulfuroase de cupru într-un turn de reacție cilindrică, urmată de o separare prin decantare a produselor rezultate la topire (mată și zgură). Căldura necesară procesului topirii este furnizată de arderea sulfurilor din concentrat în prezența aerului preîncălzit ( $500-700^{\circ}$ C), care se



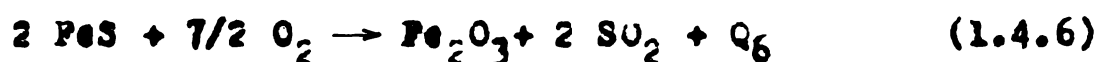
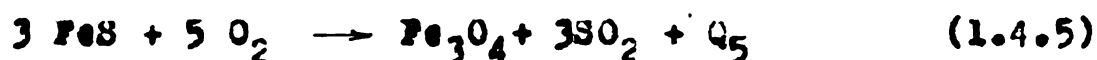
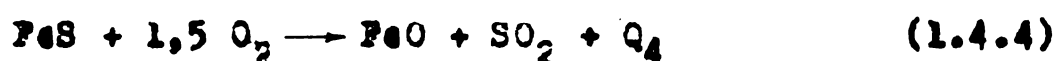
introduce o dată cu concentratul printr-un arzător special montat în boita turnului de reacție.

Oxidarea sulfurilor polimetalice este un proces termochimic ce se desfășoară în două faze succesive: 1/ separarea volatilizelor (sulf gazos) și 2/ oxidarea sulfurilor simple.

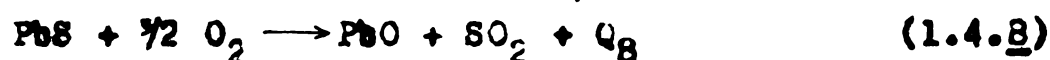
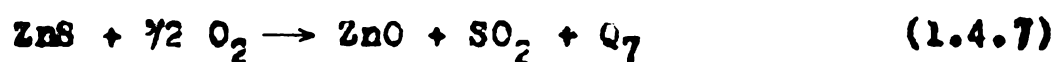
În prima fază se realizează separarea sulfurului elementar gazos, rezultat în urma disocierii termice a sulfurilor complexe sau ca urmare a transformărilor polimorfe ale piritei și calcopiritei după următoarele reacții posibile:



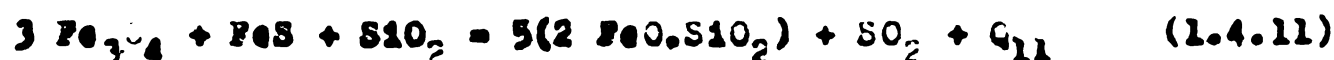
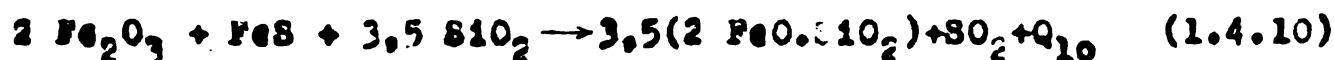
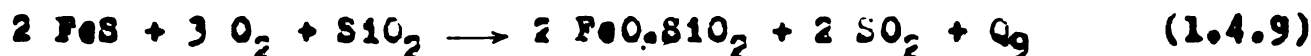
La topirea pentru mată, arderea sulfurului din sulfurile simple este însoțit de oxidarea Fe după reacțiile:



În același timp mai pot avea loc reacțiile:



La topirea în suspensie a concentratelor mai au loc și reacțiile de formare a zgurii prin combinațiile ce au loc între fondanți ( $\text{SiO}_2$ ) și oxizi de fier după următoarele forme:



Stadiul actual al cunoștințelor despre arderea polisulfurilor metalice și a pititelor a fost prezentat pe larg în referatul nr.1, unde a fost conturată concluzia, că, procesele de ardere a sulfurilor prezintă toate particularitățile proceselor termodinamice [1]. În stadiul de reacții, suprafața de reacție scade în comparație cu suprafața totală a particulei și drumul gazelor difuzate între faza gazoasă (jetul portant) și suprafața de reacție crește pe măsură ce se desfășoară reacția.

Cercetările în reacțiile solid-gaz, au condus la o înțelegere mai avansată a proceselor industriale, care implică astfel de reacții. În general mecanismul unei reacții poate fi divizat într-o serie de procese fizice și chimice, din care reținem trei trepte principale, pe care reactanții trebuie să le parcurgă: 1-difuziunea reactanților prin stratul limită spre interfața gaz-solid, gaz-lichid; 2- reacția chimică pe interfață; 3-difuzia produselor de reacție de la interfață.

Deoarece reacția trebuie să stragă după sine procesele implicate de transport (de masă și căldură) și procesele fizice implicate în reacția reală, ambele vor contribui la rezistența totală care se opune reacției.

În determinarea mecanismului de control pentru o reacție sunt considerate în mod deosebit două extreme: controlul chimic complet și controlul complet prin transport, presupunându-se că există caracteristici cu valori suficient de diferite pentru cele două cazuri pentru a le putea defini.

Este de remarcă însă faptul că, în privința caracterului proceselor de ardere a concentratelor cuproase, este greu să se pronunțe categoric dacă aceasta este controlată de fenomenele chimice sau de procesele de transport, dar influența lor este rezumată la intensități diferite. Macrominetica unor procese similare au fost abordate de mulți

cercetători, concluziile lor sînt extrem de utile pentru găsirea unei baze teoretice care să servească la dezvoltarea bazei materiale, prin adaptarea tehnologiei celei mai avansate, în vederea producerii cuprului cu cele mai scăzute costuri.

## 2. STUDIUL CINETICII SI A PROCESLOR DE ARDERE LA TOPIREA AUTOTERMA IN SUSPENSIE A CONCENTRATELOR CUPROASE SI A PIRITELOR.

### 2.1. Unele considerații teoretice privind cinetica reacțiilor

Luind în discuție un proces chimic oarecare, termodinamica ne învață prin intermediul principiului II, în ce măsură acest proces este sau nu posibil în anumite condiții date de reacție, respectiv cum trebuie modificate aceste condiții, pentru ca procesul chimic să devină posibil și să decurgă în direcția dorită.

Acest răspuns dat de termotehnică nu ne poate satisface întotdeauna, întrucât el nu precizează timpul necesar realizării procesului chimic, adică nu face nici o afirmație cu privire la viteza lui de desfășurare. Ori nu ne poate fi deloc indiferent, mai ales din punct de vedere practic, timpul necesar desfășurării unui proces chimic și legat de acesta randamentul de transformare realizabil după o anumită durată de reacție. Aceste două mărimi, timpul de reacție și randamentul de transformare, determină în primul rând economicitatea unui proces dat. În cazul concret economicitatea procesului de extracție a cuprului prin topirea autotermă în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor este condiționat de timpul de reacție. Randamentul de transformare însă nu depinde numai de timpul de reacție, ci și de mecanismul de desfășurare a procesului chimic, randamentul fiind cu atât mai mic, cu cât procesul respectiv este mai complex, putându-se forma și produși secundari sau intermediari.

Astfel s-a ivit necesitatea studierii vitezei de desfășurare a proceselor de topire în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor, a mecanismului de reacție, cât și a factorilor

și a obține în timp util, randamente de transformare acceptabile.

În baza rezultatelor experimentale obținute la desfășurarea reacțiilor chimice, s-a stabilit că există o serie de factori care determină mărimea vitezei de reacție. În afară de concentrația participanților la reacție și de temperatură, viteza de reacție mai poate depinde de concentrația catalizatorilor adăugați, de natura solventului, de prezența gazelor inerte (exprimată prin dependența vitezei de reacție) de presiunea totală a sistemului, de natura și intensitatea radiațiilor absorbite etc.

Ținând însă seama de importanta influență a concentrațiilor participanților la reacție și a temperaturii la desfășurarea reacției, voi limita pentru început discuția doar asupra dependenței vitezei de reacție de acești factori.

De asemenea trebuie subliniat faptul că viteza de reacție mai poate fi influențată și de o serie de factori fizici, caracteristici fenomenelor de transport care se manifestă mai ales la asemenea reacții (topire în suspensie a concentratelor cuproase) care se desfășoară în sisteme eterogene. Rolul acestor factori îl voi analiza în capitolele următoare.

Viteza reacției este funcție de compoziția amestecului reactant, de presiunea și temperatura în zona de reacție. De aceea, valoarea vitezei de reacție poate folosi drept caracteristică a procesului respectiv numai dacă sînt specifice condițiile în care s-a constatat această viteză.

Expresia clasică care leagă viteza reacției ireversibile de condițiile desfășurării are forma:

$$\frac{dC}{dt} = k(T) \cdot F(c_1, c_2, c_3, \dots, c_n) \quad (2.1.1)$$

în care  $k$  este constanta vitezei de reacție, a cărei dependență de temperatură în cazul proceselor de tip Arrhenius poate fi dată în

120.61  
221

$$k = Z \cdot e^{-\frac{E}{RT}} \quad (2.1.2)$$

Conform postulatului fundamental al cineticii chimice, pentru reacțiile omogene, factorul de concentrație care intră în relația (2.1.1) este de forma:

$$F = \prod_{i=1}^n C_i^{\alpha_i} \quad (2.1.3)$$

Această expresie se bazează pe teoria ciocnirilor; produsul din membrul drept al ecuației (2.1.3) este egal cu probabilitatea ciocnirii moleculelor substanțelor inițiale, în timpul căreia se poate produce reacția. Mărimea  $\alpha_i$  se numește ordinul reacției referitor la substanța  $i$ . Ordinul total al reacției este egal cu  $\sum \alpha_i$ . Dacă ecuația stoichiometrică reflectă mecanismul reacției (adică procesul descris se desfășoară într-o singură etapă), ordinul  $\alpha_i$  trebuie să coincidă, în valoarea absolută, cu coeficienții stoichiometrici ai substanțelor inițiale corespunzătoare.

Descrierea matematică a cineticii reacțiilor bazată pe ecuațiile (2.1.1-2.1.3) se numesc ecuațiile cineticii formale. Cuvântul de „formală” nu este introdus fără motiv, deoarece chiar în cazul reacțiilor omogene, ecuațiile (2.1.1-2.1.3) nu totdeauna reflectă mecanismul real al reacției. În ceea ce privește reacțiile catalitice eterogene, în care se încadrează și procesul de topire în suspensie a concentratelor cuproase, care trec prin mai multe stadii și al căror mecanism adeseori este necunoscut, ecuațiile (2.1.1-2.1.3) rămân doar scheme fenomenologice, utile pentru prelucrarea datelor experimentale.

## 2.2. Metode folosite în studiul reacțiilor solid-gas

Ținând seama de natura reacțiilor chimice, din turnul de reacție, și de scopul urmărit în studiile cinetice (stabilirea mecanismului și a vitezei de reacție cât și a factorilor care influențează) se întâlnesc o mare varietate de metode care pot fi utilizate.

Metodele promovate în vederea unor determinări pot fi realizate în funcție de viteza de desfășurare a procesului chimic, cazul în care procesele sînt diversificate în metode pentru studiul reacțiilor lente și metode pentru studiul reacțiilor rapide.

La alegerea metodei utilizate se va avea în vedere și modul de admisie a reactanților, care poate fi realizat fie deodată, la începutul reacției (metode statice) sau continuu în timpul desfășurării procesului (metode dinamice sau decurgere).

În funcție de faptul dacă temperatura rămîne constantă sau se modifică în decursul procesului chimic și metoda de studiu va trebui să fie adecvată alegînd între metodele izoterme și metode termic dinamice (neisoterme).

O ultimă grupă de indicatori care ne poate orienta spre metoda de studiu cel mai adecvat este aceea care se referă la natura reacțiilor chimice, deosebindu-se în acest sens metode de studiu ale reacțiilor în sisteme omogene în fază gazoasă, în soluție sau în stare solidă.

Topirea concentratelor cuproase și a piritelor se realizează într-un turn de reacție în care concentratul și reactantul se admite în mod continuu. Se realizează o reacție între un solid și un gaz.

Reacțiile solid-gas în principiu pot fi de două tipuri diferite. Unele reacții de descompunere solid-gas:



ca de exemplu reacțiile de descompunere a unor mineruri. Păe reacții de adiție a unor substanțe gazoase la solide:



ca de exemplu reacțiile de oxidare a metalelor.

Indiferent de tipul reacției solid-gaz, pe lângă procesul chimic propriu-zis, pot interveni fenomene de transport în special de difuzie și de transmisie a căldurii prin solid, care influențează serios cinetica procesului chimic propriu-zis.

Considerind reacția solid-gaz, în principiu se recomandă utilizarea a două tipuri de metode experimentale, fie metode gravimetrice care urmăresc variația în timp a greutateii substanței solide, supusă transformării chimice, fie metode legate de modificările survenite în sistemul gazos și care pot fi sau metode manometrice, dacă se lucrează în sistem static, sau metode bazate pe analiza cromatografică înainte și după reactor.

Tinând seama că majoritatea reacțiilor solid-gaz, decurg în funcție de temperatura de lucru în mai multe trepte, se preferă în ultimul timp pentru studiul acestor reacții metode termice dinamice (neisoterme) în locul celor izoterme deoarece ele permit o punere în evidență a diferitelor trepte de transformare.

În turnul de reacție al agregatului de extragere pirometalurgică a cuprului, prin topirea în suspensie a concentratelor, reacțanții sînt admisi în mod continuu în timpul desfășurării proceselor, particulele în suspensie în timpul parcurgerii reactorului se încălzesc dinamic în intervalul de temperatură de 30-40°C, de la intrarea lor în reactor, la o temperatură de 1400-1450°C, temperatura cu care ajung particulele topite în decantorul instalației, care este în cuptor cu vatră.

Această particularitate a procesului obligă la alegerea unei metode de analiză adecvate, care să poată fi



cît mai ușor interpretabile și să reflecte mecanismul de transformare din instalație cît mai fidel. Cele expuse anterior, justifică alegerea metodei termice dinamice de analiză care să stea la baza stabilirii ecuațiilor cinetice formele ale principalelor stadii prin care trece substanța în turnul de reacție.

În procesele de oxidare (ardere) a concentratelor cuproase și a piritelor, la o viteză mare a carburantului, concentratul fin pulverizat este transportat sub formă unui nor de particule.

Arderea (oxidarea) concentratului cupros și a piritelor într-o asemenea stare, denumită stare pulverizată, este utilizată pe o scară largă în instalațiile de topire în suspensie.

Reacția desfășurată între concentratul de cupru și oxidant în ansamblu este exotermic, deci există o degajare de căldură și este însoțită de fenomene de schimb de masă și de căldură între mediile reactante. Procesul de ardere este caracterizat prin aceea că prin avansarea sa apare o reducere a concentrațiilor gazelor reactante cît și a sulfului (combustibilului) în direcția de mișcare. Repartiția temperaturilor și concentrațiilor pe lungimea zonei de ardere se realizează în funcție de natura repartiției concentrației concentratului (combustibilului) și a componentilor amestecului gazos și în funcție de natura schimbului de căldură, în volumul spațiului din turnul de reacție.

Procesul de oxidare în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor se desfășoară într-un regim termic dinamic caracteristic proceselor nestaționare. În astfel de condiții de desfășurare a procesului de schimb termic și schimb de masă, impune urmărirea factorilor care influențează cinetica reacțiilor din turnul de reacție.

În baza rezultatelor experimentale obținute la studiul desfășurării reacțiilor chimice, s-a stabilit că există o seri

factori care determină mărimea vitezei de reacție. Înafară de concentrația participanților la reacția de oxidare cit și a temperaturii de reacție mai depinde și de concentrația catalizatorilor, de natura oxidantului cit și de o serie de factori fizici.

Metodele termice de analiză utilizate, se bazează pe legătura strinsă care există între substanță și temperatură, adică pe studierea stării termice a substanțelor și a schimbărilor care se produc în substanță în funcție de temperatură.

Temperatura este una din mărimile care definește starea, echilibrul și cinetica sistemelor materiale, ea influențând aproape toate constantele fizice și chimice ale substanțelor. Stările termodinamice ale substanțelor sînt determinate de două procese strîns legate între ele: mecanismul de transfer termic, considerat ca un întreg la un moment dat și procesele termocinetice, care determină variațiile proprietăților fizice și chimice ale substanței cercetate. Aceste două procese, termice și fenomenele de natură fizică sau chimică care iau naștere la încălzirea unei substanțe determină toate aspectele metodelor termice de analiză.

Desfășurarea unui proces termic, fie de natură fizică, fie de natură chimică, într-un sistem material bine definit care constituie scopul cercetărilor termoanalitice, este condiționată de modul în care sistemul analitic instrumental este alimentat cu energie termică.

Un sistem material poate fi adus la o temperatură dorită, prin încălzire sau răcire. Ansamblul de fenomene care însoțesc trecerea căldurii în interiorul aceluiași corp sau în corpuri diferite se realizează prin fenomenele de transfer a căldurii.

Metodele termice de analiză, avînd drept scop cercetarea fenomenelor termice ce iau naștere atunci cînd se încălzesc

sau se răcește un produs solid, sînt numeroase.

Dintre aceste metodologii de lucru în variantă modernizată se remarcă următoarele:

a. Analiza termică diferențială. Metoda termică diferențială reprezintă în esență o modernizare instrumentală a metodei clasice de studiere a transformărilor de fază cu ajutorul înregistrărilor de timp și de temperatură, obținute în cursul încălzirii uniforme a unei substanțe solide. Experimental metoda constă în încălzirea, în condiții identice a unei probe și a unui material inert din punctul de vedere termic, concomitent înregistrîndu-se continuu temperatura  $T$  care există în cuptor și diferența de temperatură care apare între cuptor și materialul de referință.

b. Gravimetria termică G.T. Este tehnica instrumentală prin care o probă supusă analizei se cîntărește continuu pe măsură ce este încălzită cu o viteză de ridicare a temperaturii în cuptor, constantă în timp. Metoda s-a dezvoltat prapriu-zis din metoda clasică de încălzire și cîntărire în trepte a unui produs solid.

Încălzindu-se o substanță la diferite temperaturi, acesta suferă o serie de transformări, dintre care unele sînt însoțite și de schimbări de greutate. Urmărindu-se variația greutății în funcție de temperatură  $m=f(T)$  se pot trage concluzii asupra transformărilor survenite în proba cercetată.

c. Gravimetria termică diferențială G T D: Tehnica instrumentală a gravimetriei termice diferențiale s-a dovedit foarte utilă, datorită faptului că funcția (curbă) obținută este derivata I-a a schimbului de greutate, adică  $\frac{dm}{dT} = f(T)$ , deci derivata curbei  $m=f(T)$ , în raport cu timpul.

Derivatografia termică reprezintă o reunire a celor două tehnici experimentale expuse anterior într-un ansamblu instrumental unitar.

șiale se poate stabili ușor, în ce mod se desfășoară procesele termice. Cu ajutorul gravimetrice termice și al gravimetrice termice diferențiale se poate stabili exact ce modificare de greutate intervine în probă în cursul încălzirii. Din aceste trei posibilități s-a născut ideea că folosirea în același timp și pe aceeași probă a celor două tehnici instrumentale asigură identitatea completă a condițiilor de lucru, scurtând totodată timpul necesar unei analize care ar fi efectuată separat prin fiecare metodă în parte.

Curbele obținute prin metodele de analiză termică pot fi interpretate din mai multe puncte de vedere, proprii fiecărei cercetări, dar toate au ca punct de plecare o interpretare fie calitativă fie cantitativă.

### 2.3. Interpretarea curbelor termice

#### 2.3.1. Temperaturile caracteristice ale efectelor termice și cauzele variației lor

Cercetările au stabilit că numai atunci se procedează corect la stabilirea temperaturilor, efectelor termice, când funcția de timp a curbelor obținute se raportează în funcție de temperatură probei cercetate. Aceste temperaturi ale efectelor termice se caracterizează în cazul efectelor endotermice, cu temperatura de vîrf a efectului termic, iar temperatura efectului exotermic, cu temperatura de începere a efectului.

Temperaturile caracteristice ale efectelor termice nu sînt niște valori absolute, ele depinzînd, așa după cum s-a arătat, de o serie de factori experimentali pe de o parte, iar pe de altă parte de felul și structura materialului cercetat.

Causele care influențează aceste temperaturi pot fi multiple dintre care pot fi numerotate câteva.

- Temperaturile caracteristice la care se produc efectele termice ale unei substanțe analizate sînt influențate în primul rînd de prezența ionilor străini care se găsesc în probă.

- Prezența substanțelor străine într-un produs poate să provoace, de asemenea, o puternică scădere a punctului de topire.

Pentru a avea o posibilitate de comparație, am efectuat analiza termică pentru pirită ( $FeS_2$ ) și în cazul concentratului industrial utilizat la obținerea masei cuprese.

Proba utilizată la analiza termică a piritei a avut masa 700 mgrens, programul de viteză a instalației a fost de  $10^{\circ}C/min$  timpul de încălzire a probei de 200 min, pentru atingerea temperaturii de  $1000^{\circ}C$ . Sensibilitatea aparatului 500 mg, viteza de încălzire  $5^{\circ}C/min$ .

Pirita  $FeS_2$  fiind una dintre cele mai frecvente sulfuri din natură, curbele obținute prin analize termice au fost mai mult studiate decît pentru alte sulfuri.

#### a. Analizînd configurația curbei termice D.T.A.

se poate observa faptul că descompunerea termică a piritei într-un mediu oxidant (aer) începe cu un efect exotermic pronunțat care începe la cea  $360^{\circ}C$ , avînd maximum la temperatura de  $480^{\circ}C$ . Pe curba DTA pot fi observate două maxime primul maxim apare la  $480^{\circ}C$ , iar cel de al doilea maxim la  $600^{\circ}C$  (fig.2.3.1). anexa Nr. II.

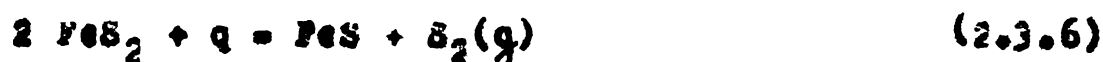
În ceea ce privește mecanismul reacțiilor de oxidare a sulfurilor, unii cercetători sînt făcut o serie de măsurători pe lungimea ilăcirii, măsurători care au adus argumente pentru teoria adsorbției autocatalitice conform schemei:



Evident că, în cazul procesului de topire în suspensie prăjirea oxidantă desfășurându-se împreună cu topirea, apariția fazelor lichide complică, oarecum, procesele de oxidare, având loc în același timp reacții de dublu schimb între compuși din mată și zgură. Analizând modul de desfășurare a procesului și din forma curbei DTA, consider că util a observa că procesul de adsorbție se realizează la începutul fazei de oxidare, oxidantul adsorbit declanșează mecanismul descris prin relațiile [(2.3.1) - (2.3.5)], care în ansamblu este un proces exoterm, degajarea energiei termice servește la ridicarea temperaturii piritei din probă.

Ridicarea temperaturii probei duce și la formarea sulfatilor metalici caracterizați printr-o compactitate mai ridicată ca a materiei prime, la temperatură ambiantă. Stratul de sulfat metalic format la suprafața granulelor micșorează difuzia oxidantului spre substanța reactantă.

Încălzirea în continuare conduce la disocierea termică a sulfurii, presiunea parțială a sulfurii în porii granulelor va deveni superioară presiunii exterioare și va fi pompat spre suprafața granulei, reacția ce se va produce după ecuația:



reacția care este puternic endotermică se realizează cu un consum ridicat de căldură.

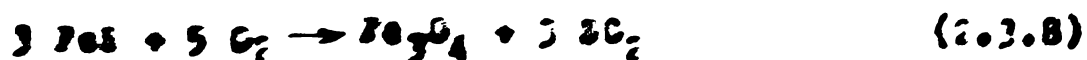
Această constatare este evidentă dacă se compară efectele termice evidențiate pe curba DTA cu modificările de masă dată de curba TG. Se poate observa că de la temperatura primului maxim la  $480^{\circ}\text{C}$ , temperatura probei începe să deascrescă repede (ca urmare a unor reacții exotermice), față de temperatura materialului inert cu care se compară temperatura probei. Desfășurarea procesului de disociere în cazul probei analizate se realizează la  $700^{\circ}\text{C}$  (fig.2.3.1) (anexă). *nr. 4.*

b. Din configurația curbei DTA se poate observa și amplitudinea mare, procesul de oxidare a piritei este continuu, și reacția probabilă care se desfășoară în intervalul de temperatură de  $(700-900^{\circ}\text{C})$  este:



Sulfura de fier se oxidează în  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , oxidul fiero-feric.

c. La fel procesul de încălzire continuă apare un slab efect endotermic pe curba DTA la temperatura de circa  $920^{\circ}\text{C}$ , care poate să fie punctul de începere a topirii probei. După topirea, oxidarea probei continuă având loc o reacție de oxidare și una de modificare structurală:



La peste temperatura de  $920^{\circ}\text{C}$  sulfura de fier se oxidează în  $(\text{Fe}_3\text{O}_4)$  magnetitul.

Modificarea structurală se referă la schimbarea valenței fierului, oxidul fiero-feric se transformă în magnetit:



Analizând curbele de descompunere a unui concentrat industrial de coccași proveniență ca și probe de pirită analizată

terale și anume din bazinul băimărean; acestea prezintă o serie de particularități.

Concentratul industrial este format în principal din următoarele componente principale: pirită ( $\text{FeS}_2$ ); calcopirită ( $\text{FeS.CuS}$ ); cuarț ( $\text{SiO}_2$ ).

Proba analizată a avut o masă de 2000 mg, viteza de încălzire  $15^\circ\text{C}/\text{min}$ ; temperatura atinsă  $1-1600^\circ\text{C}$ , durata de încălzire  $\tau = 100$  min; scara la care au fost ridicate curbele DTA și DTG-1/20.

a. În cazul topirii în suspensie, a concentratelor cuproase, majoritatea reacțiilor chimice desfășurându-se în flacăra arzătorului de concentrate, în baie topită realizându-se desăvârșirea acestora, este necesar să analizăm cu atenție fenomenele fizico-chimice, care au loc în flacără, cum ar fi chimismul și cinetica arderei sulfurilor în flacără, condițiile transmisiei de căldură. Un interes deosebit se acordă studiului caracteristicilor de ardere a șarjei cuproase în comparație cu cele ale combustibilului solid pentru care se impune să se facă o analiză a deosebirilor calitative între flacără sulfurant-oxidantă și flacără combustibilă aer, care este mult mai studiată. Arderea prafului de cărbune natural poate fi considerată că este compusă din două procese succesive: (1)-separarea volatilizelor și (2)-arderea rezidului de cocs. Faze analoge au loc și în procesul de oxidare a șarjelor sulfuroase de cupru, „volatilizis” fiind sulful elementar rezultat din disocierea sau transformările polimerice ale piritei și calcopiritei după reacțiile :





iar sulfurile simple și fondanții vor forma ceea ce a fost numit la arderea cărbunului „reziduu de cocă”. La topirea pentru masă, arderea sulfului din sulfurile simple este însoțită și de oxidarea fierului după reacțiile:



În același timp mai pot avea loc reacțiile:



Nu este exclus ca, parțial (local) să aibă loc și reacțiile de oxidare a cuprului. Din cauza oxidării fierului, gazele cuproase se pot califica drept un combustibil cu cenă, cenă ce apare ca un produs principal al topirii. Astfel, apare o diferență esențială între flacăra sulfurată și flacăra cu praf de cărbune. Flacăra sulfurată ca urmare a adsorbției se autoîncălzește. Din acest motiv, procesul de topire în suspensie, poate decurge autogen la temperaturi mult mai scăzute decât temperatura flăcării cu combustie. Aceasta nu înseamnă, însă, o ardere mai însoțită a flăcării sulfurate în comparație cu cea a flăcării de combustibil solid, deoarece energia de activare a oxidării sulfului și a diferitelor sulfuri este mult mai mică decât energia de activare a oxidării volatizilor combustibilului. Pe de altă parte, este de remarcat faptul că pentru flacăra sulfurată oxidantă este caracteristică o concentrație mai mare de fază condensată. Aceasta la un grad de măcinare egal al șarjei și al prafului de cărbune, duce la o suprafață specifică mai mare de fază solidă pe unitatea de volum de oxidant ceea ce, conform cu constatările experimentale, trebuie să se îmbunătățească proprietățile difuziei

in flacără sulfurant oxidantă. Cum s-a mai arătat și la arderea piritei, în ceea ce privește mecanismul reacțiilor de oxidare a sulfurilor, dintr-o serie de măsurători efectuate pe lungimea flăcării, au adus argumente pentru teoria adsorbției autocatalitice a oxigenului pe suprafața concentratului conform relațiilor [(2.3.1- - 2.3.5)] .-

Din configurația curbelor obținute la descompunerea termică a concentratului industrial (cupros) în special din forma curbei DTA se poate observa că din momentul începerii încălzirii probei, temperatura acesteia crește față de temperatura materialului inert utilizat pentru comparație. Se poate spune că adsorbția de oxigen se realizează în starea determinată de temperatura ambiantă. În timpul încălzirii nu se poate pronunța asupra continuării fenomenului adsorbției. Adsorbția devine mai redusă în momentul începerii disocierii termice a concentratului prin desorbția sulfurului în mediul oxidant. Adsorbția oxigenului în faza solidă sau lichidă este legată de procesul de chemosorbție al cărui rezultat este formarea compușilor intermediari mai stabili la temperatură și condițiile din zona respectivă a flăcării. Pe măsura creșterii temperaturii în flacără (și creșterea temperaturii probei) și a duratei de staționare a acestor compuși, are loc procesul de descompunere a lor cu formarea produselor finale ale oxidării.

Încălzirea autogenă a concentratului industrial începe la temperatura ambiantă de 25°C, maximumul reacției exotermice este la 440°C. În acest interval se formează și produsele intermediare, cu o capacitate ridicată (sulfurii) reducând adsorbția și difuzia oxigenului spre substanța activă. Încălzirea cuptorului este continuă astfel fiind încălzită și probea analizată. Ca urmare a încălzirii în granulele încălzite începe o separare termică a sulfurului și depozitare

in porii acestuia. Formarea sulfatilor se poate delimita pe fig. 2.3.2. (anexă) pe curba DTA in intervalul de (350-540°C).

Minimul procesului de disociere termică este atinsă pentru temperatura de 700°C.

Comparind punctele delimitative ale acestor procese de temperatură cu cele obținute la analiza termică a piritei se poate observa că acestea sînt apropiate, care dovedeste că există un mecanism similar la încălzire și descompunere termică. Prezența fondantului și a calcopiritei nu influențează în mod deosebit viteza și mecanismul de descompunere a concentratului.

Desăvîrșirea procesului de disociere se realizează pentru temperatura de 700°C.

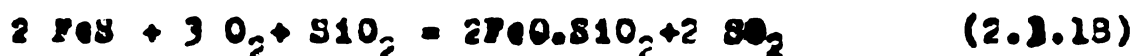
b. In intervalul de temperaturi (700-900°C) continuă procesul de oxidare și anume sulfurile simple (FeS) se oxidează într-un oxid fero-feric după reacția:



Acest produs se obține în fază solidă.

c. La temperatura de oca 900°C apare un minim pe curba DTA și o schimbare a vitezei de transformare observată pe curba TG care după toate posibilitățile corespunde punctului de topire a concentratului. Prin topirea oxidului fero-feric ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) există o probabilitate termică mai ridicată pe tru formarea faialitei ( $2\text{FeO} \cdot \text{SiO}_2$ ). Prin contactul dintre topitură și bioxidul de siliciu, încă în stare solidă la această temperatură, reacția de formare este exotermică și ea apare evidențiat pe curba DTA în forma unor ondulații.

Reacția principală de formare a faialitei se desfășoară după ecuația:

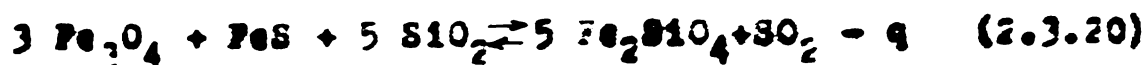


este probabilă și reacția



care este procesul de reducere parțială a magnetitei formate, reacțiile fiind favorizate de  $\text{SiO}_2$ .

În afară reacțiilor [2.3.18-2.3.19] mai putem vorbi și de reacția reversibilă:



După cum s-a văzut, curbele termice înregistrate prin metoda analizei termice diferențiale nu indică numai efectele termice ale reacțiilor chimice de modificare a greutateii, ci și modificările pe care le suferă un compus sub acțiunea energiei termice. Prin aceasta, analiza termică diferențială (este) furnizată mai multe puncte de reper pentru alegerea celor mai adecvate metode tehnologice în vederea atingerii scopului propus. În cazul concret cunoașterea acestor reacții cardinale vor permite îmbunătățirea tehnologiei și a instalației de extracție a cuprului prin metoda topirii în suspensie a concentratelor.

#### 2.4. Determinarea ecuației cinetice formale, ce caracterizează descompunerea termică a concentratului cupros.

Procesul de topire în suspensie este bazat pe descompunerea substanțelor solide. Reacțiile principale se produc în fază solidă. Prin reacții în fază solidă se înțeleg de obicei procese de descompunere a solidelor (o parte a produsilor de descompunere fiind volatili), reacții dintre solide și reacții ale solidelor cu substanțe lichide sau gazoase.

În toate aceste procese joacă un rol hotărîtor fenomenele de transport, dintre care cele mai importante sînt : difuzia și conductibilitatea termică.

O caracteristică esențială a reacțiilor în fază solidă e constituie destrucția totală în timpul procesului, a fazei, specifice reactantului și formarea fazei noi, caracteristică produșilor de reacție. Din această cauză, reacția se propagă adeseori pornind de la "nuclee" de produs de reacție, care apar pe suprafața reactantului. Atît numărul nucleelor, cît și suprafața lor se măresc în timpul procesului chimic, iar viteza globală a reacției poate depinde și de aceste mărimi. Din această cauză curbele cinetice pentru reacțiile în fază solidă sînt adeseori foarte complicate, și nu pot fi redată printr-o singură funcție matematică. Analizînd configurația curbei TG din fig.2.3.2, pentru concentratul cupros, rezultă că pentru caracterizarea cineticii de descompunere se impun cel puțin trei asemenea funcții. Astfel, noțiunile de molecularitate și ordin de reacție au o aplicabilitate restrînsă în cazul reacțiilor de descompunere termică a concentratului cupros și a piritelor.

Însăși molecula este o entitate greu de definit pentru unele solide, iar concentrația reactanților poate varia nu numai în timp, dar și cu poziția spațială, datorită propagării reacției pornind de la nucleele de produs de reacție.

Din această cauză noțiunea de ordin de reacție se folosește doar formal, ca o extindere de limbaj, pentru exprimarea analitică a vitezei de reacție în funcție de cantitatea de reactant, fiind adeseori dependentă și de forma și granulometria particulelor solide.

În funcție de natura procesului determinant de viteză, se poate încerca o clasificare a proceselor în fază solidă,

menționându-se însă că nu este singura clasificare întâlnită în literatura de specialitate [ 16 ] . Această clasificare face deosebirea între procese în care produsul solid de reacție poate avea sau nu proprietăți catalitice, procesul de transformare chimică început la suprafața solidului propagându-se sub formă de front de reacție spre interior. Procesul determinant de viteză poate fi în acest caz sau fenomenul de formare sau de creștere a noii faze solide, sau difuzia și transportul materiei în fază solidă sau însăși procesul de transformare chimică.

La o a doua clasă de reacții, viteza este controlată de apariția și ramificarea unor fisuri în fază solidă, ca urmare a tensiunii create la formarea noii faze, iar propagarea reacției are loc în direcția preferențială de-a lungul fisurilor.

În general nu se poate face responsabil un singur tip de proces elementar pentru mecanismul reacțiilor în fază solidă, deoarece viteza de reacție depinde nu numai de desfășurarea procesului chimic, dar și de transportul de masă și de căldură cât și de tensiunile electrice, calorice și mecanice create.

Studiile experimentale arată că este greu de a cuprinde prin aceeași lege cinetică un număr mai mare de reacții de descompunere în fază solidă.

Înainte de a trece la stabilirea ecuațiilor cinetice care caracterizează descompunerea concentratului cupros, voi face unele considerații generale privind cinetica formală a acestor reacții:

Reacția de descompunere a concentratului cupros este de forma :



Această formă a reacției este caracteristică perioadei de disociere termică.

Reacția de descompunere (2.4.1) poate fi caracterizată de viteza de reacție, de forma:

$$-\frac{dC_A}{dt} = k C_A \quad (2.4.2)$$

Ecuația cinetică (2.4.2) pentru o reacție de ordinul întâi poate fi exprimat în funcție de variația masei sau în funcție de modificarea greutateii probei solide, cu relația:

$$\frac{dW_t}{dt} = k \cdot W^n \quad (2.4.3)$$

dacă se notează prin  $W_\infty$  pierderea de greutate a probei solide la sfârșitul unei etape a procesului de degradare și prin  $W_t$  pierderea de greutate la timpul  $t$ . În acest caz diferența  $(W_\infty - W_t) = W_x$ , reprezintă greutatea probei la un moment dat al reacției, angrenată în proces, proporțională cu concentrația reactanților, participanți în procesul chimic respectiv. Ținând seama că  $W_\infty$  reprezintă totodată și o măsură pentru cantitate de probă transformată la sfârșitul procesului chimic, raportul  $\frac{W_t}{W_\infty} = \alpha$ , va caracteriza gradul de transformare la un moment dat al reacției, astfel că se poate folosi și o ecuație de viteză adimensională pentru exprimarea cinetică a proceselor în fază solidă:

$$-\frac{d\alpha}{dt} = k_n (1 - \alpha)^n \quad (2.4.4)$$

Determinarea unei funcții analitice, definită printr-un tabel de valori, se poate realiza printr-o metodă corespunzătoare de interpolare. Dacă tabelul reprezintă rezultatele unei experiențe fizice oarecare, elementele sale pot conține erori inerente. Mai mult decât atât, aceste erori inerente nu se pot prezice în mod obișnuit cu un grad rezonabil de certitudine, fiind repartizat după o lege statistică și există o probabilitate apreciabilă ca unele dintre ele să fie destul de mari.

Să presupunem de exemplu, că în urma unei experiențe oarecare am obținut un tabel de valori pentru  $x$  și  $y$ . Dacă se reprezintă într-un sistem de axe cu ordonata  $y$  se va putea vedea că unele valori a lui ( $y$ ) conțin o eroare importantă, deoarece acestea nu se supun aceluiași reguli ca și celelalte puncte. De aceea, se vor obține rezultate cu erori mari dacă vom utiliza o interpolare în care va intra oricare din punctele care nu se supun regulii generale de desfășurare a fenomenului. Înainte de a folosi astfel de date trebuie să le „netezim” astfel încât să eliminăm pe cât posibil erorile statistice.

Aceste observații ne determină să căutăm o metodă care, bazându-se pe o serie de valori tabelate obținute pentru  $x$  și  $y$  să conducă la o relație generală între  $x$  și  $y$ .

Metoda celor mai mici pătrate oferă un astfel de cadru pentru evaluarea funcțiilor analitice pe baza datelor experimentale

Metoda celor mai mici pătrate elimină o serie de dificultăți ce apar în cazul celorlalte metode. În cazul acestei metode se minimizează suma pătratelor abaterilor:

$$\sum_1^m d_i^2 = \sum_1^m (y - \bar{y}_i)^2 \quad (2.4.5)$$

unde:  $y_1$  - este valoarea tabelată;

$\bar{y}_1$  - este valoarea rezultată din funcția de aproximare.

Dacă se alege o funcție liniară de interpolare

$$\bar{y} = a + bx \quad (2.4.6)$$

Expresia abaterilor în acest caz devine:

$$\sum_1^m d_i^2 = \sum (y_i - a - bx)^2 \quad (2.4.7)$$

Acasta este o funcție pătratică în  $a$  și  $b$ . Metodele de calcul cunoscute ne permit să găsim valorile lui  $a$  și  $b$ , care minimizează această expresie.



Există de asemenea și considerente de ordin statistic pentru folosirea expresiei (2.4.5). Se poate arăta că funcția  $y=f(x)$ , care rezultă din minimizarea ecuației (2.4.5), este cea mai probabilă, dacă valorile lui  $y$ , măsurate experimental urmăresc o repartiție normală (gaussiană). Într-adevăr, dacă eroarea statistică din  $y_1$  urmărește o repartiție cu o dispersie constantă, atunci (2.4.5) conduce la cea mai probabilă soluție.

Acestate sînt motivele pentru care alegem minimizarea expresiei (2.4.5). Deoarece facem suma pătratelor abaterilor minime, relația (2.4.5) este numită principiul celor mai mici pătrate.

Să presupunem că valorile tabelate ale lui  $y$ , erorile statistice, urmăresc o repartiție normală, iar funcția de interpolare vom presupune liniară:

$$y = a_1 x_1 + a_0 \quad (2.4.8)$$

Vorim să minimizăm expresia:

$$S = \sum_1^m (y_i - a_1 x_i - a_0)^2 \quad (2.4.9)$$

Din condițiile  $\frac{\partial S}{\partial a} = 0$  și  $\frac{\partial S}{\partial a_1} = 0$  se obțin ecuațiile normale din care se deduc:

$$a_0 = \frac{\sum y_i \sum x_i^2 - \sum x_i \sum x_i y_i}{m \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (2.4.10)$$

$$a_1 = \frac{m \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{m \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (2.4.11)$$

Înlocuind aceste soluții se obține curba aproximată liniară prin metoda celor mai mici pătrate. Aceasta din urmă este denumită regresia liniară în  $x$  a lui  $y$ . Spunem că regresăm în  $x$  deoarece am presupus că  $x_1$  nu conține erori.

Regresia poate fi : liniară, polinomială, exponențială, geometrică și trigonometrică.

Din fig.2.3.2.care reprezintă variația greutateii probei ca urmare a disocierii termice a concentratului cupres, pentru valorile temperaturii între limitele de cea (600-900)<sup>0</sup>K curba are o formă asemănătoare cu a celor exponențiale, caracteristic proceselor controlate de factori cinetici (temperatură, concentrație).

Curba de descompunere termogravimetrică din fig. 2.3.2. determinată pe cale experimentală, va servi la determinarea funcției analitice a reacției în acest domeniu al temperaturilor. Domeniile cuprinse între (0-600)<sup>0</sup>k și (900<sup>0</sup>-1700)<sup>0</sup>k se vor analiza ulterior.

După configurația curbei TG cuprinsă în domeniul delimitat de temperaturile (600-900)<sup>0</sup>k se poate afirma o asemănare dintre aceasta și o parte din curbele cinetice. În prima analiză pentru considerentul exprimat anterior, vor presupune că cinetica procesului în domeniul de temperaturi arătate este posibilă să fie exprimată cu o ecuație de forma celei arătate la (2.4.3):

$$\frac{dW_t}{dt} = K n W_r^n \quad (2.4.12)$$

Dacă  $W_\infty$  reprezintă pierderea de greutate la sfârșitul unei etape a procesului de degradare și  $W_t$  pierderea la timpul  $t$ . În acest caz diferența  $(W_\infty - W_t) = W_r$  reprezintă greutatea probei la un moment dat al reacției angrenată în proces, proporțională cu concentrația reactanților participanți în procesul chimic respectiv.

Presupunând că viteza de încălzire este constantă  $\frac{dT}{dt} = a [^0/min]$  și că reacția în fază solidă ascultă de legea lui Arrhenius, ecuația de viteză gravimetrică se poate reda sub forma

$$\frac{dW_t}{dt} = \frac{k_0}{a} \cdot e^{-\frac{E}{RT}} \cdot W_r^n = \frac{k_0}{a} \cdot e^{-\frac{E}{RT}} (W_\infty - W_t)^n \quad (2.4.1)$$

Se observă că în această ecuație sînt implicate mai mult de două variabile și anume: viteza reacției  $\frac{dN}{dt}$ , temperatura  $T$  și concentrația substanței ( $W_\infty - W_T$ ).

În asemenea cazuri utilizarea metodei celor mai mici pătrate este recomandată, prin folosirea regresiei multiple.

Considerînd în general trei variabile  $x, y$ , și  $z$  presupunînd că există legătura funcțională între aceste trei variabile de forma

$$z = f(x, y) \quad (2.4.14)$$

unde funcția  $f(x, y)$  nu este complet determinată. Să presupunem că avem un tabel în care sînt înscrise valorile corespunzătoare celor trei variabile, adică  $(x_1, y_1, z_1); (x_2, y_2, z_2); \dots; (x_m, y_m, z_m)$ . Dacă se admite ipoteza că valorile tabelate ale lui  $z_1$  conțin erori statistice care urmează o repartiție normală funcția cea mai probabilă de aproximare este cea obținută regresînd stit în  $x$  cît și în  $y$ , iar expresia (2.4.14) poate fi înlocuită prin:

$$z = A + Bx + Cy \quad (2.4.15)$$

Considerînd planul celor mai mici pătrate în locul dreptei celor mai mici pătrate, așfel spus, considerînd că planul reprezentat de expresia (2.4.15) este astfel ales, încît suma pătratelor abaterilor valorilor  $z_1$  din tabel față de valorile lui  $z$  obținute cu (2.4.15) să fie cît mai mică posibilă. Acest lucru se obține prin minimizarea sumei:

$$S = \sum (z_1 - A - Bx_1 - Cy_1)^2 \quad (2.4.16)$$

Derivînd expresia lui  $S$  în raport cu  $A, B$  și  $C$  și egălinînd fiecare derivată parțială cu zero, se obțin cele trei ecuații normale în  $A, B$  și  $C$ :

$$nA + (\sum x_i)B + (\sum y_i)C = \sum z_i \quad (2.4.17)$$

$$(\sum x_i)A + (\sum x_i^2)B + (\sum x_i y_i)C = \sum x_i z_i \quad (2.4.18)$$

$$(\sum y_i)A + (\sum x_i y_i)B + (\sum y_i^2)C = \sum y_i z_i \quad (2.4.19)$$

Înlocuind soluțiile A, B și C ale acestor ecuații în (2.4.15), obținem regresia liniară a lui z în x și y.

Din valorile experimentale ale vitezei de reacție rezultă tabela nr.2.4.II, în funcție de temperatură și modificarea greutateii probei se va determina funcția reacției cinetice socotind pe aceasta de forma:

$$\frac{dW_T}{dT} = \frac{k_0}{s} \cdot e^{-\frac{E}{RT}} (W_\infty - W_T)^n \quad (2.4.20)$$

Această relație se va transforma într-o relație de forma:

$$z = A + Bx + Cy \quad (2.4.21)$$

Transformarea ecuației (2.4.20) se face prin logaritmare obținind:

$$\ln \frac{dW_T}{dT} = \ln \frac{k_0}{s} + \left( -\frac{E}{RT} \right) + n \ln (W_\infty - W_T) \quad (2.4.22)$$

Se vor introduce următoarele notații:

$$z = \ln \frac{dW_T}{dT} ;$$

$$A = \ln \frac{k_0}{s} ;$$

$$B = -\frac{E}{R} ; \quad (2.4.23)$$

$$x = \frac{1}{T} ;$$

$$c = n ;$$

$$y = \ln (W_\infty - W_T)$$

Cu notațiile utilizate la (2.4.23) relația (2.4.22) va lua forma ecuației (2.4.21).

În baza rezultatelor experimentale tabelate în tabela nr. 2.4.I se va întocmi un tabel ajutător pentru formarea ecuațiilor canonice cuprinsă în prezenta lucrare în tabelul nr.2.4.III.

Table 2.4.II.

Nr. crt.	$X_i = \frac{1}{T}$	$W_{\infty} - W_z$	$\lg [W_{\infty} - W_z]$	$y = \lg [W_{\infty} - W_z] dWT/dT$	$\frac{[dWT/dT_1] + [dWT/dT_2]}{2}$	$Z_i = \ln \frac{dW}{dT}$
1	0,00161	373	2,572	5,94	0,0665	2,823
2	0,00141	367	2,565	5,91	0,120	1,157
3	0,00136	357	2,554	5,85	0,167	1,329
4	0,00128	344	2,537	5,83	0,260	1,447
5	0,00121	332	2,522	5,81	0,300	1,478
6	0,00115	318	2,503	5,77	0,311	1,614
7	0,00109	295	2,470	5,70	0,511	0,003
8	0,00106	250	2,398	5,52	1,500	0,259
9	0,00103	199	2,267	5,23	2,168	0,12
				0,466	1,8340	

Tabel 2.4.III.

Nr. cft.	$\sum x_i$	$\sum y_i$	$\sum x_i y_i$	$10^3 \sum x_i^2$	$\sum y_i^2$	$\sum z_i$	$\sum x_i y_i$	$\sum y_i z_i$
1	0,00161	5,94	0,00954	91,10 <sup>-6</sup>	35,10	-1,177x2,303	-1,891.10 <sup>-3</sup>	-6,97
2	0,10141	5,91	0,00832	69,10 <sup>-6</sup>	34,80	-0,843x2,303	-1,190.10 <sup>-3</sup>	-4,98
3	0,00136	5,85	0,00795	63,10 <sup>-6</sup>	34,10	-0,671x2,303	-0,912.10 <sup>-3</sup>	-3,93
4	0,00128	5,83	0,00745	55,3.10 <sup>-6</sup>	35,90	-0,553x2,303	-0,709.10 <sup>-3</sup>	-3,93
5	0,00121	5,81	0,00702	49,2.10 <sup>-6</sup>	33,60	-0,522x2,303	-0,632.10 <sup>-3</sup>	-3,94
6	0,00115	5,77	0,00662	44,6.10 <sup>-6</sup>	33,20	-0,385x2,303	-0,444.10 <sup>-3</sup>	-2,23
7	0,00109	5,70	0,00622	38,5.10 <sup>-6</sup>	32,30	0,003x2,303	0,00327.10 <sup>-3</sup>	0,0171
8	0,00106	5,52	0,00584	34,10 <sup>-6</sup>	30,40	0,259x2,303	0,274 .10 <sup>-3</sup>	1,430
9	0,00103	5,23	0,00538	28,9.10 <sup>-6</sup>	27,20	0,120x2,303	0,1235 .10 <sup>-3</sup>	0,628
	11,18.10 <sup>-3</sup>	56,46	64,34.10 <sup>-3</sup>	380,5.10 <sup>-6</sup>	294,60	-3,77x2,303	-5,377.10 <sup>-3</sup>	-82,3049x2,303
					0,78		-12,55.10 <sup>-3</sup>	

Ecuațiile normale se construiesc după modelul regresiei multiple în forma relațiilor 2.4.17, 2.4.18 și 2.4.19. După efectuarea operațiilor de mediere asupra rezultatelor cuprinse în tabela nr.2.4.III se obține prin adunarea coloanelor de rezultate, ecuațiile :

$$9 A + 11,18 \cdot 10^{-3} \cdot B + 56,46 \cdot C + 3,77 = 0 \quad (2.4.24)$$

$$11,18 \cdot 10^{-3} A + 380,50 \cdot 10^{-6} \cdot B + 64,34 \cdot 10^{-3} C + 5,377 \cdot 10^{-3} = 0 \quad (2.4.25)$$

$$56,46 A + 64,34 \cdot 10^{-3} \cdot B + 294,60 \cdot C + 22,30 = 0 \quad (2.4.26)$$

Sistemul determinat prin ecuațiile (2.4.24); (2.4.25) și (2.4.26) este liniar în A, B și C. Prin rezolvarea acestui sistem prin una din metodele cunoscute se obțin valori pentru A, B și C.

Regula lui Kramer ne conduce la următoarele rezultate:

$$A = -2,303 \frac{\Delta_A}{\Delta_G} = \frac{\begin{vmatrix} 3,77 & 11,18 \cdot 10^{-3} & 56,46 \\ 5,377 \cdot 10^{-3} & 380,5 \cdot 10^{-6} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 22,30 & 64,34 \cdot 10^{-3} & 294,60 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 9,00 & 11,18 \cdot 10^{-3} & 56,46 \\ 11,18 \cdot 10^{-3} & 380,50 \cdot 10^{-6} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 64,34 \cdot 10^{-3} & 294,60 \end{vmatrix}} \quad (2.4.27)$$

Determinantul sistemului  $\Delta_A$  se rezolvă prin desfacerea în determinanți minori:

$$\Delta_A^{(1)} = 3,77 \begin{vmatrix} 380,5 \cdot 10^{-6} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 64,34 \cdot 10^{-3} & 294,60 \end{vmatrix} = 3,77 \cdot 0,10818 = 0,408 \quad (2.4.28)$$

$$\Delta_A^{(2)} = -11,18 \cdot 10^{-3} \begin{vmatrix} 5,377 \cdot 10^{-3} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 22,30 & 294,60 \end{vmatrix} = -1,675 \cdot 10^{-3} = -0,001675.$$

$$\Delta_A^{(3)} = 56,46 \begin{vmatrix} 5,377 \cdot 10^{-3} & 380,5 \cdot 10^{-6} \\ 22,30 & 64,34 \cdot 10^{-3} \end{vmatrix} = -56,46 \cdot 8,155 \cdot 10^{-3} = -0,460$$

Coefficientul notat prin A se obține din relația (2.4.27):

$$A = -2,303 \frac{\Delta_A}{\Delta_G} = \frac{-2,303 \cdot 0,053625}{-0,18826} = 0,6552 \quad (2.4.29)$$

Valoarea coeficientului B rezultă în mod similar rezolvind sistemul în privința acestei necunoscute:

$$B = 2,303 \frac{\Delta_B}{\Delta_G} \quad (2.4.29')$$

Determinantul rezultă după regula lui Kramer:

$$\Delta_B = \begin{vmatrix} 9 & 3,77 & 56,46 \\ 11,18 \cdot 10^{-3} & 5,377 \cdot 10^{-3} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 22,30 & 294,60 \end{vmatrix} = \quad (2.4.30)$$

Determinanții minori ; și au valorile:

$$\Delta_B^{(1)} = \begin{vmatrix} 5,377 \cdot 10^{-3} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 22,30 & 294,60 \end{vmatrix} = 1,329 \quad (2.4.31)$$

$$\Delta_B^{(2)} = -3,77 \begin{vmatrix} 11,18 \cdot 10^{-3} & 64,34 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 294,60 \end{vmatrix} = 1,28 \quad (2.4.32)$$

$$\Delta_B^{(3)} = 56,46 \begin{vmatrix} 11,18 \cdot 10^{-3} & 5,377 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 22,30 \end{vmatrix} = -3,05 \quad (2.4.33)$$

Determinantul are valoarea:

$$\Delta_B = \sum^3 \Delta_B^{(i)} = 1,392 + 1,28 - 3,05 = -0,38 \quad (2.4.34)$$

Astfel valoarea coeficientul B este:

$$B = -2,303 \frac{\Delta_B}{\Delta_G} = \frac{-2,303 \cdot 0,38}{-1,8826} = -4,65 \quad (2.4.35)$$

Rezolvarea sistemului de ecuații în privința lui C prin utilizarea regulii lui Kramer ne conduce la:

$$C = 2,303 \frac{\Delta_C}{\Delta_G} = 2,303 \frac{\begin{vmatrix} 9 & 11,18 \cdot 10^{-3} & 3,77 \\ 11,18 \cdot 10^{-3} & 380,5 \cdot 10^{-6} & 5,377 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 64,34 \cdot 10^{-3} & 22,30 \end{vmatrix}}{-0,18826}$$



Determinantul se rezolvă prin determinanți minori:

$$\Delta_C = \Delta_C^{(1)} + \Delta_C^{(2)} + \Delta_C^{(3)} \quad (2.4.36)$$

Se scriu determinanții minori

$$\Delta_C^{(1)} = 9 \begin{vmatrix} 380,5 \cdot 10^{-6} & 5,377 \cdot 10^{-3} \\ 64,34 \cdot 10^{-3} & 22,30 \end{vmatrix} = 0,008125 \quad (2.4.37)$$

$$\Delta_C^{(2)} = -11,18 \cdot 10^{-3} \begin{vmatrix} 11,18 \cdot 10^{-3} & 5,377 \cdot 10^{-3} \\ 56,46 & 22,30 \end{vmatrix} = -11,18 \cdot 10^{-3} (0,249 - 0,304) =$$

$$= 0,00064 \quad (2.4.38)$$

$$\Delta_C^{(3)} = 3,77 \begin{vmatrix} 11,18 \cdot 10^{-3} & 380,50 \cdot 10^{-6} \\ 56,46 & 64,34 \cdot 10^{-3} \end{vmatrix} = -0,078 \quad (2.4.39)$$

Determinantul are valoarea:

$$\Delta_C = \sum_{i=1}^3 \Delta_C^{(i)} = 0,008125 + 0,000614 - 0,078 = -0,070489 \quad (2.4.40)$$

Deci coeficientul C are valoarea:

$$C = \frac{2,303 \Delta_C}{\Delta_G} = \frac{-2,303 \sum_{i=1}^3 \Delta_C^{(i)}}{2,618826} = \frac{2,303 \cdot 0,070489}{2,618826} = -0,862 \quad (2.4.41)$$

Ținând cont de notațiile (2.4.23) cit și de ecuația analitică (2.4.20) rezultă următoarele:

$$A = 1n \frac{k_0}{n} = 0,655$$

$$\text{sau} \quad \frac{k_0}{n} = e^{-0,655} = 0,52 \quad (2.4.42)$$

$$B = -\frac{1}{R} = -4,65$$

și

$$C = n - 0,862$$

Cu aceste rezultate ecuația (2.4.20) poate fi

scrisă în forma:

$$\frac{dW_T}{dt} = 0,52 \cdot e^{-\frac{4,65}{T}} (W_\infty - W_T)^{-0,862} \quad (2.4.43)$$

Ecuația (2.4.43) obținută prin metoda celor mai mici pătrate caracterizează descompunerea termică a concentratului industrial, într-un curent de aer, în domeniul de temperatură (360-700°C) 633-973°K. Literatură de specialitate [3][25] [1] încadrează procesele de ardere a sulfurilor în categoria celor de tip Arrhenius cu precizarea că oxidarea lor are loc în regim cinetic astfel încât viteza reacției nu atinge valoarea vitezei de difuzie.

Procesul de oxidare în regim de încălzire, dinamic, a concentratelor cuproase și a piritelor, furnel, se poate împărți în mai multe etape care caracterizează principalele stadii de transformare a lor.

Din analiza configurației curbei de oxidare a concentratului cupros, în funcție de temperatură, se pot trage o serie de concluzii prețioase atât cu privire la desfășurarea reacției chimice cât și cu privire la rezultatele calorice ale acestor reacții.

Având în vedere scopul urmărit în prezenta lucrare analiza curbei de descompunere termică se va face pentru următoarele intervale de temperaturi:

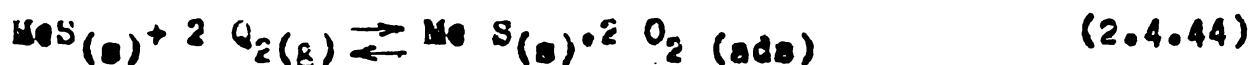
- (303-673)°K - perioada I;
- (673-973)°K - perioada II;
- (973-1173)°K - perioada III;
- (1173-1673)°K - perioada IV.

I. În perioada inițială a procesului, denumită perioada de incubare (intervalul de temperatură 303-673°K) viteza de reacție este mică și prezintă o tendință de scădere cu creșterea temperaturii.

În prima etapă se realizează adsorbția oxigenului pe suprafața particulelor de concentrat, moleculele adsorbite ale gazului (oxigen) încep să intre în reacție cu centrele active (porțiuni care sînt cel mai slab legate de rețeaua de pe suprafața sulfurilor metalice din amestec), formînd primii germeni ai sulfatilor metalici. Noua fază cristalină se caracterizează printr-o compactitate mai ridicată în comparație cu cea a sulfurilor.

Viteza de reacție în această perioadă este așa de mică încît nici nu poate fi determinată cu metode obișnuite.

Produsul primar al reacției se consideră și în acest caz sulfatul metalului, mecanismul procesului în această perioadă fiind următorul:



Una dintre particularitățile reacției de formare a sulfetului constă în aceea că transformarea unei substanțe solide  $(\text{MeS})_{(\text{s})}$  în altă substanță  $(\text{MeSO}_4)_{(\text{s})}$  este însoțită de o creștere mare a volumului și ca urmare a acestui fapt, particula de oxid se acoperă întotdeauna cu un strat foarte compact de sulfat. Prin urmare, procesul de formare a sulfatului se desfășoară cu viteză mică, deoarece stratul de sulfat care acoperă particula de sulfură, îngreunează pătrunderea de  $\text{O}_2$  la limita interfațială. În continuare formarea sulfatilor se bazează exclusiv pe difuziune.

Viteza reacției (2.4.46) se poate exprima în modul următor:

$$v(\text{SO}_4) = k_1 \cdot A_{\text{MeS}} \cdot p_{\text{O}_2}^2 - k_2 \cdot A_{\text{SO}_4} \quad (2.4.45)$$

In care:

$v(\text{SO}_4)$  - viteza de formare a sulfatilor metaliei;

$k_1, k_2$  - constantele vitezelor de reacție directă și inversă;

$A_{\text{MeS}}$  - suprafața de contact a sulfurilor cu mediul gazos;

$p_{\text{O}_2}, p_{\text{O}_2}^0$  - presiunile efective și de echilibru a oxigenului în gaza gazoasă.

Relația (2.4.47) este valabilă și în cazul echilibrului când viteza totală a procesului  $v=0$ .

$$k_1 \cdot A_{\text{MeS}} \cdot p_{\text{O}_2}^2 - k_2 \cdot A_{\text{SO}_4} = 0 \quad (2.4.48)$$

Din (2.4.48) prin ordonarea termenilor rezultă

$$\frac{k_1 \cdot A_{\text{MeS}}}{k_2 \cdot A_{\text{SO}_4}} = \frac{1}{p_{\text{O}_2}^2} = k_p \quad (2.4.49)$$

Înlocuind relația (2.4.49) în (2.4.47) se obține:

$$v(\text{SO}_4) = \frac{k_1 \cdot A_{\text{MeS}}}{k_2 \cdot A_{\text{SO}_4}} \left[ p_{\text{O}_2}^2 - 1 \right] = k_p \left[ p_{\text{O}_2}^2 - 1 \right] \quad (2.4.50)$$

În procesul de oxidare a sulfurilor în stare de suspensie se poate admite ipoteza că presiunea efectivă a oxigenului în faza gazoasă pentru perioade de formare a sulfatilor este aproximativ constantă  $p \approx b$ .

Termoderivatograma conținută în prezenta lucrare a fost ridicată în condițiile unui curent de aer cu  $p_{\text{O}_2}$  = constant.

Din literatura de specialitate [29] rezultă coeficientul de echilibru pentru reacția (2.4.46) în funcție de temperatură:

$$\ln K_p = -\frac{2,303 \Delta G_T^\circ}{4,576 T} \quad (2.4.51)$$

sau

$$K_p = \exp \left( -\frac{2,303 \Delta G_T^\circ}{4,576 T} \right) \quad (2.4.52)$$

Înlocuind expresia coeficientului de echilibru (2.4.52) în relația (2.4.49) se obține expresia vitezei de formare a sulfaților în funcție de temperatură pentru intervalul (303-673°) K:

$$v(\text{SO}_4) = p_{\text{O}_2}^2 - 1 \exp \left( -\frac{2,303 \Delta G_T^\circ}{4,576 T} \right) \quad (2.4.52)$$

Expresia vitezei (2.4.52) este confirmată și prin rezultatele experimentale, obținute din termoderivatograma concentrației industriale în special pentru intervalul de temperatură (433-673)°K. În acest interval formarea centrilor activi se realizează cu o intensitate mare.

Din considerente de ordin teoretic și confirmat de rezultate experimentale în domeniul oxidării sulfurilor, se poate afirma că în intervalul de temperatură (303-673)°K reacțiile chimice care au loc se desfășoară în domeniul cinetic. Viteza reacțiilor în acest domeniu, la temperaturilor reduse, este determinată de factorii cinetici.

II. În perioada a doua, între limitele de temperatură (673-973)°K, din citirea termoderivatogramei rezultă că, această zonă se caracterizează prin descompunerea și formarea simultană a sulfaților și se realizează reducerea sulfurilor superiori la sulfuri inferiori. Pentru sulfurile care sînt încălzite pînă la limite superioară de temperatură, de 973°K se pot scrie următoarele reacții chimice:

Reacții de disociere a sulfaților:



Reacții de reducere a sulfurilor superiori:



În timpul procesului de prăjire, sulfatul poate reacționa cu sulfura aceluiași metal rămasă încă netransformată. În acest fel sînt posibile reacțiile de oxidare a sulfurilor cu oxigenul sulfatilor după reacția de forma:



În cazul dat datorită vitezei de încălzire foarte mare are loc reacție apasă cu o probabilitate scăzută.

În timpul oxidării sulfurilor, sensul reacției reversibile de formare, respectiv de disociere a sulfatului  $\text{MeSO}_4$

$\text{MeO} + \text{SO}_3$  este determinat, la temperatura dată, de presiunea  $\text{SO}_3$ , adică de concentrația  $\text{SO}_3$  din gazele captorului. Anhidrida sulfurică la rîndul său se descompune sau se formează conform reacției:

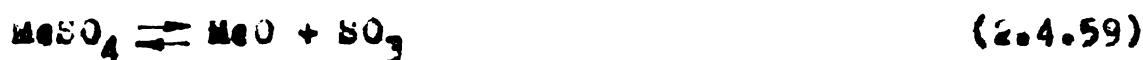


Conform principiului Le Chatelier, odată cu creșterea temperaturii, caracteristică turnului de reacție a captorului în suspensie,  $P_{\text{SO}_3}$  se micșorează avînd loc reacția chimică:



În timp ce presiunea parțială a  $SO_2$  se mărește din gaze, crește posibilitatea ca în domeniu de temperatură  $(673-973)^\circ K$  sulfatul să se descompună [29].

Prin urmare, sensul reacției de formare sau de descompunere a sulfatului  $MeSO_4$  se determină prin condițiile de echilibru ale reacțiilor:



și a reacției



Ținând seama de faptul că majoritatea sulfatilor și oxidilor, în această perioadă de încălzire, se găsesc în fază condensată, constantele de echilibru ale acestor reacții se pot exprima prin ecuațiile:

Pentru reacția (2.4.59) constanta de echilibru:

$$K_1 = P_{SO_3} \quad (2.4.61)$$

În cazul reacției (2.4.60) constanta de echilibru este:

$$K_2 = \frac{P_{SO_2}^2 \cdot P_{O_2}}{P_{SO_3}^2} \quad (2.4.62)$$

Din expresia (2.4.62) rezultă:

$$P_{SO_3}^2 = \frac{P_{SO_2}^2 \cdot P_{O_2}}{K_2}$$

sau

$$P_{SO_3} = P_{SO_2} \sqrt{\frac{P_{O_2}}{K_2}} \quad (2.4.63)$$

Dacă la o anumită temperatură  $P_{SO_3} > \frac{P_{SO_2} \cdot P_{O_2}}{K_2}$  (presiunea  $SO_3$  care se dezvoltă la disocierea sulfatului este mai mare decât presiunea  $SO_3$  din atmosfera gazelor de prăjire - adică mai mare decât presiunea parțială a  $SO_3$  din sistemul  $SO_2, O_2, SO_3$  conform reacției  $2 SO_3 \rightleftharpoons 2 SO_2 + O_2$ ), în timpul procesului de prăjire se produce disocierea sulfatului cu formarea oxidului. În turnul de reacție în zona unde are loc această reacție nu conține decât o cantitate infimă de  $SO_3$  și ca urmare descompunerea sulfatului este asigurată.

Prin urmare, la prăjirea minereurilor și a concentratelor sulfuroase în această perioadă a procesului există condiții favorabile pentru a se asigura descompunerea sulfatilor formați în această zonă de temperatură cît și premergător. Pentru a se asigura descompunerea sulfatilor, este necesar să se ridice temperatura, fără să apară faza lichidă, în așa fel încît presiunea produselor gazoase ale disocierii sulfatilor să depășească presiunea exterioară.

Disocierea sulfatului în oxid și  $SO_3$  se realizează la temperatură relativ ridicată, reacția fiind însoțită de o puternică disociație a  $SO_3$ .

Formarea sulfatilor la prăjirea oxidantă este ajutată de prezența diferiților catalizatori. Cel mai important catalizator este oxidul de fier (pentru formarea  $SO_3$ ), iar cu efect mai mic oxidii de cupru și zinc și peretele fierbinte al turnului de reacție.

Stratul de sulfat metalic în cazul procesului de prăjire și topire a concentratelor în suspensie, se formează numai pe suprafața grăuntelui. În acest caz influența factorilor difuzivi are o influență mică, crește importanța (în disocierea sulfatilor) factorilor cinetici.



La descompunerea sulfatilor formați și reducerea sulfurilor superiori, în această lucrare s-a cumulat în perioada II, - cu limitele ale temperaturii de  $(673-973)^{\circ}\text{K}$ , - iar viteza reacțiilor chimice în această perioadă se exprimă cu relația:

$$v_{II} = \frac{dw_T}{dt} = \frac{dw_T}{s \cdot dt} = 0,52 \cdot s^{\frac{4,65}{RT}} (w_{\infty} - w_T)^{-0,862} \quad (2.4.64)$$

relație în care:

$s$  - viteza de încălzire în grade  $^{\circ}\text{K}$  /min.

Această relație pentru calculul vitezei de reacție se poate utiliza pînă la apariția stratului înmuiet pe suprafața granulelor care limitează domeniul cinetic de desfășurare a procesului de descompunere a sulfatului și de reducere a sulfurilor superiori, aceasta fiind continuat în regim de difuziune.

III. În a treia perioadă de încălzire între limitele de temperatură  $(973-1173)^{\circ}\text{K}$ , după cum rezultă din literatură de specialitate [3] pe suprafața granulelor apar topiri parțiale în special la colțuri care cu creșterea temperaturii se extinde și acoperă toată suprafața granulei. Prin apariția noii faze (lichide) porozitatea granulelor scade brusc reducînd proprietățile difuzive ale substanței.

Prin topirea superficială a concentratului, apare fază lichidă, care la început are o vîscozitate ridicată, acoperă cu o peliculă compactă suprafața granulei. Sulfurii gasosi eliberati ca urmare a descompunerii sulfurilor superiori în această perioadă de încălzire urmează să străbată faza lichidă pentru a ajunge în mediul gazos ce înconjoară particula.

În această perioadă de încălzire rezistența principală care se opune descompunerii, este rezistența difuzivă care în cazul

dat este factorul care limitează viteza de descompunere a sulfurii.

Viteza întregului proces de reducere a sulfurilor superioare, în această perioadă de încălzire, este determinată de viteza de difuziune a sulfurii gazos prin stratul de sulfură și oxidul pept pe suprafața granulelor.

Condiția pentru realizarea regimului de difuziune este aceea ca valoarea coeficientului de viteză a reacției chimice să fie mult mai mare decât coeficientul de difuziune, adică:

$$k \gg \frac{D}{\delta} \quad (2.4.65)$$

În această perioadă de încălzire, rolul determinant asupra procesului îl are rezistența la difuziune, care crește odată cu grosimea  $\delta$  a stratului de topitură.

Viteza volumetrică de reducere a sulfurilor superioare în această perioadă de încălzire este proporțională cu viteza de difuziune a sulfurii gazos prin stratul superficial topit; ea depinde de natura și concentrația gazului reactant, de forma suprafețelor de separație între gazul reactant și particula în suspensie.

Pentru determinările volumetrice, de reducere a sulfurilor superioare la sulfuri inferioare se poate utiliza legea I-a a lui Fick.

În cazul când într-un punct al spațiului concentrația gazului reactant nu se modifică, adică dacă pentru determinarea vitezei unei reacții chimice se poate utiliza relația:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D.A. \sum_1^3 \vec{e}_i \cdot \text{grad } c \quad (2.4.66)$$

Dacă difuzia este unidirecțională, relația (2.4.66) poate fi redată sub o formă mai simplă:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D.A \frac{\partial c}{\partial l} \quad (2.4.67)$$

Legea a I-a a lui Fick în forma generală, pentru diferite sisteme de coordonare (rectangular, cilindric, sferic) poate fi scrisă astfel:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D.l^{-m} \frac{\partial}{\partial l} \left( l^m \frac{\partial c}{\partial l} \right) \quad (2.4.68)$$

unde  $m$  are valori după sistemul de coordonate utilizat astfel:

	Rectangular	Cilindric	Sferic
$l$	$x$	$r$	$r$
$m$	$0$	$1$	$2$

În cazul difuziei unidirecționale, dacă concentrația într-un punct al spațiului nu variază cu timpul, relația (2.4.68) poate fi scrisă astfel:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D.l^{-m} \frac{\partial}{\partial l} \left( l^m \frac{\partial c}{\partial l} \right) = 0 \quad (2.4.69)$$

Termenul din mijloc a acestei relații poate lua valoarea zero, dacă expresia din paranteză are o valoare constantă, adică dacă:

$$l^m \frac{\partial c}{\partial l} = \pm B \quad (2.4.70)$$

Relația (2.4.70) după separarea variabilelor poate fi integrată:

$$\int_{c_0}^c dc = \pm B \int_{l_0}^l l^{-m} dl \quad (2.4.71)$$

Această relație poate fi integrată pentru valori diferite ale lui  $m$ . Când  $m \neq 1$  după integrare (2.4.70) devine:

$$C - C_0 = (\pm B) \frac{l_0^{1-m} - l^{1-m}}{1-m} \quad (2.4.72)$$

Din (2.4.72) rezultă valoarea lui B pentru  $m \neq 1$ :

$$(\pm B) = \frac{C_0 - C}{\frac{l_0^{1-m}}{1-m} - \frac{l^{1-m}}{1-m}} (1-m) \quad (2.4.73)$$

Înlocuind expresia lui B din relația (2.4.73) în relația (2.4.67) se obține:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D \cdot A \frac{\partial C}{\partial l} = -D \cdot A \cdot (\pm B) l^{-m} = -D \cdot A \frac{(C_0 - C) l^{-m}}{\frac{l_0^{1-m}}{1-m} - \frac{l^{1-m}}{1-m}} (1-m) \quad (2.4.74)$$

Relația (2.4.74) este aplicabilă în această perioadă de încălzire, mai ales dacă se ține seama că sulfii gazeos, ca urmare a descompunerii sulfurilor superioare a fost refulat din masa particulei în mediul exterior gazos în perioada anterioară de încălzire.

Particula de concentrat poate fi considerată în această perioadă de formă sferică care este învelită într-un strat subțire de gaz.

Sulfii rezultat în această perioadă de încălzire, prin descompunere, este transportat în mediul gazos prin difuzie.

În cazul concentratului industrial malizat vom face ipoteza simplificatoare cum că particulele în această zonă de temperatură au o formă sferică și că difuzia se desfășoară unidirecțional, acest lucru fiind justificat prin simetria procesului în interiorul unui spațiu sferic. Relația utilizată pentru determinarea vitezei reacției de reducere a sulfurilor superioare este:

$$V_{MeS_2} = \frac{\partial n}{\partial t} = -D \cdot A \frac{\partial C}{\partial l} \quad (2.4.75)$$

In cazul particulelor sferice (2.4.75) devine:

$$V_{MeS_2} = \frac{\partial n}{\partial t} = -D\Delta \cdot \frac{dc}{dr} \quad (2.4.76)$$

In care:

D - coeficientul de difuzie prin stratul de sulfură și oxid topit superficial;

N - numărul particulelor de sulfuri din probă;

A - suprafața totală a particulelor;

$d_c$  - variația radială a concentrației sulfurii gazos;

$d_r$  - variația razei sferei după deplasarea zonei secțiunii de unde se realizează difuzia.

$$V_{MeS_2} = -D \cdot A \frac{d_c}{d_r} = -D \cdot N \cdot \frac{4\pi r^2 dc}{d_r} \quad (2.4.76')$$

Viteza difuziei nu depinde de raza sferei, motiv pentru care relația (2.4.76) poate fi integrată prin separarea variabilelor:

$$V_{MeS_2} \cdot \frac{d_r}{r^2} = -D \cdot N \cdot 4\pi \cdot dc \quad (2.4.77)$$

Integrarea ecuației diferențiale (2.4.77) se face pentru condițiile inițiale:

$$\begin{aligned} r = R & \quad c = C_0 & \quad t = 0 \\ r = r & \quad c = C & \quad t > 0 \end{aligned} \quad (2.4.78)$$

Făcînd integrarea ecuației (2.4.77) se obține:

$$V_{MeS_2} \int_{r_1}^r \frac{dr}{r^2} = -D \cdot N \cdot 4\pi \int_{C_0}^C dc \quad (2.4.79)$$

sau

$$V_{MeS_2} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right) = -D \cdot N \cdot 4\pi (C - C_0) \quad (2.4.80)$$

Din (2.4.80) rezultă expresia vitezei de reacție pentru această zonă de încălzire:

$$v_{MeS_2} = D.N. 4\pi \frac{C_0 - C}{\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1}} \quad (2.4.81)$$

Concentrația unei substanțe poate fi exprimată și cu ajutorul presiunii sale parțiale:

$$C_1 = \frac{P_1}{RT} \quad (2.4.82)$$

Concentrația sulfului gazos în interiorul particulei sferice este  $C_{S_2}$ , iar la nivelul gazului înconjurător  $C_{oS_2}$ . Prin aplicarea relației (2.4.82) se poate scrie:

$$C_{S_2} = \frac{P_{S_2}}{RT} \quad \text{și} \quad C_{oS_2} = \frac{P_{oS_2}}{RT} \quad (2.4.83)$$

Înlocuind (2.4.83) în (2.4.81) se obține:

$$v_{MeS_2} = \frac{D.N.4\pi}{RT} \cdot \frac{P_{S_2} - P_{oS_2}}{\frac{1}{R} - \frac{1}{R_1}} \quad (2.4.84)$$

Din relația (2.4.84) rezultă că viteza de desfășurare a reacției în această perioadă de încălzire este cu atât mai mare cu cât coeficientul de difuzie este mai mare, cu cât particulele au dimensiuni mai mici și cu cât tensiunea de disociere a sulfurii este mai mare ( $p_{S_2}$ ).

Din considerentele practice rezultă că dimensiunile particulelor se alege astfel încât să permită separarea acestora din curentul de gaze care trece prin cuptor. La o micșorare pronunțată a particulelor pierderea de metal cu suspensia antrenată din instalație crește brusc.

În concluzie, rezultă că se poate influența intensitatea vitezei de reacție prin coeficientul de difuzie  $D$  și prin tensiunea de disociere  $p_{S_2}$ .

Coefficientul de difuzie este o mărime fizică care este influențată de temperatură și dependența de temperatură poate fi exprimată prin 29 :

$$D \approx D_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1,8} \quad (2.4.85)$$

În cazul dat direcția difuziei de sulf gazos este pînă în interiorul particulei spre exterior și nu poate fi utilizat alt mijloc pentru creșterea ei decât aceea a creșterii vitezei de încălzire. Viteza de creștere a temperaturii particulei se poate realiza prin modificarea cîmpului de temperaturi în curentul portant cît și prin influențarea mișcării relative a particulelor față de curentul portant.

Din analiza curbelor termogravimetrice rezultă că reacția chimică care are loc în această zonă este endotermică. Aceasta este evidențiată prin alura curbei DTA care arată că în această perioadă de încălzire are loc o reacție endotermică lentă, ceea ce este caracteristic proceselor de descompunere.

În cazul unei compoziții constante a gazelor, presiunea parțială de echilibru a  $S_2$ , în această perioadă de încălzire depinde numai de temperatură:  $P_{S_2} = f(T)$ .

Tensiunea de disociere a sulfurii este deci cea de a doua mărime prin care poate fi influențată viteza de desfășurare a procesului în această perioadă.

Disocierea unei sulfuri se poate studia cu ajutorul caracteristicilor termodinamice cum sînt: mărimea potențialului termodinamic izobar de formare a sulfurii ( $\Delta G_T^\ominus$ ), tensiunea de disociere ( $P_{S_2}$ ), constanta de echilibru a reacției de disociere.

Fiecare sulfură are o tensiune de disociere care îi este proprie prin natura sa chimică. Reacția de formare sau de disociere a sulfurii se desfășoară în sensul atingerii stării de echilibru a sistemului.

Între potențialul termodinamic izobar și constanta de echilibru a unei reacții există relația:  $\Delta G_T = -RT \ln K$ . Prin urmare, presiunea parțială a sulfurii rezultat din descompunerea unei sulfurii ( $P_{S_2}$ ) - tensiunea de disociere a sulfurii - la o anumită temperatură se poate determina cu ajutorul variației potențialului termodinamic izobar:

$$\Delta G_{TS_2}^0 = RT \ln \frac{1}{P_{S_2}} \quad (2.4.86)$$

sau

$$P_{S_2} = \exp \left( - \frac{\Delta G_{TS_2}^0}{RT} \right) \quad (2.4.87)$$

Din expresia tensiunii de disociere (2.4.87) rezultă că mărimea ei este dependentă de temperatură. Rezultă deci că în cazul creșterii temperaturii tensiunea de disociere crește exponențial.

Influențarea procesului chimic, respectiv modificarea vitezei procesului, se va putea realiza și chiar regla prin viteza de încălzire.

Ridicarea temperaturii influențează în același sens atât valoarea coeficientului de difuzie cât și a potențialului de disociere.

Viteza întregului proces, în această perioadă, este determinată de viteza de difuziune a oxidantului (oxigenul din aer) prin stratul de oxid format pe suprafața particulei de concentrat.



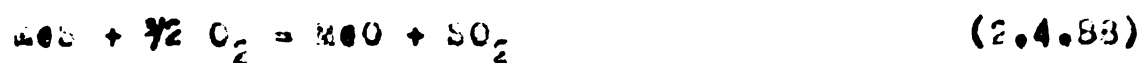
IV. Perioada a patra de încălzire este cuprinsă între limitele de temperatură (1173-1673)<sup>o</sup>K.

Din analiza curbelor termogravimetrice rezultă că în această perioadă se realizează o creștere a temperaturii concentratului. O parte din efectul termic al reacției se transferă însăși concentratului prin produsele gazoase ale reacției. Cercetările în acest domeniu [29] confirmă că la aceste temperaturi, formarea oxizilor în urma oxidării sulfurilor devine preponderentă. În această perioadă de încălzire se realizează topirea tuturor fazelor, care face ca pe curba DTA să apară mai multe maxime.

În ansamblu, această perioadă de încălzire - dacă oxidarea se face într-un curent de aer cu concentrația oxigenului constant - , este caracterizat printr-o viteză constantă a procesului.

Viteza procesului, cum rezultă din curba DTG, variază în jurul unei constante.

Viteza volumetrică de oxidare este proporțională cu viteza de difuziune, ea depinde de natura și concentrația gazului oxidant, de temperatură, grosimea și permeabilitatea stratului de metal redus. Reacția chimică probabilă:



Viteza volumetrică de oxidare se poate exprima și în acest caz printr-o ecuație analogă legii I a lui Fick pentru particule sferice:

$$v_d = + D \cdot S \frac{dc}{dr} = N \cdot D \cdot 4\pi r^2 \frac{dc}{dr} \quad (2.4.89)$$

Această ecuație diferențială poate fi integrată prin separarea variabilelor:

$$v_d \int_{r_1}^r \frac{dr}{r^2} = N \cdot D \cdot 4\pi \int_{C_2}^{C_0} \quad (2.4.90)$$

sau

$$v_d = \frac{4\pi \cdot D (C_{O_2} - C_{O_2})}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}} = \frac{4\pi D (C_{O_2} - C_{O_2}) N}{\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}} \quad (2.4.90')$$

Inlocuind concentrația oxidantului din gaz  $CO_2$  și concentrația oxidantului pe suprafața de reacție prin presiunile parțiale ale lor, se obține:

$$v_d = \frac{4\pi D (p_{O_2} - p_{CO_2}) \cdot R}{RT \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_1} \right)} \quad (2.4.91)$$

În perioada a IV-a, rezultă că viteza de oxidare a concentratului, rămas, crește prin creșterea coeficientului de difuzie sau prin îmbogățirea aerului în oxigen care duce la creșterea presiunii parțiale a oxigenului conform relației (2.4.91).

În concluzie, rezultă că în cele patru perioade succesive, de descompunere termică a concentratelor sulfuroase, viteza proceselor chimice de schimb în sistemele eterogene (care au loc în turnul de reacție a instalației de topire în suspensie) sînt în general considerabil influențate de: temperatura de lucru, termodinamica și cinetica reacțiilor din sistemul Me-S-O; regimul hidraulic al cuptorului; mărimea suprafeței fazelor solide care reacționează; regimul de funcționare a arzătorului de concentrat care imprimă caracterul și viteza curenților predominanți în fază gazoasă.

## 3. SCHIMBUL DE MASA SI DE CALDURA IN PLACANA TURBULENTA DIN TURNUL DE REACTIE

### 3.1. Caracteristicile curgerii jetului portant dezvoltat in turnul de reactie

Metoda topirii concentratelor cuproase <sup>in suspensie</sup> reprezintă un progres remarcabil față de metodele clasice de topire a concentrate-  
lor cuproase. Prin această metodă de topire s-a reușit să se reducă  
peste unu combustibil clasice la producerea cuprului industrial.

Această metodă a deschis posibilitatea utilizării în  
practica industrială a unei variate sorturi de concentrate cu con-  
ținut foarte diferit de balast. Concentratul de cupru și pirită cu  
o granulatie de 0-250  $\mu$  este caracterizat printr-o suprafață speci-  
fică mare care influențează în mod pozitiv și asupra portanței par-  
ticulelor în curentul de fluid (aer) antrenant. Aceasta reduce pro-  
babilitatea separării concentratului din curentul portant asigurând  
prin caracterul mișcării fluidului portant un transfer intens de oxii-  
dant din aer purtător, în special prin difuziune.

Concentratul cupros este introdus în turnul de reac-  
ție cu ajutorul unui arzător de concentrate, acesta realizează  
procesul de ardere și amestecare a concentrateului cu gazul reagent  
(aer), care trece prin arzător cu o viteză de 60-100 m/sec. Viteza  
se depășește cu mult valoarea vitezei de plutire ale particulelor  
solide în suspensie.

Curentul de aer și concentrate, în stare condensată,  
care umple la un moment dat turnul de reacție, se caracterizează  
printr-o anumită concentrație a particulelor solide. Această

concentrație crează în turn o rezervă minimă de concentrate cuproase și pirite și deci practic, o lipsă completă de inerție a procesului și o sensibilitate extremă față de reglare. De urmare, turnul de reacție este foarte elastic, precum ușor variațiile compoziției concentratului.

În funcție de capacitatea de prelucrare a instalației arzătoarele au orificiul de însulare între 400-600 mm.

Regimul hidraulic din turn este caracterizat de criteriul Reynolds ( $Re$ ) care în zona superioară a turnului, rezultă după reacția:

$$Re = \frac{w \cdot d}{\nu} \quad (3.1.1)$$

în care:

$w$  - reprezintă viteza amestecului la orificiul de ieșire din arzător (m/sec);

$d$  - diametrul hidraulic a orificiului (m);

$\nu$  - viscositatea cinematică ( $m^2/sec$ ).

Înlocuind valorile dimensionale ale arzătorului și mărimile fizice ce caracterizează curentul în turn, se obține:

$$Re = \frac{100 \cdot 0,5}{79,38 \cdot 10^{-6}} = 630,000$$

În expresia de mai sus s-a înlocuit coeficientul pentru aer la  $500^{\circ}C$  care este nivelul de preîncălzire pentru oxidantul utilizat și are valoarea de  $79,38 \cdot 10^{-6} m^2/sec$ .

Nivelul criteriului  $Re=6,3 \cdot 10^5$  este caracteristic surgerilor turbulente.

În instalațiile industriale de ardere se folosesc aproape în exclusivitate reacții turbulente în care procesele de schimb de masă și căldură se desfășoară, conform legilor surgerii turbulente. În regim turbulent, schimbul de masă și căldură se

realizează nu numai prin interacțiunea moleculelor (ca în cazul curgerii laminare) ci și prin interacțiunea unor volume elementare de gaz care trec dintr-un strat în altul, ceea ce conduce la o puternică intensificare a proceselor de schimb.

Mișcarea turbulentă presupune existența unei curgeri neregulate, în care diversele mărimi suferă variații haotice în timp și spațiu și la care se pot defini statistic valorile medii, constante în timp. În mișcarea turbulentă nu există coincidență între valorile instantanee ale vitezei, temperaturii, densității, concentrației și valorile mediate în timp. De aici decurge că mișcarea turbulentă se caracterizează prin aceea că mărimile vitezei, temperaturii, concentrației într-un punct sînt compuse dintr-o componentă continuă și una pulsatorie.

Astfel, pentru cele trei componente ale vitezei rezultă:

$$U = \bar{U} + u ; \quad V = \bar{V} + v ; \quad W = \bar{W} + w. \quad (3.1.2)$$

iar pentru temperaturi  $T = \bar{T} + t$ , pentru concentrații  $C = \bar{C} + c$ , sau în general  $X = \bar{X} + x$ , în care valorile medii ale mărimilor sînt notate cu bară.

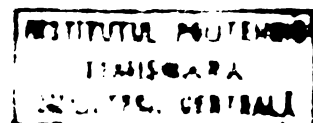
Valorile  $\bar{U}, \bar{T}, \bar{C}$  se determină din relația:

$$\bar{X} = \frac{1}{z_0} \int_0^{z_0} X(z) dz \quad (3.1.3)$$

unde  $X$  reprezintă valoarea mediată în timp a mărimilor  $U, V, W, T, C$ . Intervalul de timp pentru care se face medierea trebuie să satisfacă condiția de invarianță a valorii medii:

$$\bar{X} = \frac{1}{z_0} \int_0^{z_0} \bar{X}(z) dz = \bar{X} \quad (3.1.4)$$

de unde decurge că valoarea medie a componentei pulsatorii este diferită de zero, notîndu-se



$$u' = \sqrt{u'^2}, \quad v' = \sqrt{v'^2}, \quad w' = \sqrt{w'^2}, \quad e' = \sqrt{e'^2}, \quad t' = \sqrt{t'^2} \quad (3.1.4)$$

Mărimile  $u', v', w'$  poartă denumirea de componente ale intensității turbulenței; raportate la componenta continuă respectivă, ele definesc intensitatea relativă a turbulenței

$$\left( \sum x = \frac{u'}{V}; \sum y = \frac{v'}{V}; \sum z = \frac{w'}{W} \right) \quad (3.1.5)$$

În cazul curgerii turbulente izotrope există relații-

$$u' = v' = w' \quad \text{și} \quad \overline{u \cdot v} = \overline{v \cdot w} = \overline{w \cdot u} \quad (3.1.6)$$

Diferitele turbioane care formează mișcarea turbulență au diferite dimensiuni și viteze care pot varia într-o limită largă de valori. Alimentarea mișcării pulberii cu energie se face prin intermediul turbionelor de dimensiunile cele mai mari, de la care energia se distribuie la turbioane din ce în ce mai mici, până când în final este disipată prin frecare datorită viscozității.

Conform experimentărilor a rezultat că în regiile turbulente coeficienții aparenti de viscozitate, termodifuzie și de difuzie depășesc de sute sau de mii de ori coeficienții respectivi în regim laminar. Fluxurile de masă și de căldură sînt de asemenea mult intensificate, ceea ce permite să se neglijese fluxurile moleculare (înafara stratului - limită format la pereții turnului de reacție).

### 3.1.2. Configurația și structura jetului de aer cu particule solide de concentrat cupros în suspensie

În condițiile industriale s-au realizat progrese remarcabile la topirea în suspensie a concentratelor cuproase și cupro-nichelifere. Pe plan mondial sînt utilizate două metode cu randamente

de extracție recuperabile ca  $\text{I.S.CO}$  și  $\text{Oxide}$ .

În cadrul perfecționării acestei tehnologii, în stadiul actual se pune un accent mare pe îmbunătățirea pregătirii încălzirii și pe utilizarea aerului îmbogățit în oxigen.

În timpul topirii se pun în evidență două zone principale zone de topire și cea a încălzirii, unde trebuie să se asigure depunerea maximă a particulelor topite pentru a se evita antrenarea lor, din cuptor. La distanța de  $1\text{ m}$  de gura arnă orului, oxidarea și topirea trebuie să se termine: temperatura și conținutul de  $\text{SO}_2$  din gaze ating valoarea maximă, oxigenul liber din gaze trebuie să dispară și arderea sulfului din faza condensată să întrerungă.

Viteza proceselor chimice și de schimb în sistemele eterogene, care au loc în turnul de reacție al instalației de topire în suspensie sînt influențate de: temperatura de lucru, termodinamica și cinetica reacțiilor din sistemul  $\text{Fe-S-O}$ ; regimul hidraulic al cuptorului; mărimea suprafeței fazelor solide care reacționează; regimul de funcționare a arzătorului de concentrate care imprimă caracterul și viteza curenților predominanți în faza gazoasă.

Oxidarea sulfurilor pînă la aprindere, decurge în domeniul cinetic, deoarece temperatura de aprindere nu depinde de viteza curenților de aer. La temperaturi joase, reacțiile chimice au loc mai lent decît procesele de difuzie; cu creșterea temperaturii, viteza reacțiilor crește rapid. Cînd viteza reală de oxidare devine mai mare decît viteza de difuzie, procesul de oxidare a sulfurilor trece în regim de difuzie ( $k \gg \frac{D}{r}$ ), în care viteza reacției este determinată de viteza de transport a oxigenului pînă la sulfură și de viteza îndepărtării produselor de oxidare.

În vederea analizării vitezei procesului de oxidare a sulfurilor din turnul de reacție, se impune o analiză profundă a factorilor difuzivi: moleculare și turbulente.

Așa cum s-a arătat, viteza de desfășurare a proceselor chimice din turnul de reacție depinde într-o măsură de regimul de funcționare a arzătorului de concentrate care imprimă caracterul și viteza curenților predominanți în fase gazoasă cit și de regimul hidraulic al captorului.

În instalația de topire în suspensie fluidul portant este aerul, care are și rolul de mediu oxidant.

Aerul prin caracteristicile sale fizice face parte din categoria fluidelor reale, care în general sînt viscoase și compresibile. Dacă există numeroase cazuri în care se poate face abstracție de compresibilitate, în special la lichide și la gaze unde variația presiunii de regim este scăzută, fără ca această simplificare să fie o sursă de erori, în schimb neglijarea viscozității conduce adeseori la concluzii care se îndepărtează semnificativ de realitatea fizică a fenomenelor. Viscozitatea este caracteristică fluidelor reale de a opune o anumită rezistență la schimbarea formei, mai mare sau mai mică, în funcție de natura fluidului. Viscozitatea are de obicei efecte care nu pot fi lăuate la o parte.

În fluidele reale există atât forțe normale, cit și tangențiale, iar o parte din energia cinetică este disipată în căldură datorită forțelor de viscozitate.

În cazul aerului, ca fluid portant, masa specifică se schimbă considerabil o dată cu viteza surgerii sau cu temperatura. Prin urmare, la viteze mari sau atunci cînd există gradienti mari de temperatură, efectul compresibilității reprezentat prin variația masei specifice, trebuie luat în considerare.



Mediul portant, în jetul cu particule solide în suspensie, este considerat mediu continuu. Ca urmare, ecuațiile de mișcare scrise, în vederea analizării factorilor difuzivi, ca parametri de schimb, atât pentru procesele termice, cât și pentru cele chimice (schimb de masă) vor purta acest caracter.

În prezenta lucrare studiul hidrodinamic, pentru jetul portant se face fără a se considera încărcătura cu particule solide în suspensie.

Așa cum rezultă din valoarea criteriului Reynolds, mișcarea fluidului portant din turnul de reacție este turbulentă.

Multe dintre mișcările fluidelor, importante din punctul de vedere al aplicațiilor practice, sînt turbulente, unde peste mișcarea principală se suprapune o mișcare neregulată de fluctuație sau de amestec, atât de complicată încît o tratare teoretică este extrem de dificilă. Caracteristica esențială a scourgerii turbulente, din turnul de reacție, este faptul că fluctuațiile turbulente sînt de natură aleatorie. Efectele acestor fluctuații asupra desfășurării mișcării sînt deosebit de însemnate și echivalează cu o creștere de sute sau chiar de mii de ori a vîscozității. Într-o mișcare turbulentă complet dezvoltată, fluidul este considerabil ca un mediu continuu, efectuîndu-se medierea mișcărilor moleculare, trebuie să considerăm fluctuațiile turbulente care se suprapun peste mișcarea medie. Prin utilizarea unor reguli de mediere, pot fi scrise ecuațiile de mișcare pentru mișcarea medie turbulentă. Numărul necunoscutelelor este însă mai mare decît acela al ecuațiilor, ceea ce face ca o rezolvare completă a problemei să nu fie posibilă chiar în cazurile cele mai simple.

Dacă se consideră numai determinării distribuției vitezei medii sau a temperaturii, anumite ipoteze permit să se

obțină o bună concordanță cu datele experimentale. În această direcție se ajunge la teoriile semiempirice ale mișcării turbulente complet dezvoltate, care pînă în prezent sînt singurele utilizabile în aplicații practice.

În mișcarea turbulentă, dezvoltată în turnul de reșeție, masele de fluid care execută fluctuații în direcția scurgerii medii și perpendicular pe aceasta nu sînt molecule ci particule, microscopice de dimensiuni variabile, înăd mică. Mărimea acestor particule microscopice, care se aglomerează sau se desfac în mod continuu, constituie scara turbulenței.

În descrierea matematică a scurgerii turbulente se separă mișcarea medie și aceea de fluctuație. Dacă se notează cu  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  mediile în timp ale componentelor, vitezei într-un sistem cartezian rectangular, cu  $v_x^i$ ,  $v_y^i$ ,  $v_z^i$  componentele vitezei de fluctuație și introducem aceleași notații pentru presiune, rezultă:

$$v_x = \bar{v}_x + v_x^i, \quad v_y = \bar{v}_y + v_y^i, \quad v_z = \bar{v}_z + v_z^i, \quad p = \bar{p} + p' \quad (3.1.7)$$

mediile în timp sînt considerate într-un punct fix din spațiu și definite prin:

$$\bar{v}_x = \frac{1}{T} \int_0^{t_0+T} v_x dt \quad (3.1.8)$$

precum și expresiile corespunzătoare pentru  $v_y$ ,  $v_z$  și  $p$  similare cu expresia lui  $v_x$ . Valoarea medie trebuie considerată într-un interval de timp  $T$  suficient de mare pentru ca să fie complet independentă de timp.

La mediile de timp, se observă că, pentru toate mărimile care desc în fluctuațiile, acestea sînt nule:

$$\bar{v}_x^i = 0, \quad \bar{v}_y^i = 0, \quad \bar{v}_z^i = 0, \quad \bar{p}' = 0. \quad (3.1.9)$$

Prezența fluctuațiilor  $v_x', v_y', v_z'$  influențează mișcarea medie  $v_x, v_y, v_z$ , astfel încât aceasta manifestă o creștere aparentă a viscozității. Această viscozitate aparentă sporită este o noțiune centrală a acestui capitol, reflectată la coeficientul de difuzie turbulent realizat în turnul de reacție a instalației de topire în suspensie.

În vederea obținerii unor relații convenabile, pentru caracterizarea mișcării turbulente, dezvoltată în turnul de reacție am recurs la folosirea ecuațiilor de mișcare ale lui O. Reynolds, care utilizează ecuațiile Navier-Stokes din domeniul scurgerii laminare introducând o serie de reguli pentru calcularea valorilor medii în timp. Astfel, dacă  $f$  și  $g$  sînt două variabile dependente pentru care se caută valorile medii, iar  $s$  una dintre variabilele independente, rezultă:

$$\overline{f+g} = \overline{f} + \overline{g}, \quad \overline{f \cdot g} = \overline{f} \cdot \overline{g} \quad (3.1.10)$$

$$\frac{\partial \overline{f}}{\partial s} = \overline{\frac{\partial f}{\partial s}} \quad \int f \cdot ds = \int \overline{f} \cdot ds$$

Aceste reguli sînt valabile și pentru mediile statistice. Aplicînd aceste reguli ecuațiilor Navier-Stokes, se obțin ecuațiile lui Reynolds pentru mișcare turbulentă, care în coordonate cartesiene rectangulare, pentru un fluid incompesibil, sînt:

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} \bar{v}_x + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \bar{v}_y + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \bar{v}_z \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} \right) - \rho \left[ \frac{\partial \overline{v_x^2}}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{v_x' v_y'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{v_x' v_z'})}{\partial z} \right]$$

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} \bar{v}_x + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} \bar{v}_y + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} \bar{v}_z \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial z^2} \right) - \rho \left[ \frac{\partial (\overline{v_x' v_y'})}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v_y^2}}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{v_y' v_z'})}{\partial z} \right] \quad (3.1.11)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} \bar{v}_x + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial y} \bar{v}_y + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} \bar{v}_z \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial z^2} \right) - \rho \left[ \frac{\partial (\overline{v_x' v_z'})}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{v_y' v_z'})}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v_z^2}}{\partial z} \right]$$

Ecuația de continuitate:

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} = 0 \quad (3.1.12)$$

Dacă introduc, expresiile (3.1.7) în (3.1.11) și aplicăm regulile de mediere, obținem:

$$\frac{\partial \bar{v}_x'}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \bar{v}_y'}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \bar{v}_z'}{\partial z} = 0 \quad (3.1.13)$$

Compararea acestui rezultat cu (3.1.11) ne arată că mai avem și

$$\frac{\partial v_x'}{\partial x} + \frac{\partial v_y'}{\partial y} + \frac{\partial v_z'}{\partial z} = 0 \quad (3.1.14)$$

Ecuațiile mișcării (3.1.11) se obțin din ecuațiile Navier-Stokes în care au fost introduse expresiile (3.1.7) și s-a aplicat regulile de mediere. Se observă că termenii pătratici în raport cu vitezele medii rămân neschimbate, pe cînd termenii liniari în raport cu fluctuațiile de presiune și de viteză de forma  $\frac{\partial p'}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial p'}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial p'}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial v_x'}{\partial t}$  și  $\frac{\partial^2 v_x'}{\partial x^2}$ ,  $\frac{\partial^2 v_y'}{\partial y^2}$ ,  $\frac{\partial^2 v_z'}{\partial z^2}$  ca și ceilalți corespunzători pentru  $v_y'$  și  $v_z'$  se anulează în urma operației de mediere în timp. Tot astfel devin nuli și termenii în care apar produse între vitezele medii și cele de fluctuație, de exemplu de forma  $v_x \cdot v_x'$ . În schimb, termenii pătratici în raport cu componentele vitezei de fluctuație rămîn în ecuații în urma medierii în timp. Termenii pătratici în raport cu componentele vitezei de fluctuație fiind trecuți în membrul al doilea, deoarece reprezintă forțele de frecare turbulentă care se adaugă la forțele de frecare viscoase.

Am obținut, prin metoda aplicată, ecuațiile lui Reynolds pentru care condițiile la limită se pot formula ținînd seama de modelul fizic aplicat pentru curgere din teraul de reacție.

Disponem de patru ecuații în care apar șase funcții necunoscute și anume trei componente ale vitezei medii, presiunea medie și cele 6 tensiuni Reynolds. Așadar, ecuațiile Reynolds nu sînt suficiente pentru determinarea acestor funcții necunoscute. Este necesar să în cazul dat, pentru studiul mișcării, să se formuleze ipoteze adiționale, care să simplifice ecuațiile și să permită găsirea unor soluții satisfăcătoare, pentru problema jetului liber dezvoltat în tornul de reacție.

În vederea rezolvării ecuațiilor Reynolds pentru jetul liber turbulent voi utiliza metoda empirică a tensiunilor Reynolds. În mișcarea unidimensională, caracteristic jetului portant analizat, viteza medie este paralelă cu axa  $ox(v_x = v_x(y), v_y = 0; v_z = 0)$  se poate pune:

$$\overline{v'_x v'_y} = -\rho \overline{v'_x v'_y} = \rho \cdot \Sigma t \frac{d\bar{v}_x}{dy} \quad (3.1.15)$$

$\Sigma t$  - fiind un coeficient analog cu vîscozitatea cinematică și numit vîscozitatea cinematică aparentă.

Aplicarea ecuațiilor Reynolds la problema jetului liber turbulent este posibilă. Se recomandă, pentru jetul simetric cilindric, ca ecuațiile să fie trecute în sistemul de coordonate cilindrice.

Din sistemul de ecuații diferențiale se va utiliza prima ecuație (3.1.11) și ecuația continuității aplicînd și condițiile pentru curgerea unidimensională ( $v_z = 0$ )

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} \bar{v} + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \bar{v}_y \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} - \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) \rho \left( \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \bar{v}_y + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} \bar{v} \right) \quad (3.1.16)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = 0 \quad (3.1.17)$$

Dacă în jetul liber se neglijează frecările viscoase (moleculare), întrucât acestea sînt mici față de frecările turbulente și dacă ecuațiile (3.1.16) și (3.1.17) se transcriu în coordonate cilindrice rezultă:

ecuație de mișcare după axa  $ox$ :

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} \bar{v}_x + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \bar{v}_y = \frac{\varepsilon_t}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.1.18)$$

ecuație de continuitate:

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{v_y}{y} = 0 \quad (3.1.19)$$

La aceste două ecuații se va mai adăuga și ecuația difuzibilității turbulente după teoria lui Prandtl:

$$\varepsilon_t = k_1 \cdot \bar{b} \cdot (v_1 - v_2) \quad (3.1.20)$$

unde:

$\varepsilon_t$  - vîscozitatea turbulentă;

$k_1$  - coeficient;

$\bar{b}$  - lățimea jetului;

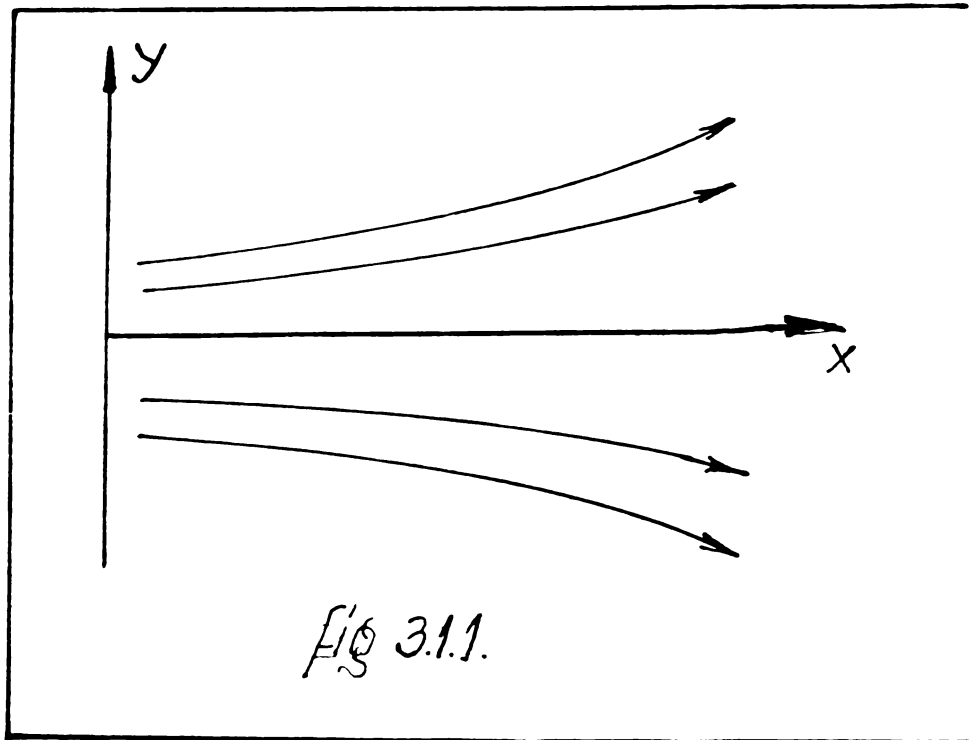
$x$  - coordonata curentă;

$v_1, v_2$  - viteza maximă și minimă într-o secțiune transversală a jetului (în axa și pe suprafața jetului).

Condițiile la limită sînt:

$$y=0, \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} = 0, \bar{v}_y = 0; y = \infty; \bar{v}_x = 0 \quad (3.1.21)$$

Din considerații de ordin practic, s-a ajuns la concluzia că gradientul de presiune  $\frac{\partial p}{\partial x}$  - este scăzut și deci în comparație cu ceilalți termeni ai ecuației (3.1.18) poate fi neglijat



Cu admiterea  
acestei ipoteze sim-  
plificatoare ecuația  
de mișcare (3.1.19)  
devine:

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} \bar{u}_x + \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \bar{u}_y =$$

$$= \frac{\varepsilon_t}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial y} \right) \quad (3.1.22)$$

Iar ecuația conti-  
nuității este

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_y}{\partial y} + \frac{\bar{u}_y}{y} = 0 \quad (3.1.23)$$

Numeroasele determinări experimentale au dovedit că în  
jetul liber turbulent [Schlichting] vitezele sînt afine (asemănă-  
toare), iar lărima vînei (fig.3.1.1) este proporțională cu  $x^2$   
ceea ce face ca și în cazul jetului liber turbulent să se poată  
scrie o funcție de curent, care permite transformarea ecuației di-  
ferențiale (3.1.22) cu derivate parțiale într-o ecuație diferențială  
ordinară.

În jetul liber viteza fiind influențată de parametrii  
cinematici ai jetului cu variația lui  $\varepsilon_t$  cit și de coordonata curentă  
a secțiunii.

Funcția de curent va putea fi scrisă sub forma

$$\psi = \varepsilon_t \cdot x^p \cdot f(\zeta) \quad (3.1.24)$$

unde

$$\zeta = \frac{y}{x^2} \quad (3.1.25)$$

$\zeta$  - este o coordonată transpusă într-un sistem dimensional.

Urpă metodologia cunoscută din expresia funcției de curent se pot deduce expresiile vitezelor  $\bar{v}_x$  și  $\bar{v}_y$  astfel:

$$\bar{v}_x = \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \text{și} \quad \bar{v}_y = -\frac{1}{y} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (3.1.26)$$

Din expresia funcției de curent rezultă:

$$v_x = \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \varepsilon_t x^{p-2q} \cdot \frac{f}{\zeta} \quad \text{și} \quad v_y = -\frac{1}{y} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \varepsilon_t x^{p-q-1} \left( qf' - p \frac{f}{\zeta} \right) \quad (3.1.27)$$

Din teoria jetului liber (stret limită) se cunoaște că impulsul în direcția curgerii se conservă și se poate scrie:

$$I_x = 2\pi \int_0^{\infty} \bar{v}_x^2 \cdot y \cdot dy = \text{constant}. \quad (3.1.28)$$

Ecuațiile (3.1.27) și (3.1.28) permit determinarea constantelor  $p$  și  $q$  în mod deductiv în felul următor:

Inlocuind  $\bar{v}_x$  în (3.1.28) rezultă:

$$I_x = 2\pi \cdot \varepsilon_t^2 \cdot \rho \cdot x^{2p-2q} \int_0^{\infty} \frac{f'^2}{\zeta^2} d\zeta \quad (3.1.29)$$

din (3.1.29) rezultă că pentru a rămâne valabilă ecuația (3.1.28) impulsul nu poate depinde de coordonata curentă  $x$  și deci trebuie ca exponentul acestei să fie zero, adică:

$$2p - 2q = 0 \quad (3.1.30)$$

De asemenea se poate scrie:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = \varepsilon_t \cdot x^{p-2q-1} \left[ (p-q) \frac{f'}{\zeta} - q \cdot f'' \right] \quad (3.1.31)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \varepsilon_t \frac{x^{p-2q}}{\zeta} \left( f'' - \frac{f'}{\zeta} \right)$$

Inlocuind  $\bar{v}_x$ ,  $\bar{v}_y$ ,  $\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}$  în (3.1.22) rezultă:



$$\begin{aligned}
 & \varepsilon_t^2 x^{2p-4q-1} \left\{ \left[ (p-q) \frac{f'}{\eta} - q f'' \right] f' + \left( f'' - \frac{f'}{\eta} \right) \left( 2f' - p \frac{f}{\eta} \right) \right\} = \\
 & = \varepsilon_t^2 x^{p-4q} \left( f''' - \frac{f''}{\eta} + \frac{f'}{\eta^2} \right) \quad (3.1.32)
 \end{aligned}$$

funcția  $f(\eta)$  satisface o ecuație diferențială ordinară formată din (3.1.32) dacă dintre exponenții lui  $\eta$  sînt egale:

$$2p - 4q - 1 = p - 4q$$

și împreună cu (3.1.23) formează sistemul

$$\begin{cases} 2p - 4q - 1 = p - 4q \\ 2p - 2q = 0 \end{cases} \quad (3.1.33)$$

Prin rezolvarea lui (3.1.33) se obține

$$p = q = 1 \quad (3.1.34)$$

Cu această condiție (3.1.32) se transformă în:

$$\frac{f f''}{\eta^2} - \frac{f'^2}{\eta} - \frac{f f'''}{\eta} = f''' - \frac{f''}{\eta} + \frac{f'}{\eta^2} \quad (3.1.35)$$

Ecuație (3.1.35) se mai poate prezenta și sub forma:

$$- \frac{d}{d\eta} \left( \frac{f f'}{\eta} \right) = \frac{d}{d\eta} \left( f'' - \frac{f'}{\eta} \right) \quad (3.1.36)$$

și, dacă utilizăm condițiile la limită (3.1.21), pentru  $y=0$  se găsește

$$\eta=0, \quad f=0, \quad f'=0 \quad (3.1.37)$$

O soluție pentru această ecuație diferențială ordinară care satisface și condițiile (3.1.37) este:

$$f = \frac{\xi^2}{1 + \frac{1}{4} \xi^2} \quad (3.1.38)$$

unde

$$\xi = \infty \cdot \eta = \infty \cdot \frac{y}{x} \quad (3.1.39)$$

Constanta  $\alpha$  poate fi determinată din (3.1.39), care

ne dă:

$$J_x = 2\pi \cdot \epsilon_t^2 \int_0^\infty \frac{f'}{\eta} d\eta = 2\pi \cdot \epsilon_t^2 \int_0^\infty \frac{2\alpha^2 \eta^2}{(1 + \frac{1}{4} \alpha^2 \eta^2)^2} \cdot \frac{d\eta}{\eta} \quad (3.1.40)$$

$$f' = \frac{2\alpha^2 \eta}{(1 + \frac{1}{4} \alpha^2 \eta^2)^2} \quad (3.1.41)$$

Făcînd o schimbare de variabilă  $a = (1 + \frac{1}{4} \alpha^2 \eta^2)$

rezultă:

$$da = \frac{1}{2} \alpha^2 \eta \cdot d\eta \quad (3.1.42)$$

sau

$$d\eta = \frac{2da}{\alpha^2 \eta} \quad (3.1.43)$$

Limitile noi ale variabilei "a" vor fi:

$$\begin{aligned} \eta = 0 & \quad a = 1 \\ \eta = \infty & \quad a = \infty \end{aligned} \quad (3.1.44)$$

Integrala (3.1.40) devine

$$J_x = 2\pi \cdot \epsilon_t^2 \int_1^\infty \frac{8\alpha^2 da}{a^4} = \frac{16}{3} \pi \cdot \rho \cdot \epsilon_t^2 \cdot \alpha^2 \quad (3.1.45)$$

În acest caz din (3.1.27) obținem

$$\bar{v}_x = \frac{\epsilon_t}{x} \cdot \alpha^2 \cdot \frac{1}{\xi} \cdot \frac{df}{d\xi} = \frac{\epsilon_t}{x} \cdot \frac{2\alpha^2}{(1 + \frac{1}{4} \xi^2)^2} \quad (3.1.46)$$

și

$$\bar{v}_y = \frac{\epsilon_t}{x} \cdot \alpha \left( \frac{df}{d\xi} - \frac{f}{\xi} \right) = \frac{\epsilon_t}{x} \cdot \alpha \frac{\xi - \frac{1}{4} \xi^2}{(1 + \frac{1}{4} \xi^2)^2}$$

Înlocuind  $\alpha$  din (3.1.45) în (3.1.46) se obține:

$$\bar{v}_x = \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{J_x}{\epsilon_t \cdot \rho \cdot x} \cdot \frac{1}{(1 + \frac{1}{4} \xi^2)^2} \quad (3.1.47)$$

și

$$\bar{v}_y = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cdot \frac{\sqrt{J_x}}{x \sqrt{\rho}} \cdot \frac{\xi - \frac{1}{4} \xi^2}{(1 + \frac{1}{4} \xi^2)^2} \quad (3.1.48)$$

$$\xi = \alpha \frac{y}{x} = \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \cdot \frac{\sqrt{J_x}}{\epsilon_t \sqrt{\rho}} \cdot \frac{y}{x} \quad (3.1.49)$$

Din (3.1.47) rezultă că viteza de curgere în axa jetului respectiv de  $\varphi = \alpha \frac{y}{x} = 0$  va fi:

$$\bar{v}_{x0x} = \frac{3}{8\pi} \cdot \frac{J_x}{E_t \cdot \rho} \cdot \frac{1}{x} \quad (3.1.50)$$

Deci ținem seama că fluidul portant este introdus printr-un arzător de concentrate, și că la ieșire din arzător viteza medie a aerului este  $\bar{v}_{0a}$ , cantitatea de mișcare a aerului se va putea scrie:

$$J_x = 2\pi \int_0^{\infty} \rho \cdot \bar{v}_x^2 \cdot y \cdot dy = m_a \cdot v_{0a} = \pi \cdot R^2 \cdot \rho \cdot v_{0a}^2 \quad (3.1.51)$$

Introducând (3.1.51) în (3.1.50) rezultă:

$$\bar{v}_{x0x} = \frac{3}{8} \cdot \frac{R^2 \cdot v_{0a}^2}{E_t \cdot x} \quad (3.1.52)$$

În concluzie, rezultă că viteza în axa jetului crește cu viteza mediului portant în secțiunea de ieșire a arzătorului și scade cu creșterea coeficientului de difuzie turbulentă și a distanței de la arzător.

## 3.2. Hidrodinamica jetului încălzit cu particule solide în suspensie

### 3.2.1. Ecuația diferențială de mișcare a particulei

În tehnica jetului, la instalațiile de topire în suspensie a concentratelor cuproase, particulele solide ale garjei industriale sînt portate întâi prin arzător, de către un curent de aer sub presiune, și apoi sînt proiectate în turnul de reacție.

Viteza de ieșire din arzător este cuprinsă între (80-100) m/sec în partea superioară a turnului de reacție.

Jetul liber dezvoltat în turnul de reacție este înăbușat cu particule fine de concentrat cu diametru între (40-150)  $\mu$ . Forma cea mai simplă a acestor jeturi este conul cu secțiunea circulară.

Pentru un studiu mai precis al acestor jeturi, trebuie să se țină seama de influența pe care o exercită prezența particulelor solide în masa fluidului jetului.

Când particulele solide sînt mici și sînt distribuite uniform în masa fluidului jetului, jetul se comportă asemănător cu jeturi fără suspensii. Prezența particulelor solide în masa fluidului jetului are influență asupra intensificării mișcărilor turbulente din masa fluidului jetului și ca o consecință, în cazul jetului de concentrat pulverizat, amestecarea aerului portant cu concentratul cupros. În vederea determinării influenței prezenței

particulelor solide asupra parametrilor jetului se impune analiza mișcării particulelor.

Ecuația diferențială a mișcării particulei solide în suspensie se poate determina în baza modelului fizic din fig.3.2.1.

Fenomenele hidrodinamice în cazul unei amestecări de unități individuale de volum ale unei faze dispersate într-o fază continuă sînt dificil de abordat

matangie, datorită fenomenelor de interacțiune, ciocniri, coalescente etc.

În acest capitol voi prezenta comportarea hidrodinamică în cazul particular al prezenței unei unități individuale de volum a fazei disperse, care în cazul dat reprezintă o particulă de concentrat, indiferent de starea de agregare.

O particulă supusă acțiunii gravitației se deplasează, la echilibrul forțelor care determină mișcarea cu o viteză constantă; liniile de curent din jurul ei și distribuția forțelor de rezistență pe suprafața particulei sînt, de asemenea, constante, deplasarea realizîndu-se în regim staționar.

Asupra unei particule din jetul turbulent acționează forța de greutate, forța de rezistență a mediului în direcția axei  $x$ , forța de rezistență a mediului în direcția axei  $y$ , ca urmare a componentei vitezei jetului în această direcție, forțe care sînt echilibrate prin forța de inerție.

Mișcarea particulei voi raporta la vitezele medii temporale, ale mișcării turbulente, din ecuația lui Reynold, ce caracterizează jetul liber încărcat cu particule solide în suspensie.

Asupra particulei acționează sistemul de forțe din fig.3.2.1. unde:

- Forța de greutate  $F_1$  în aer

$$F_1 = m \cdot g_0 \quad (3.2.1)$$

unde:

$F_1$  - forța de greutate;

$m$  - masa particulei;

$g_0$  - accelerația gravitațională în aer.

- Forța de rezistență la mișcare  $F_2$ , în direcția axei  $x$ , datorită frecării este:

$$R_x = C_x(R_{ep}) \cdot d_p^n \cdot (\bar{v}_x - \bar{v}_{px}) \quad (3.2.2)$$

unde:

$F_x$  - forța de rezistență la mișcare;

$C_x(R_{ep})$  - coeficientul de rezistență a mediului

$d_p$  - diametrul particulei;

$\bar{v}_x$  - viteza mediului portant în punctul momentan de-a lungul unei linii de curent convențional de-a lungul axei ox;

$\bar{v}_{px}$  - viteza momentană a particulei;

- un exponent ce depinde de caracterul mișcării.

În cazul mișcării laminare  $R_{ep} < \frac{1}{2}$  este utilizabilă rezistența Stokes, unde  $n = 1$ .  $C_x(R_{ep}) = C_S$ . Dacă cifra  $1 < R_{ep} < 600$ ,  $n = \frac{3}{2}$  în care caz  $C_x(R_{ep}) = C_A$ . În cazul când cifra Reynolds pentru particula este  $R_{ep} > 600$  exponentul  $n = 2$  (corespunde mișcării turbulente) iar  $C_x(R_{ep}) = C_H$ .

Echilibrarea acestor forțe este realizată prin forța de inerție.

-Forța de inerție  $F_{ix}$  în direcția axei ox

$$F_{ix} = m \frac{d\bar{v}_{ix}}{dt} \quad (3.22)$$

în care:

$F_{ix}$  - forța de inerție în direcția ox;

$m$  - masa particulei;

$\frac{d\bar{v}_{ix}}{dt}$  - accelerația particulei în direcția ox.

În direcția axei oy acționează forța de rezistență la mișcare a fluidului în direcție transversală datorită turbulenței:

$$R_y = C_x(R_{ep}) \cdot d_p^n \cdot (\bar{v}_y - \bar{v}_{py})^n \quad (3.2.3)$$

unde:

$\bar{v}_y$  - viteza mediului în direcția oy;

$\bar{v}_{py}$  - viteza particulei în direcția axei oy.

Celelalte notații au semnificația dată la Rx.

Rezistența la mișcarea transversală este echilibrată prin forțe de inerție  $F_{1y}$ :

$$F_{1y} = m \frac{d\bar{v}_{py}}{dt} \quad (3.2.4)$$

Scriind ecuațiile de mișcare după cele două axe ox și oy pentru o particulă solidă purtată rezultă:

$$m \frac{d\bar{v}_{px}}{dt} = F_{1x} + R_x \quad (3.2.5)$$

și

$$m \frac{d\bar{v}_{py}}{dt} = R_y \quad (3.2.6)$$

sau în mod explicit

$$m \frac{d\bar{v}_{px}}{dt} = m \cdot g_0 + C_{sx} \cdot d(\bar{v}_x - \bar{v}_{px}) \quad (3.2.7)$$

și

$$m \frac{d\bar{v}_{py}}{dt} = C_{sy} \cdot d(\bar{v}_y - \bar{v}_{py}) \quad (3.2.8)$$

Rezolvarea ecuațiilor diferențiale (3.2.7) și (3.2.8) se poate realiza prin metoda separării variabilelor. În acest scop ecuațiile se scriu sub forma:

$$\frac{d\bar{v}_{px}}{dt} = g_0 \left[ 1 + \frac{C_{sx} \cdot d}{m \cdot g_0} (\bar{v}_x - \bar{v}_{px}) \right] \quad (3.2.9)$$

și

$$\frac{d\bar{v}_{py}}{dt} = \frac{C_{sy} \cdot d}{m} (\bar{v}_y - \bar{v}_{py}) \quad (3.2.10)$$

sau făcând separarea variabilelor și făcând integrarea se obține, pentru condițiile inițiale  $t=0$ ,  $\bar{v}_{px}=0$ .

$$\int_0^{\bar{v}_{px}} \frac{d\bar{v}_{px}}{1 + \frac{C_{sx} \cdot d}{m \cdot g_0} (\bar{v}_x - \bar{v}_{px})} = g_0 \int_0^t dt \quad (3.2.11)$$

și a doua ecuație cu condițiile inițiale  $t=0$ ,  $\bar{v}_{py}=0$

$$\int_0^{\sigma_y} \frac{d\sigma_y}{\sigma_y - \bar{\sigma}_y} = -\frac{C_s \cdot d}{m} \int_0^t dt \quad (3.2.12)$$

In ecuația (3.2.11) se face notația

$$\frac{m \cdot g_0}{C_s \cdot d} = -v_s \quad (3.2.13)$$

Cu notația (3.2.13) ecuația (3.2.11) devine:

$$\int_0^{\sigma_{px}} \frac{d\sigma_{px}}{(\bar{\sigma}_s - \bar{\sigma}_x) - \sigma_{px}} = \frac{g_0}{v_s} \int_0^t dt \quad (3.2.14)$$

Ecuația (3.2.14) prin o integrare se transformă în:

$$-\left| \ln (\bar{v}_s + v_x - \sigma_{px}) \right|_0^{\sigma_{px}} = \frac{g_0 \cdot t}{v_s} \quad (3.2.15)$$

$$\ln (\bar{v}_s + v_x - \sigma_{px}) - \ln (\bar{v}_s + v_x) = -\frac{g_0 \cdot t}{v_s} \quad (3.2.16)$$

sau

$$\frac{\bar{v}_s + v_x - \sigma_{px}}{\bar{v}_s + v_x} = e^{-\frac{g_0 \cdot t}{v_s}} \quad (3.2.17)$$

Din (3.2.17) rezultă:

$$\frac{\sigma_{px}}{\bar{v}_s + v_x} = 1 - e^{-\frac{g_0 \cdot t}{v_s}} \quad (3.2.18)$$

și în final

$$\sigma_{px} = (\bar{v}_s + v_x) \left( 1 - e^{-\frac{g_0 \cdot t}{v_s}} \right) \quad (3.2.19)$$

Prin integrarea ecuației (3.2.12) se obține:

$$\left| \ln (\bar{\sigma}_y - \sigma_{py}) \right|_0^{\sigma_{py}} = -\frac{C_s \cdot d}{m} \cdot t \quad (3.2.20)$$

sau

$$\sigma_{py} = \bar{\sigma}_y \left( 1 - e^{-\frac{C_s \cdot d}{m} t} \right) = \bar{\sigma}_y \left( 1 - e^{-\frac{g_0 \cdot t}{v_s}} \right) \quad (3.2.21)$$



Coefficientul de rezistență Stokes are expresia în cazul unei sfere:

$$C_s = 3\pi \cdot \nu \cdot \rho \quad (3.2.21)$$

În cazul concret, voi admite simplificarea prin admiterea particulelor solide în suspensie de formă sferică cu diametre între 40 - 180  $\mu$ .

În vederea realizării unui exemplu numeric pentru aceste extreme ale diametrelor, rezultă mărimea  $v_s$  în cele 2 cazuri; respectiv  $d_1 = 40$  și  $d_2 = 180 \mu$ , astfel:

$$v_{s, 40} = \frac{a \cdot g_0}{C_s \cdot d} = \frac{\frac{\pi \cdot d^3}{6} \rho_p \cdot g_0}{3\pi \cdot \nu \cdot \rho_f \cdot d} = \frac{d^2 \cdot \rho_p \cdot g_0}{18 \cdot \nu \cdot \rho_f} = \frac{0,040^2 \cdot 10^{-6} \cdot 5000 \cdot 9,8}{18 \cdot 151,18 \cdot 10^{-6} \cdot 0,347}$$

$$= 0,08311 \left[ \frac{m}{sec} \right]$$

$$v_{s, 180} = v_{s, 40} \left( \frac{d_2}{d_1} \right)^2 = 0,08311 \left( \frac{180}{40} \right)^2 = 1,6829 \left[ \frac{m}{sec} \right]$$

În acest exemplu am considerat vâcositatea cinematică a aerului pentru temperaturile de 500°C respectiv 1200°C.

$$\nu = \frac{\nu_{500} + \nu_{1200}}{2} = \frac{79,38 + 223}{2} \cdot 10^{-6} = 151,18 \left[ \frac{m^2}{sec} \right]$$

În mod similar am adoptat media aritmetică a densității pentru aceste două temperaturi:

$$\rho_{aer} = \frac{\rho_{500} + \rho_{1200}}{2} = \frac{0,456 + 0,239}{2} = 0,3475 \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$$

Din expresia vitezei particulei de-a lungul unui fir de fluid după axa cu o particulă cu diametrul  $d_1 = 40 \mu$  va atinge 0,999  $v_x$  după timpul de

$$\frac{1}{\frac{d_1^2}{v_x}} = \frac{1}{\frac{d_1^2}{0,08311}} = \frac{1}{118,036} = 0,001 [sec] \quad (3.2.22)$$

de unde prin logaritmare rezultă timpul  $[t_1]$

$$t_1 = \frac{\ln 1000}{118,036} = \frac{6,9}{118,036} = 0,05845 \text{ [secunde]}$$

În cazul particulelor cu diametrul  $d_2 = 180 \mu$  timpul necesar ca o particulă să atingă  $0,999 \bar{v}_x$  din viteza fluidului este:

$$t_2 = \frac{\ln 1000}{\frac{9,8}{1,68}} = \frac{6,9}{5,71} = 1,208 \text{ [secunde]}$$

Din comparația lui  $t_1$  și  $t_2$  rezultă că particulele mici cu diametrul de  $40 \mu$  se deplasează de 10-20 ori mai repede în comparație cu particulele ce au dimensiunile de  $180 \mu$ .

Analiza granulometrică a concentratului industrial arată că cea 80% din concentrat se constituie din particule cu dimensiuni sub  $100 \mu$ .

### 3.3. Influența factorilor hidrodinamici asupra vitezei de ardere a unei particule de sulfură în suspensie într-un curent de gaze

#### 3.3.1. Privire generală asupra arderii particulei de sulfură metalică într-un jet de aer

În teoriile actuale ale arderii eterogene a particulei de sulfură, în stare de suspensie, sînt făcute încercări de descriere cantitativă a procesului, folosind legile cineticii chimice și a schimbului de masă. Dezvoltarea acestei teorii permite cunoașterea direcției sau orientarea proceselor de producție în funcție de raportul factorilor ce influențează desfășurarea lor cit și

punerea în evidență a mijloacelor tehnice, care nu au fost încă folosite în tehnică, pentru ridicarea eficienței incalzitorilor în care se desfășoară aceste arderi.

Dezvoltarea teoriei existente necesită, pe de o parte, studierea câmpurilor complexe de viteze, concentrații și temperaturi, fără a ține cont de structura volumetrică a procesului cu zonele lui caracteristice, pe de altă parte cere cunoașterea valorilor nu numai ale vitezei relative chimice cu ajutorul căreia se încearcă să se țină seama de difuzia internă în particula poroasă și a coeficientului schimbului de masă.

Descrierea procesului de ardere a particulei de sulfuri metalice cu ajutorul constantei globale de reacție necesită, după cum s-a arătat în capitoul (1) includerea raporturilor pozitive, ale constantelor cinetice reale a minimum trei procese:

- descompunerea termică a sulfurii descrisă de reacția chimică:  $\frac{dw}{dt} = 0,52 \cdot \exp. (-\frac{4242}{T}) (w_{\infty} - w_T)^{-0,862}$ ;

- oxidarea sulfului gasec din jurul particulei de sulfuri solidă în suspensie conform ecuației chimice:

$$v_{\text{SO}_2} = \frac{D_0 \cdot \pi \cdot d^2}{R \cdot T} \cdot \frac{P_{S_2} - P_0 \cdot S_2}{\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}}$$

- oxidarea sulfurii simple conform reacției

$$v_d = \frac{4\pi \cdot M \cdot (P_{O_2} - P_{O_2}) \cdot R}{R \cdot T \left( \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right)}$$

Apariția câmpurilor complexe de concentrații împrejurul particulei de sulfuri în suspensie, cu amare a fluxurilor moleculare ale gazelor de ardere și ale mediului oxidant, determină formarea unui înveliș gasec, în care se pot considera, în proporție stoichiometrică cu oxigenul, sulfuri rezultat din descompunerea termică

a sulfurii . In acest nivelig - care numai in mod schematic poate fi imaginat ca o suprafață geometrică a reacției totale - , are loc transformarea finelă a amestecului combustibil în produse de ardere completă (in cazul in care mediu are un caracter oxidant). In realitate, fenomenele complexe și multiple de transformare a sulfurii gazeos se desciere termică și recombinaere, reacții directe și inverse de oxidare se succed și se acoperă unul pe altul, trecind prin zone de temperatură și concentrații continua schimbătoare, toate aceste procese sînt posibile nu numai in stadiul inițial de încălzire a particulei solide in suspensie, ci și in stadiile finale ale găsificării și arderii sulfurii simple rămase netransformate.

Tot așa de complicat este și calculul coeficientului schimbului de masă care este utilizat ca o a două mărime fundamentală in procesele arderii eterogene. Mărimea, coeficientului schimbului de masă, apare datorită stratului limită format in jurul particulelor solide amplasate intr-un curent de gaze. După cum se cunoaște, ideea stratului limită se bazează pe faptul că pulsațiile turbulente se sting in apropierea suprafeței particulei, iar funcția de transport trece asupra mecanismului molecular. Prezența stratului limită, joacă rolul unei rezistențe termice și a unei rezistențe față de transport de masă suplimentare.

Stratul limită, laminar, absoarbe toată diferența de potențial dintre suprafața particulei și fluxul turbulent, care permite ca in cazul limită (cînd criteriul Nusselt  $Nu=2$ ), să se aproximeze valorile numerice ale coeficientului de schimb de căldură și de masă. Structura stratului limită se poate schimba substanțial dacă, peste mecanismul molecular obișnuit de transport, se suprapune un fenomen nou, fluxul de masă al substanței degajate sau absorbite de suprafața de reacție, și care se mișcă de la perete sau spre perete, cu viteză volumetrică  $v_v$  [ $m^3/m^2 \cdot s$ ], mărind sau

alegerii în mod corespunzător valoarea coeficientului de schimb de masă și a schimbului caloric.

3.2.2. Determinarea grosimii stratului-limită în jurul particulei solide în funcție de viteza relativă gaz - particule.

În tehnica actuală de elaborare a cuprului se aplică pe o scară largă, procedeul de topire a concentratelor cuproase în stare de suspensie.

Viteza proceselor chimice de schimb în sistemele eterogene, care au loc în turnul de reacție a instalației de topire în suspensie, sînt în general considerabil influențate de: temperatura de lucru, termodinamica și cinetica reacțiilor din sistemul  $Me-S-O_2$ ; regimul hidraulic al cuptorului; mărimea suprafeței gazelor solide care reacționează; regimul de funcționare a arzătorului de concentrat care imprimă caracterul și viteza curenților predominanți în fază gazoasă.

La procedeul de elaborare a cuprului prin topire în stare de suspensie, la alimentarea turnului de reacție a instalației, particulele fine de concentrat sînt purtate întâi prin arzătorul de concentrat de un curent de aer sub presiune, și apoi ejectat în spațiul cilindric al turnului de reacție.

Viteza de ejectare este cuprinsă, după tipul și dimensiunile turnului de reacție, cu o viteză între limitele de (70 - 130) m/sec.

Configurația jetului de aer și suspensia solidă de sulfuri metalice, din turnul de reacție depinde, de geometria camerei de reacție de numărul și poziția arzătoarelor de concentrate.

După practica industrială rezultă că pentru desfășurarea optimă a procesului de topire în suspensie a concentratului cupros, aerul ce se introduce în turnul de reacție trebuie introdus exclusiv ca aer primar, supraîncălzit la  $(500-550)^{\circ}\text{C}$ , fără a fi divizat și în aer secundar.

Jetul de concentrat pulverizat este un jet de aer încărcat cu particule de sulfuri metalice în suspensie. Ca și în cazul jetului cu gaze, jetul de concentrat pulverizat poate fi clasificat în două categorii mari: jetul liber și jetul limitat.

Pentru un studiu mai precis a acestor jeturi, trebuie să se țină seama de influența pe care o exercită prezența particulelor solide în masa jetului cât și influența mărimilor cinematice ale jetului (viteza) asupra particulelor solide în suspensie.

Importanța stratului limită constă în aceea că oferă o instrumentație matematică pentru exprimarea coeficientului de schimb de masă și a coeficientului de schimb caloric.

Dacă considerăm că particulele, concentratului cupros, au o formă sferică în jurul căreia curge un fluid viscos și presupunem că numărul lui Reynolds are o valoare destul de mare, fără a o depăși însă pe aceea pentru care scurgerea încetează, a mai fi laminară. Experiența arată că în acest caz influența viscozității se manifestă numai într-un strat subțire de fluid din imediata apropiere a suprafeței corpului. Într-adevăr, pe această suprafață viteza particulelor de fluid este nulă ca urmare a condiției de aderență, dar pe o distanță foarte mică valoarea vitezei crește rapid, apropiindu-se de aceea corespunzătoare scurgerii potențiale. L. Prandtl, care a pus în evidență fenomenul descris, a introdus noțiunea de strat limită pentru această zonă de fluid din apropierea suprafeței corpului în care efectul viscozității este preponderent la valori

suficient de mari ale numărului Reynolds.

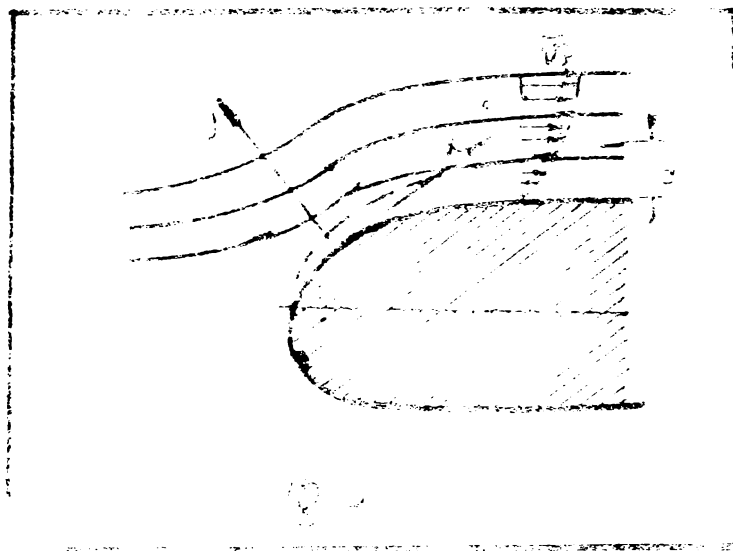
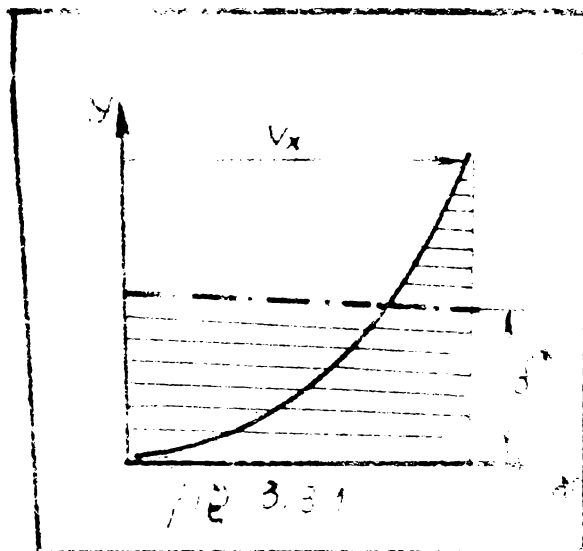
Putem spune deci că întreaga mișcare rotațională a fluidului se găsește concentrată în stratul limită, iar înafara acestuia, ca o consecare aproximativă, mișcarea fluidului poate fi considerată potențială. Această separare este justificată prin faptul că în apropierea suprafeței corpului creșterea vitezei tangențiale este rapidă, ceea ce conduce la o valoare ridicată a derivatei acesteia după normală la suprafață; din același motiv, și tensiunile tangențiale ating valori considerabile în stratul limită. Dintr-o parte, înafara acestui strat, derivata normală a vitezei are valoarea redusă, și din această cauză tensiunilor tangențiale pot fi neglijate. Simplificarea introdusă în felul acesta în tratarea matematică a problemelor de mișcare, în care numărul lui Reynolds are valori mari este foarte importantă și numeroase probleme pot fi studiate teoretic numai pe această cale [31].

Grosimea stratului limită, pe care o vom nota cu  $\delta$ , este variabilă și crește pe măsură ce particulele de fluid înaintesă în lungul suprafeței corpului. Definirea acestei grosimi este într-o consecare măsură arbitrară, deoarece trecerea de la viteza din stratul limită la aceea din scurgerea exterioară se face în realitate asimptotic. Totuși, din punct de vedere practic, faptul acesta nu are nici o însemnătate, deoarece la o distanță foarte mică de suprafața corpului viteza atinge valoarea corespunzătoare scurgerii exterioare. Din acest motiv se poate defini grosimea stratului limită ca distanța de la suprafața corpului la care viteza diferă cu 1% de aceea a scurgerii exterioare.

Uneori este utilă folosirea așa-numitei grosimi de deplasare  $\delta^*$  care se consideră o mică porțiune din suprafața corpului presupusă pentru simplificare, plană, și se alege axa  $Ox$

după direcția normală (fig.3.3.1) această grosime se definește după relația:

$$\delta^* = \int_0^{\infty} (V - v_x) dy \quad (3.3.1)$$



Grosimea de deplasare arată cu cât au fost deplasate către afară, prin formarea stratului limită, liniile de curent ale scurgerii exterioare. Este necesar, a fi observat că, frontiera stratului limită limită nu este o linie de curent, aceasta intrând în interiorul stratului și intersectându-se cu frontiera lui (fig.3.3.2).

Introducerea noțiunii de strat limită pe lângă avantajul pe care-l oferă pentru simplificarea ecuațiilor de mișcare ale fluidelor viscoase are și o semnificație fizică deosebită a proceselor de schimb. Simplificarea ecuațiilor de mișcare devin posibile în baza considerentelor de ordin fizic, și anume că în cazul numerelor Reynolds mari, forțele de inerție au un efect preponderent în interiorul fluidului, în timp ce forțele de frecare, datorită viscozității devin foarte mici. Această simplificare a ecuațiilor dă posibilitatea să se găsească soluții aproximative în cazul limită considerat și care permite obținerea unor concluzii pentru introducerea unor mijloace tehnice noi care să conducă la eficiențe calitative și cantitative.

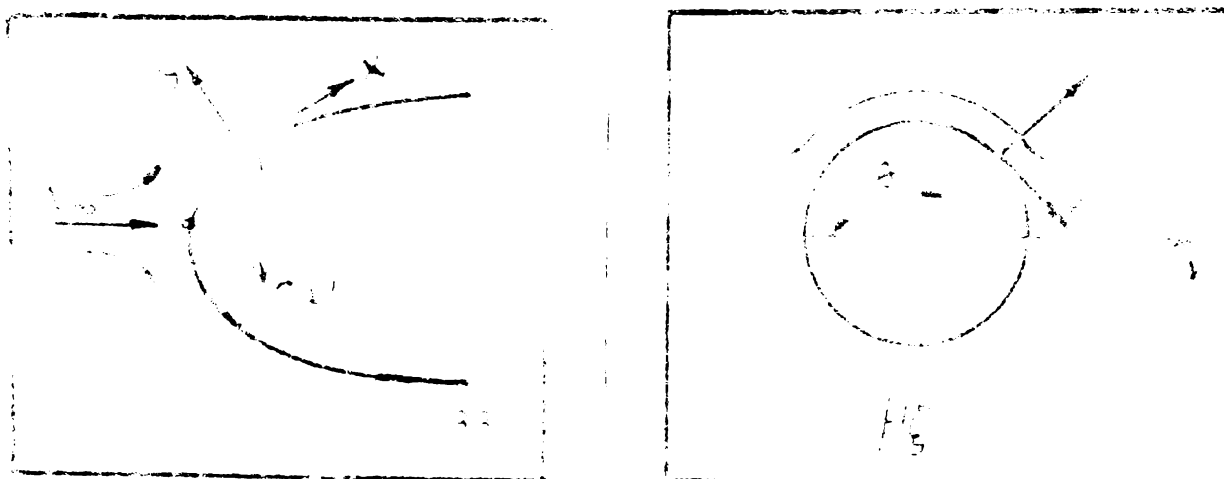


In vederea obținerii ecuațiilor aproximative pentru celula grosimii stratului limită în jurul particulelor solide în suspensie vom face următoarele simplificări:

- particulele solide au o formă sferică;
- viteza particulelor atinge după un timp limită viteza fluidului portant;
- particulele efectuează o mișcare de translație.

La studiul stratului limită pe un corp de revoluție se presupune că viteza fluidului portant este funcție de toate cele trei coordonate spațiale. Când nu există o simetrie axială în scurgere, tratarea problemelor de acest gen este legată de dificultăți matematice mari. În cazul menținerii constante a încălcării captorului de topire, mișcarea jetului de concentrat pulverizat poate fi asimilată cu o mișcare permanentă.

Curgerea în jurul particulelor de revoluție se realizează după schema din fig.3.3.3 și fig.3.3.4-



Vom considera că particulele solide în suspensie sînt corpuri cu simetrie axială, deci corpuri de revoluție care se deplasează într-un curent cu mișcare relativă  $V_{\infty}$ , variabilă.

Pentru tratarea problemei se alege un sistem de axe de coordonate în planul unei secțiuni meridiane ale particulei, coordonate  $x$  fiind măsurată în lungul conturului secțiunii cu început din punctul de impact  $O$ , iar  $y$  în direcția normalei exterioare la contur. În ceea ce privește secțiunea transversală, conturul acesteia este definit prin raza  $r(x)$  a secțiunii normale pe axa corpului. Se presupune că pe contur nu există vîrfuri ascuțite, astfel ca derivata  $\frac{d^2 r}{dx^2}$  să nu ia valori foarte mari. De asemenea, se notează cu  $v_x$  și  $v_y$  componentele vitezei, paralelă și respectiv normală la contur, precum și cu  $V(x)$  viteza scurgerii potențiale exterioare.

Ecuațiile stratului limită, pentru acest caz pot fi scrise [31] sub forma :

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} \sigma_x + \frac{\partial v_y}{\partial y} \sigma_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial y^2} \quad (3.3.2)$$

$$\frac{\partial (r \sigma_x)}{\partial x} - \frac{\partial (r \sigma_y)}{\partial y} = 0 \quad (3.3.3)$$

Ca condițiile la limită:

$$y=0, \quad v_x=0, \quad v_y=0; \quad y = r; \quad v_x = V(x,t) \quad (3.3.4)$$

Pentru cazul scurgerii nepermanente în jet, trebuie să cunoaștem și o repartiție de viteză potrivită în tot spațiul, la momentul inițial  $t=0$ .

Ecuația de mișcare (3.3.2) în direcția axei  $Ox$  păstrează aceeași formă ca și în cazul stratului limită plan. Evaluarea termenilor din ecuația de mișcare în direcția axei  $Oy$  conduce la concluzia că gradientul de presiune normal pe contur are ordinul de mărime al ordinului  $\frac{V}{r}$ , adică al unității. Ca urmare a acestui fapt, diferența de presiune la traversarea stratului limită în direcția normalei este de ordinul de mărime al grosimii  $\delta$  a stratului

limită. Puren admite deci, că gradientul de presiune  $\frac{\partial P}{\partial x}$  din scurgerea potențială se regăsește în stratul limită.

Integrarea ecuațiilor (3.3.2) se poate face prin introducerea funcției de curent  $\psi(x, y)$ . Vitezele  $v_x$  și  $v_y$  rezultă din derivatele parțiale ale funcției de curent. Dacă acestea se scriu sub formă:

$$v_x = \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial y} = \frac{\partial\psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial x} = -\frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial x} \psi \quad (3.3.5)$$

ecuația (3.3.3) este satisfăcută identic, iar ecuația (3.3.2) devine:

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x \cdot \partial y} - \frac{\partial\psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial\psi}{\partial x \cdot \partial y} - \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial x} \psi \right) \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \gamma \frac{\partial^3\psi}{\partial y^3} \quad (3.3.6)$$

Cu condițiile la limită

$$y=0; \quad \psi=0; \quad \frac{\partial\psi}{\partial y}=0 \quad y=\infty \quad \frac{\partial\psi}{\partial y} = V(x, z) \quad (3.3.7)$$

Pentru cazul mișcării permanente, ecuația (3.3.6) devine:

$$\frac{\partial\psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial^2\psi}{\partial x \cdot \partial y} - \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial x} \right) \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = V \frac{dV}{dx} - \gamma \frac{\partial^3\psi}{\partial y^3} \quad (3.3.8)$$

Condițiile la limită fiind tot (3.3.7) cu  $V$  funcție numai de  $x$ .

Pentru viteza scurgerii potențiale  $V(x)$  se introduce o dezvoltare în serie de puteri ale lui  $x$ , iar pentru funcția de curent seria corespunzătoare are coeficienții funcții de  $y$  (serie lui Blasius). Si în acest caz coeficienții seriei care reprezintă funcția de curent pot fi făcuți să aibă caracter universal și să fie astfel independenți de parametri fiecărui caz particular.

Centrul secțiunii transversale se prezintă prin serie:

$$x(x) = r_1 x + r_3 x^3 + r_5 x^5 + r_7 x^7 + \dots \quad (3.3.9)$$

iar viteza scurgerii potențiale de asemenea sub formă de serie, și

anume:

$$V(x) = v_1 x + v_3 x^3 + v_5 x^5 + v_7 x^7 + \dots \quad (3.3.10)$$

Dacă introducem pentru distanța de la suprafața particulei reprezentarea dimensională

$$\eta = y \sqrt{\frac{2v_1}{\gamma}} \quad (3.3.11)$$

funcția de curent va fi dată de seria lui Balusius:

$$\psi(x,y) = \sqrt{\frac{\gamma}{2v_1}} \left[ v_1 x f_1(\eta) + 2v_3 x^3 f_3(\eta) + 3v_5 x^5 f_5(\eta) + 4v_7 x^7 f_7(\eta) + \dots \right] \quad (3.3.12)$$

Din (3.3.12) rezultă:

$$v_x = v_1 x f_1' + 2v_3 x^3 f_3' + 3v_5 x^5 f_5' + 4v_7 x^7 f_7' + \dots \quad (3.3.13)$$

expresie în care derivatele  $f_1', f_3', \dots$  sînt calculate în raport cu variabila  $\eta$ . Pentru a face coeficienții  $f_1(\eta), f_3(\eta), \dots$  independenți de parametrii particulari ai problemei, care sînt  $v_1, v_3, \dots$  și  $r_1, r_3, \dots$  trebuie să punem:

$$\begin{aligned} f_3 &= g_3 + \frac{r_3 v_1}{r_1 v_3} h_3, \\ f_5 &= g_5 + \frac{r_5 v_1}{r_1 v_5} h_5 + \frac{v_3^2}{v_1 v_5} k_5 + \frac{r_3 v_3}{r_1 v_5} j_5 + \frac{r_3^2 v_1}{r_1 v_5} q_5 \quad (3.3.14) \\ f_7 &= g_7 + \frac{r_7 v_1}{r_1 v_7} h_7 + \frac{r_3^2 v_3}{r_1 v_7} j_7 + \frac{v_3^3}{v_1 v_7} k_7 + \frac{r_5 v_3}{r_1 v_7} + \frac{v_3 v_5}{v_1 v_7} p_7 + \\ &+ \frac{r_3^2 v_1}{r_1 v_7} q_7 + \frac{r_3 r_5}{r_1 r_7} m_7 + \frac{r_3 v_3^2}{r_1 v_1 v_7} l_7 + \frac{r_5 v_5}{r_1 v_7} n_7. \end{aligned}$$

Prin înlocuirea expresiilor (3.3.9), (3.3.10) și (3.3.12) în (3.3.8) și dacă se ține seama de (3.3.14), se găsește un sistem de ecuații diferențiale ordinare, primele trei dintre acestea fiind

$$\begin{aligned} f_1''' &= f_1 f_1'' + \frac{1}{2} (f_1'^2 - 1) \\ g_3''' &= -f_1 g_3'' + 2 f_1' g_3' - 2 f_1'' g_3 - 1 \quad (3.3.15) \\ h_3''' &= -f_3 h_3'' + 2 f_1' h_3' - \frac{1}{2} f_1 f_1'' \end{aligned}$$

Condițiile la limită cer ca la  $\eta = 0$  toate funcțiile împreună cu derivatele lor de primul ordin să se anuleze și să avem de asemenea:

$$\eta = \infty, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_3 = \frac{1}{2}, \quad \alpha_5 = \frac{1}{3}, \quad \alpha_7 = \frac{1}{4}. \quad (3.3.16)$$

În timp ce toate celelalte derivate de primul ordin trebuie să fie nule.

Rezultatele precedente pot fi utilizate pentru calculul stratului limită în scurgerea în jurul unei sfere (vezi tabel nr. III, anexă). Curgerea potențială în jurul unei sfere este:

$$V(x) = \frac{3}{2} V_{\infty} \sin \theta = \frac{3}{2} V_{\infty} \sin \frac{x}{r_0} \quad (3.3.17)$$

$r_0$  - fiind raza sferei.

Raza secțiunii transversale are, la rîndul ei, expresia:

$$r(x) = r_0 \sin \frac{x}{r_0} \quad (3.3.18)$$

dacă se dezvoltă în serie  $\sin \frac{x}{r_0}$  și se compară cu serie (3.3.9), rezultă:

$$\alpha_1 = 1, \quad \alpha_3 = -\frac{1}{6} \frac{1}{r_0^2}, \quad \alpha_5 = \frac{1}{120} \frac{1}{r_0^4}, \quad \alpha_7 = -\frac{1}{5040} \frac{1}{r_0^6} \quad (3.3.19)$$

În mod similar, prin comparație cu (3.3.10) obținem:

$$v_1 = \frac{3}{2} \frac{V_{\infty}}{r_0}, \quad v_3 = -\frac{1}{4} \frac{V_{\infty}}{r_0^3}, \quad v_5 = \frac{1}{80} \frac{V_{\infty}}{r_0^5}, \quad v_7 = -\frac{1}{3360} \frac{V_{\infty}}{r_0^7} \quad (3.3.20)$$

Înlocuind  $v_1$  în (3.3.11) rezultă:

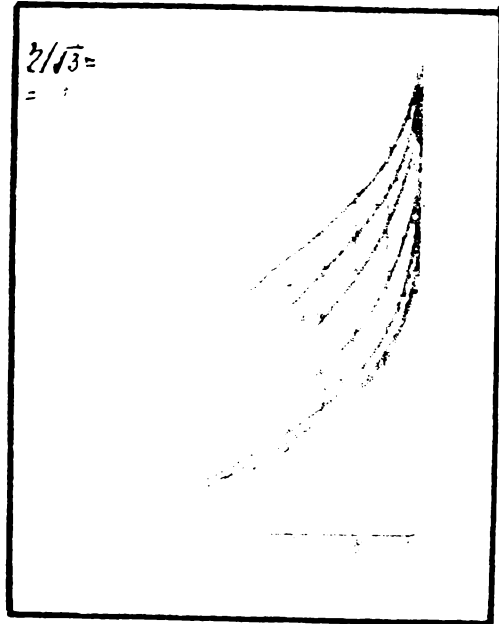
$$\eta = \frac{4}{r_0} \sqrt{\frac{3 V_{\infty} r_0}{\gamma}} \quad (3.3.21)$$

În continuare, din (3.3.13) se găsește:

$$\begin{aligned} v^2 = & \frac{3}{2} \frac{V_{\infty}^2}{r_0^2} \alpha_1^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{V_{\infty}^2}{r_0^2} \right)^3 (\alpha_3 + \alpha_5) + \frac{1}{80} \left( \frac{V_{\infty}^2}{r_0^2} \right)^5 (\alpha_5 + \alpha_7 + \frac{14}{3} \alpha_3 + \frac{10}{3} \alpha_1 + \\ & + \frac{10}{3} \alpha_3) - \frac{1}{5040} \left( \frac{V_{\infty}^2}{r_0^2} \right)^7 (\alpha_7 + \alpha_5 + \frac{7}{3} \alpha_3 + \frac{7}{3} \alpha_1 + 7 \alpha_1^2 + 7 \alpha_1^3 + \end{aligned}$$

$$+ \frac{7}{3} \alpha_1^2 + \frac{7}{3} \alpha_1^3 + 7\alpha_1^4 + 7 \alpha_1^5 + \dots \quad (3.3.22)$$

valorile vitezei calculate cu (3.3.22) fiind reprezentate în fig. 3.3.5.



Dacă se pune  $x_D = \left(\frac{x_D}{x_g}\right)^2$ , punctul de desprindere a stratului limită rezultă din ecuație:

$$0,00259 x_D^3 - 0,0421 x_D^2 + 0,3925 x_D - 1 = 0 \quad (3.3.23)$$

Din (3.2.23) rezultă:

$$\frac{x_D}{x_g} = 1,913 \quad (3.3.24)$$

Unghiul  $\theta$  la care se produce desprinderea stratului

limită

$$\theta = 109,6^\circ \quad (3.3.25)$$

Grosimea stratului se obține din relația:

$$y = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot r_s \cdot \eta \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\nu_{\infty} \cdot r_s}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot r_s \cdot \eta \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{\nu_{\infty} \cdot d_s}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot r_s \cdot \eta \cdot \frac{1}{Re^{1/2}} \quad (3.3.26)$$

În figura (3.3.5) pe ordonată este reprezentată  $\eta' = \frac{\eta}{\sqrt{3}}$ ,  
 dacă se calculează valoarea lui  $\eta$  pentru diferite unghiuri  $\theta$  și se  
 face media lor, se obține o grosime medie pentru stratul limită, care  
 va fi folosit la calcularea rezistențelor de masă și termice.

$\theta^\circ$	0	25	50	75	90	100	106,9
$\frac{\eta}{\sqrt{3}} = \frac{y}{r_s} \cdot \sqrt{\frac{\nu_{\infty} \cdot r_s}{\gamma}} = \frac{y}{r_s} \cdot \frac{Re^{1/2}}{\sqrt{2}}$	1,6	1,7	1,8	1,95	2,3	2,5	2,7
$\eta = \frac{\sqrt{3} \cdot y \cdot Re^{1/2}}{\sqrt{2} \cdot r_s}$	2,768	2,941	3,114	3,3735	3,979	4,325	4,671
$y_i \approx \delta_i = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \cdot \eta \cdot \frac{r_s}{Re^{1/2}}$	2,255x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	2,395x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	2,537x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	2,749x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	3,242x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	3,524x $r_s \cdot Re^{-1/2}$	3,806x $r_s \cdot Re^{-1/2}$

Grosimea medie a stratului limită pe porțiunea de sferă  
 de care există, se calculează cu relația:

$$\delta_m = \frac{\sum \delta_i}{n} = \frac{23,508}{7} \cdot \frac{r_s}{Re^{1/2}} = 2,92971 \cdot \frac{r_s}{Re^{1/2}} \quad (3.3.27)$$

#### 4. INCALZIRE SI ARDEREA CONCENTRATULUI SULFURIOS IN JETUL PORTANT

##### 4.1.1. Incălzirea particulelor de concentrat cupros în cazul configurației și structurii jetului realizat în turnul de reacție (zona I de în- călzire)

Incălzirea particulelor solide în suspensie din jetul cilindric, dezvoltat în turnul de reacție, se realizează parțial de la aerul portant preîncălzit la temperatură de 770-800 K, de la energia de radiație a pereților refractari, radiație flăcării și prin gazele calde recirculate în jet ca urmare a efectului de aspirație.

Temperatura peretelui refractar la un regim tehnologic stabilizat (regim staționar) are valoarea situată între limitele 1600-1700 K. Gazele recirculate în spațiul liber între jetul cilindric încărcat cu particule solide în suspensie și peretele refractar al turnului de reacție are temperatura în limitele 1700-1800 K.

Problema încălzirii particulelor solide în suspensie, în jetul portant are o importanță deosebită în desfășurarea proceselor de prăjire și topire a concentratelor cuproase. Viteza de încălzire în turnul de reacție influențează valoarea randamentului de extracție a metelului, din topitura obținută.

Ipotezele ce stau la baza studiului privind încălzirea particulelor solide și a jetului sunt următoarele:

- Particulele de concentrare sunt sfere cu diametrul  $d_p$ ;
- Toate particulele sferice au același diametru;
- Volumul particulelor este neglijabil față de volumul gazului portant;



- Căldura transmisă de flacără gazului, prin conductivitate, este neglijabilă;
- Frontul de flacără este perpendicular pe liniile de curent din jet;
- Proprietățile jetului în planul de coordonate  $y, z$  la distanță  $x$  de gura arzătorului sînt invariante;
- În regiunea staționară, egalitatea vitezei de propagare a frontului de flacără și vitezei jetului încălzit cu concentrat cupres ( $S_F = u_0$ ), poziția frontului de flacără după o suprafață geometrică simetrică este staționară;
- Timpul  $t_0$ , necesar ca norul de particule solide să parcurgă distanța  $x_0$ , corespunde prin definiție timpului necesar ca particula de concentrat să se încălzească pînă la temperatura de descompunere (disocierea sulfurului și aprindere)  $T_0$ ;
- Viteza, temperatura și concentrația particulelor de concentrat în suspensie la gura arzătorului de concentrat sînt respectiv  $v_{p_0}$ ,  $T_{p_0}$  și  $C_{p_0}$ ;
- Temperatura concentratului  $T_p$  este diferită de temperatura aerului (gazului) portant  $T_0$  ( $T_0 > T_p$ );
- Conductivitatea termică și căldura specifică a gazului sînt constante în tot domeniul de temperatură;
- Temperatura de descompunere (aprindere) a concentratului sulfuros, determinată în anumite condiții experimentale impuse este considerată o caracteristică a concentratului;
- Gazul (aerul) portant, nu este transparent la radiația termică; față de această radiație norul de concentrat se comportă ca și corpul negru;
- Flacără este privită ca un corp cenușiu cu o temperatură medie egală cu  $T_p$ , astfel încît intensitatea cu care suprafața unitară a frontului de flacără iradiază particulele de concentrat este dată de relație:

$$I_F = \epsilon_F \cdot \tilde{\nu}_N \cdot T_F^4 \quad (4.1.1)$$

in care:

$\epsilon_F$  - coeficientul de emisivitate al flăcării;

$\tilde{\nu}_N$  - constanta lui Stefan-Boltzmann  $\tilde{\nu}_N = 1,36 \cdot 10^{-12} [\text{kcal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^4]$ .

- Direcția de radiație a flăcării este paralelă cu liniile de curent a jetului.

a. Intensitatea radiației flăcării, după ce traversează în amestecul de nori de concentrare și gazul (aerul) portant cu coeficientul de absorbție  $k$  pe lungime ( $L_{y-x}$ ), va avea valoarea

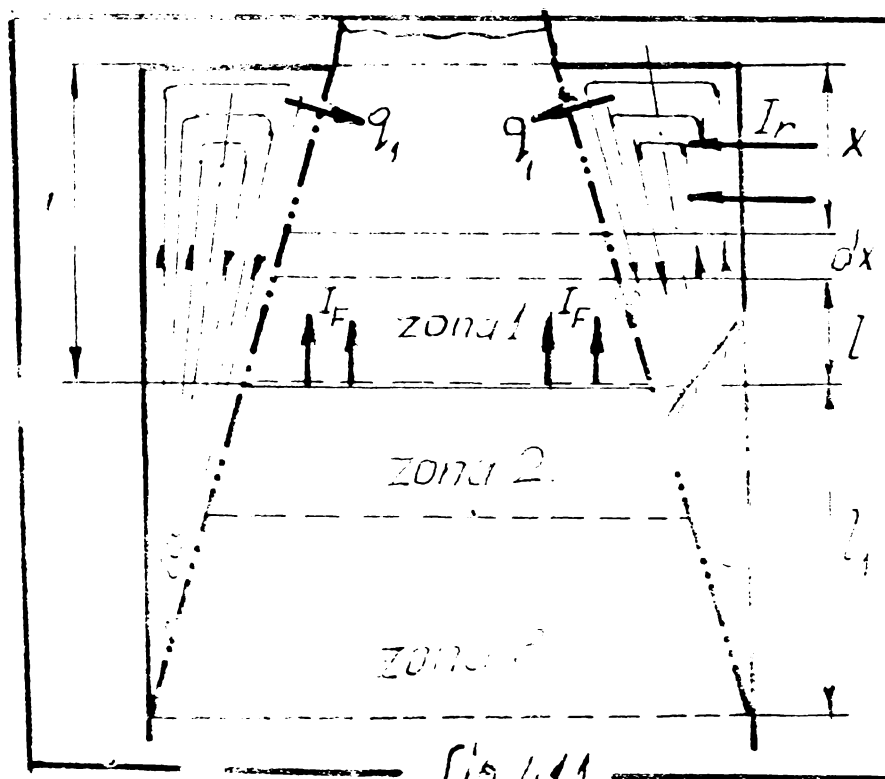


Fig. 4.1.1.

$$I = I_F \cdot \exp -(L_{y-x}) \cdot k \quad (4.1.2)$$

unde coeficientul total de absorbție este compus din:

$$k = k_g + k_p \quad (4.1.3)$$

unde:

$k_g$  - coeficientul de absorbție a gazului (aerului) portant;

$k_p$  - coeficientul de absorbție a particulelor solide.

b. Intensitatea radiației absorbită de volumul unitar din amestecul de particule solide gazul(aer) portant, ce se găsește la distanța  $(L_p - x)$  de flacăra este egală cu:

$$k_p \cdot I_p \cdot \exp[-k_p (L_p - x)] \quad (4.1.4)$$

Coefficientul de absorbție  $k_p$  se presupune a fi egal cu suma secțiunilor particulelor solide proiectate, pe suprafața stratului elementar ce conține particulele respective.

În baza ipotezelor făcute se poate scrie atât pentru gazul portant cât și pentru norul de concentrate expresia intensității de radiație, respectiv se poate scrie expresia radiației termice absorbite în stratul elementar  $dx$ .

Astfel, dacă gazul portant ar fi diaterman față de radiațiile termice, radiațiile absorbite de particule în stratul  $dx$  ar fi:

$$\frac{dI_p}{dx} = k_p \cdot I = k_p \cdot I_p \cdot e^{k_p(x-L_p)} \quad (4.1.5)$$

Dacă, în schimb, jetul ar fi format numai din gaze cu coeficientul de absorbție  $k_g$ , stratul elementar  $dx$  ar absorbi din intensitatea de radiație valoarea:

$$\frac{dI_g}{dx} = k_g \cdot I = k_g \cdot I_p \cdot e^{k_g(x-L_p)} \quad (4.1.6)$$

Din intensitatea de radiație a flăcării o parte este absorbită de amestecul format din norul de concentrate și gazul portant, care se calculează prin însumarea radiațiilor absorbite de particule solide în suspensie pe de o parte și de gazul portant pe de altă parte.

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dx} = \frac{dI_p}{dx} + \frac{dI_g}{dx} = k_p I + k_g I = (k_p \cdot I_p \cdot \exp k_p (x_{p_x} - L_p) + \\ + k_g I_p \exp k_g (x_g - L_p)) \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

În calculele ce urmează, viteza norului de concentrat nu se va lua egală cu viteza gazului portant.

-Volumul elementar de gaz(aer) portant și norul de particule este  $V$ , viteza axială a jetului  $v_{ax}$ , concentrația particulelor de concentrat  $C_0$  și densitatea gazului (aerului) portant sînt funcții de temperatura gazului (aerului) portant  $T_0$ , după formulele:

$$\begin{aligned} V &= V_0 (T_0/T_0) \\ v_{ax} &= v_{ax0} (T_0/T_0) \\ C &= C_0 (T_0/T_0) \\ \rho_a &= \rho_{a0} (T_0/T_0) \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

- Gazul recirculat în jet, din spațiul liber format de conturul exterior al jetului și pereții turnului de reacție, este proporțional cu viteza medie a jetului, și participția sa volumetrică în amestec este:

$$\bar{V}_g = \frac{V_{gR}}{V_{gR} + V'_a} \quad (4.1.9)$$

unde:

$V_{gR}$  - volumul gazului fierbinte recirculat;  
 $V'_a$  - volumul aerului portant.

Participția volumetrică a aerului portant din amestecul format reprezintă:

$$\bar{V}_a = \frac{V'_a}{V_{gR} + V'_a} \quad (4.1.10)$$

- Particulele solide în suspensie din jet, sînt încălzite și de la peretele refractar și stratul de gaze dintre jet. Intensitatea totală de radiație termică este  $I_r$ , care se compune din: intensitatea emisă de gaze radiante  $I_{rg}$  și din intensitatea de radiație a peretelui  $I_{rp}$ , constante în timp.

$$I_r = I_{rg} + I_{rp} \quad (4.1.11)$$

- Energia termică cedată în jet cu gazul recirculat (ce pătrunde în zona apropiată arzătorului), are valoarea:

$$Q_1 = V_{g_r} \cdot \rho_{g_r} \cdot C_{p_r} (T_{g_r} - T'_{a_0}) \quad (4.1.12)$$

unde:

$T'_{a_0}$  - temperatura medie a aerului la intrare în turn;

$T_{g_r}$  - temperatura gazului recirculat.

- În zona de încălzire a concentratului, se poate admite că, energia termică necesară pentru ridicarea temperaturii suspensiei solide se obține din căldura radiată de flacără, radiația de la perete și din echimbul caloric convectiv realizat cu gazul portant (care are temperatură  $T_{a_0} = 870-900$  K).

Între energia de radiație absorbită de particulele în suspensie și gazul portant, căldura de încălzire a particulelor de concentrat pînă la temperatura  $T_p$ , căldura cedată prin convecție particulelor de la gazul portant, căldura cedată de la gaze calde recirculate și căldura de radiație a peretelui și gazului se poate scrie relația:

$$c_p \cdot c_p \left( \frac{dT_p}{dx} \right) + \int_a C_a \left( \frac{dT_a}{dx} \right) = \frac{dI_p}{dx} + \frac{dI_a}{dx} + (k_p + k_a) I_r \quad (4.1.13)$$

Relația este scrisă pentru volumul unitar de amestec gaz portant - particule solide în suspensie.

În relația (4.1.13) notațiile au următoarele semnificații:

$C_p$  - concentrația particulelor solide;

$c_p$  - căldura specifică a particulelor;

$T_p$  - temperatura particulelor;

$T_a$  - temperatura gazului portant format din aerul portant supraîncălzit și gazele calde recirculate;

$\int_a C_a$  - densitatea respectiv căldura specifică a amestecului.

Numărul de particule antrenate în volumul de amestec supraîncălzit, este proporțional cu concentrația particulelor.

Între concentrația de particule inițial (pentru temperatura  $T_{a0}$ ) și concentrația la o anumită temperatură există relația:  $C = C_0 (T_{a0} / T_a)$  care se scrie în mod asemănător și pentru numărul inițial și final de particule solide dintr-un volum unitar de amestec:

$$n_{T_a} = n_{T_{a0}} \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \quad (4.1.14)$$

în care:

$n_{T_a}$  - numărul de particule solide într-un volum unitar de amestec la temperatura  $T_a$ ;

$n_{T_{a0}}$  - numărul de particule dintr-un volum unitar de amestec la temperatura de intrare a amestecului în turnul de reacție.

Concentrația particulelor solide se poate exprima la temperatura inițială (la intrare în turn a jetului) în funcție de numărul particulelor solide, densitatea și diametrul particulelor cu relația

$$C_{p0} = \left(\frac{4}{3}\right) \pi \cdot r^3 \cdot \rho \cdot n_{T_{a0}} \quad (4.1.15)$$

Concentrația particulelor la o temperatură oarecare în timpul încălzirii este:

$$C_p = \left(\frac{4}{3}\right) \pi \cdot r^3 \cdot \rho_c \cdot n_{T_a} = \left(\frac{4}{3}\right) \pi \cdot r^3 \cdot n_{T_{a0}} \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \quad (4.1.16)$$

Factorul de absorbție a particulelor solide se consideră egală cu suma secțiunilor particulelor din volumul unitar și se determină cu relația:

$$k_p = S_p = 2 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot n_{T_a} = 2 \pi \cdot r^2 \cdot n_{T_{a0}} \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \quad (4.1.17)$$

Factorul de absorbție a gazului portant este determinat de densitatea gazului recirculat (gaze tri și poliatomice) în volumul amestecului portant și de temperatura gazului.

Coefficientul de absorbție a gazeșor scade cu creșterea temperaturii, în cazul dat se poate scrie relația între coeficientul de absorbție pentru temperatura  $T_{a0}$  și coeficientul la temperatura  $T_a$  sub formă:

$$k_a = k_{a0} \frac{T_{a0}}{T_a} \quad (4.1.18)$$

Înlocuind în relația (4.1.13) condițiile inițiale se obține:

$$c_{p0} \cdot c_p \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot \frac{dT_p}{dt} + \rho_{a0} \cdot c_a \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot \frac{dT_a}{dt} = k_p \cdot I_p + k_a I_a + (k_p + k_a) I_r \quad (4.1.19)$$

Știind că:  $k_p(I_p - L_p)$

$$I_p = I_{p0} \cdot e^{k_p(x_p - L_p)} \quad (4.1.20)$$

și  $k_a(I_a - L_a)$

$$I_a = I_{a0} \cdot e^{k_a(x_a - L_a)} \quad (4.1.21)$$

relația (4.1.13) se transformă în

$$c_{p0} \cdot c_p \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot \frac{dT_p}{dt} + \rho_{a0} \cdot c_a \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot \frac{dT_a}{dt} = 2\sqrt{h} \cdot r^2 \cdot \rho_{a0} \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot I_F \cdot e^{k_p(x_p - L_p)} + k_{a0} \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot I_F \cdot e^{k_a(x_a - L_a)} + (k_p + k_a) \cdot \frac{T_{a0}}{T_a} \cdot I_r \quad (4.1.22)$$

Pe de altă parte se poate scrie că parcursul volumului elementar, cuprins pe lungimea dx al jetului, este influențat de creșterea temperaturii după relația:

$$x_p = x_{p0} \cdot \frac{T_a}{T_{a0}} \quad \text{precum} \quad L_p = L_{p0} \cdot \frac{T_a}{T_{a0}} \quad (4.1.23)$$

și

$$x_a = x_{a0} \cdot \frac{T_a}{T_{a0}} \quad (4.1.24)$$

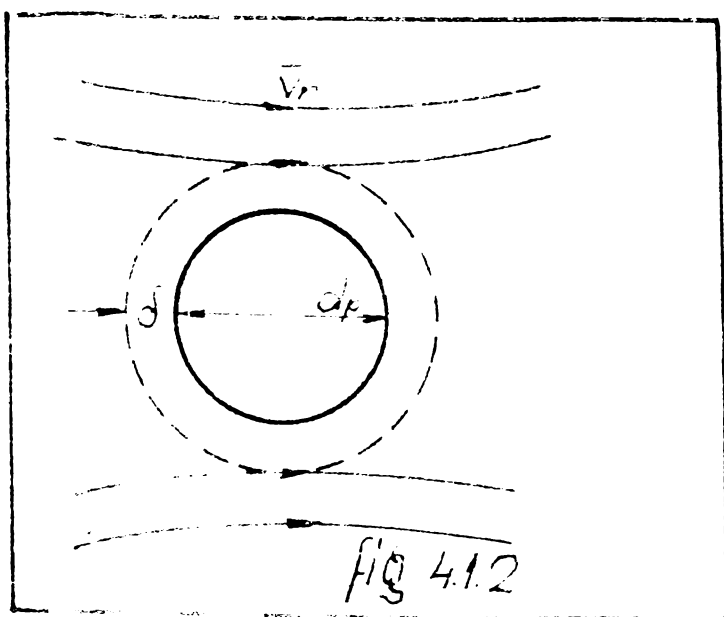
Inlocuind (4.1.23) și (4.1.24) în relația (4.1.19), după simplificarea cu  $\frac{A}{T_0}$  aceasta se transformă în

$$C_{p0} C_p \frac{dT_p}{dt} + \rho_0 C_a \frac{dT_a}{dt} = 2\pi r_p^2 \cdot R \cdot \frac{I_F}{T_0} \cdot e^{\frac{k_p(X_p - L_{F0})}{T_0}} + k_{a0} \cdot I_F \cdot e^{\frac{k_{a0}(X_{a0} - L_{F0})}{T_0}} + (k_{p0} - k_{a0}) I_r \quad (4.1.25)$$

Schimbul energetic dintre norul de particule solide și gazul portant se realizează prin conducție, convecție și radiație atite vreme cît există o mișcare relativă între gazul portant și norul de particule.

În cazul în care viteza particulelor devine egală cu viteza gazului, transferul energetic de la gaz la particulă se va realiza numai prin conducție termică și numai într-o măsură foarte mică prin radiație.

-Radiație gazului portant în perioade de încălzire a particulelor este proporțională cu presiunea parțială a gazelor radionante recirculate în jetul încărcat cu particule. Ca urmare a unui debit relativ mic de gaze recirculate coeficientul de radiație (emisie) a gazului este foarte scăzut și ca urmare forma principală de transfer revine conducției și convecției termice.



Schimbul de energie termică între mediul continuu și norul de particule solide va conduce la modificarea temperaturii gazului portant.

O parte din căldura fizică a gazului portant se transmite particulelor în suspensie prin convecție.

Particula de concentrat în jetul portant.



In consecință, se va putea scrie că energia termică cedată de gazul portant este egală cu energia termică transmisă particulelor după relația:

$$\rho_a \cdot C_a \cdot \frac{dT_a}{dt} = 4\pi \cdot r_p \cdot n_{pT_a} \cdot \lambda (T_a - T_p) \left(1 + \frac{r_p}{\delta}\right) \quad (4.1.26)$$

Acastă ecuație s-a scris pentru volumul unitar de amestec, in care s-a notat cu:

$\rho_a$  - densitatea amestecului la temperatura  $T_a$ ;

$c_a$  - căldura specifică a amestecului;

$r_p$  - raza particulei ;

$n_{pT_a}$  - numărul de particule din volumul unitar de amestec la temperatura  $T_a$ ;

$\lambda$  - coeficient de conducție a gazului portant;

$T_a$  - temperatura curentă a gazului portant;

$T_p$  - temperatura curentă a particulei;

$\delta$  - grosimea stratului limită.

Din condițiile inițiale rezultă:

$$\rho_a = \rho_{a_0} \cdot \frac{T_{a_0}}{T_a} \quad (4.1.27)$$

și

$$n_{pT_a} = n_{pT_{a_0}} \cdot \frac{T_{a_0}}{T_a} \quad (4.1.28)$$

Inlocuind aceste relații in (4.1.26) și simplificând cu  $\frac{T_{a_0}}{T_a}$  se obține:

$$\rho_a \cdot C_a \cdot \frac{dT_a}{dt} = 4\pi r_p \cdot n_{pT_{a_0}} \cdot \lambda (T_a - T_p) \left(1 + \frac{r_p}{\delta}\right)$$

Dacă se notează cu:

$$r_p \alpha = \lambda \left(1 + \frac{r_p}{\delta}\right) \quad (4.1.29)$$

relația (4.1.26) își modifică expresia și împreună cu ecuația (4.1.13) formează sistemul:

$$\rho_{a_0} \cdot C_a \frac{dT_a}{dt} = 4\pi r_p^2 \rho \cdot \alpha \cdot n_{p_0} (T_a - T_p) \quad (4.1.31)$$

$$C_p \cdot C_p \frac{dT_p}{dt} + \rho_{a_0} \cdot C_a \frac{dT_a}{dt} = 2\pi r_p^2 \cdot n_0 \cdot \bar{U}_F \exp[kp_0(x_{p_0} - L_{F_0}) + ka_0 \exp[ka(x_{a_0} - L_{F_0})]] + (kp_0 + ka_0) \bar{U} \quad (4.1.32)$$

Valorile curente ale temperaturilor  $T_a$  și  $T_p$  se obțin prin rezolvarea simultană a ecuațiilor (4.1.31) și (4.1.32).

Se observă că în a doua ecuație (4.1.32) a sistemului dat se poate exprima  $T_p$  în funcție de  $T_a$  prin integrarea ecuației prin metoda separării variabilelor.

Se va face următoarea notăție:

$$A(t) = kp_0 \bar{U}_F e^{kp_0(x_{p_0} - L_{F_0})} + ka_0 \bar{U}_F e^{ka_0(x_{a_0} - L_{F_0})} + (ka_0 + kp_0) \bar{U} = A_1(t) + A_2(t) + A_3(t) \quad (4.1.33)$$

Cu notație făcută ecuație (4.1.32) se va scrie:

$$C_{p_0} \cdot C_p \frac{dT_p}{dt} + \rho_{a_0} \cdot C_a \frac{dT_a}{dt} = A(t) \cdot dt \quad (4.1.33)$$

Integrarea acestei ecuații se va face pentru următoarele condiții inițiale:

$$\begin{aligned} t=0 & \quad T_p = T_{p_0} & \quad T_a = T_{a_0} \\ t=t & \quad T_p = T_p & \quad T_a = T_a \end{aligned} \quad (4.1.34)$$

Din integrarea ecuației (4.1.33) pentru condițiile inițiale (4.1.34) rezultă:

$$C_{p_0} \cdot C_p (T_p - T_{p_0}) + \rho_{a_0} \cdot C_a (T_a - T_{a_0}) = \int_0^t A(t) \cdot dt \quad (4.1.35)$$

sau

$$C_{p_0} \cdot C_p \cdot T_p + \rho_{a_0} \cdot C_a \cdot T_a = \int_0^t A(t) dT + C_{p_0} \cdot C_p \cdot T_{p_0} + \rho_{a_0} \cdot C_a \cdot T_{a_0} \quad (4.1.36)$$

De unde rezultă ( $-T_p$ )

$$(-T_p) = \frac{\rho_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} T_a + \frac{1}{C_{p_0} \cdot C_p} \int_0^t A(t) dt + T_{p_0} + \frac{\rho_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} T_{a_0} \quad (4.1.37)$$

Inlocuind  $T_p$  in (4.1.29) rezultă:

$$S_{a_0} \cdot C_a \frac{dT_a}{dt} = 4\pi \cdot r_p^2 \cdot n_p \cdot \alpha \left( T_a + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} T_a + \frac{1}{C_{p_0} \cdot C_p} \int_0^t A(t) dt + T_{p_0} + \frac{S_{p_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} T_{a_0} \right) \quad (4.1.38)$$

Integrarea expresiei  $A(t)$  se poate realiza numai dacă deplasarea particulelor  $x_p$  (dipă axe  $x$ ) și deplasarea elementului de volum  $x_0$ , de lungime  $dx$  se exprimă în funcție de timp.

Din (4.1.33) expresia  $A_1(t)$  este:

$$A_1(t) = k_{p_0} \cdot e^{k_{p_0} \cdot (x_{p_0} - L_{F_0})} \quad (4.1.39)$$

Din (3.1.19) deplasarea particulelor se poate scrie:

$$x_{p_0} = \int_0^t v_{p_{x_0}} dt = \int_0^t (v_s + v_x) \left( 1 - e^{-\frac{g_0 t}{v_s}} \right) dt \quad (4.1.40)$$

Un alt element ce caracterizează mișcarea particulelor este accelerația lor.

$$Q_{p_0} = \frac{dv_{p_x}}{dt} = \frac{d}{dt} (v_s + v_x) \left( 1 - e^{-\frac{g_0 t}{v_s}} \right) = (v_s + v_x) \frac{g_0}{v_s} e^{-\frac{g_0 t}{v_s}} \quad (4.1.41)$$

sau

$$Q_{p_0} = g_0 \left( 1 + \frac{v_x}{v_s} \right) e^{-\frac{g_0 t}{v_s}} \quad (4.1.42)$$

Coeșicientul de absorbție a particulelor poate fi exprimat ca raportul dintre suma proiecțiilor particulelor și suprafața volumului unitar de amestec. Dacă se admite și secțiunea volumului unitar egal cu unitatea  $k_p$  va avea o valoare subunitară:

$$k_p = \frac{S_p}{S_a} \ll 1 \quad (4.1.43)$$

Integrarea expresiei  $A_1(t)$  nu se poate realiza exact prin cuadraturi. Se va folosi pentru integrare o dezvoltare în serie.

Astfel, dacă se dezvoltă în serie expresia:

$$A_1(t) = k_{p_0} \cdot J_F e^{k_{p_0} \cdot (x_{p_0} - L_{F_0})} = k_{p_0} \cdot J_F \left[ 1 + \frac{k_{p_0} \cdot (x_{p_0} - L_{F_0})}{1!} + \frac{k_{p_0}^2 \cdot (x_{p_0} - L_{F_0})^2}{2!} + \frac{k_{p_0}^3 \cdot (x_{p_0} - L_{F_0})^3}{3!} + \dots \right]$$

(4.1.44)

ținând seama că  $k_{p_0} \ll 1$ , pentru calculele ce urmează se va păstra primul termen, celelalte pot fi neglijate datorită prezenței  $k_{p_0}$  la puteri mai mari de unu.

Inlocuind în  $A_1(t)$  expresia lui  $x_{p_0}$  se obține:

$$A_1(t) = k_{p_0} \cdot J_F \left\{ 1 + k_{p_0} \cdot (v_s - v_x) \left[ 1 + \frac{v_s}{q_0} \left( e^{-\frac{q_0 t}{v_s}} - 1 \right) \right] - k_{p_0} \cdot L_{F_0} \right\}$$

(4.1.45)

Expresia  $A_1(t) dt = B_1(t)$  se integrează și rezultă:

$$\begin{aligned} B_1(t) &= \int_0^t A_1(t) dt = k_{p_0} \cdot J_F \int_0^t \left\{ 1 + k_{p_0} \cdot (v_s - v_x) \left[ 1 + \frac{v_s}{q_0} \left( e^{-\frac{q_0 t}{v_s}} - 1 \right) \right] - k_{p_0} \cdot L_{F_0} \right\} dt = \\ &= k_{p_0} \cdot J_F \left\{ t + k_{p_0} \cdot (v_s + v_x) \left[ \frac{t^2}{2} - \frac{v_s^2}{q_0^2} \left( e^{-\frac{q_0 t}{v_s}} - 1 \right) \right] - \frac{v_s}{q_0} t - k_{p_0} \cdot L_{F_0} \cdot t \right\} = \\ &= k_{p_0} \cdot J_F \left\{ k_{p_0} \cdot (v_s + v_x) \left[ \frac{t^2}{2} - \frac{v_s^2}{q_0^2} \left( e^{-\frac{q_0 t}{v_s}} - 1 \right) \right] + \left( 1 - \frac{v_s}{q_0} - k_{p_0} \cdot L_{F_0} \right) t \right\} \end{aligned}$$

(4.1.46)

Expresia  $A_2(t)$  este:

$$A_2(t) = k_{a_0} \cdot J_F e^{k_{a_0} \cdot (x_{a_0} - L_{F_0})}$$

(4.1.47)

Parcursul realizat de volumul elementar se obține cu relația:

$$x_{a_0} = \int_0^t v_{x_0} \cdot dt = v_{x_0} \cdot t$$

(4.1.48)

$v_{x_0}$  nu depinde de timp, viteza într-un punct al jetului este determinată de poziția punctului.

Inlocuind expresia  $x_{a_0}$  în  $A_2(t)$  și integrând se obține:

$$\begin{aligned} B_2(t) &= \int_0^t k_{a_0} \cdot J_F e^{k_{a_0} \cdot (v_{x_0} \cdot t - L_{F_0})} dt = k_{a_0} \cdot J_F \cdot \frac{1}{k_{a_0} \cdot v_{x_0}} \left[ e^{k_{a_0} \cdot (v_{x_0} \cdot t - L_{F_0})} - e^{-k_{a_0} \cdot L_{F_0}} \right] = \\ &= J_F \frac{e^{-k_{a_0} \cdot L_{F_0}}}{v_{x_0}} \left[ e^{k_{a_0} \cdot v_{x_0} \cdot t} - 1 \right] \end{aligned}$$

(4.1.49)

Al treilea termen din (4.1.33)  $A_3(t) = (k_{a_0} + k_{p_0}) I_R$  se integrează și se obține:

$$B_3(t) = \int_0^t A_3(t) \cdot dt = (k_{a_0} + k_{p_0}) I_R \cdot t \quad (4.1.50)$$

Dacă se admite ipoteza că viteza particulelor este egală cu viteza gazului, eroarea fiind foarte mică întrucît după un timp foarte scurt viteza norului de particule se apropie asimptotic de viteza fluidului portant, integrarea funcției  $A_1(t)$  se realizează mai ușor. În acest caz:

$$v_{x_p} = v_{x_a} \quad \text{și} \quad x_p = x_a \quad (4.1.51)$$

Astfel, expresia  $A_1(t)$  va fi:

$$A_1'(t) = k_{p_0} \cdot J_F \cdot e^{k_{p_0}(x_{a_0} - L_F)} \quad (4.1.52)$$

Se integrează și se obține

$$B_1'(t) = \int_0^t k_{p_0} \cdot J_F \cdot e^{k_{p_0}(x_{a_0} - L_F)} dt = \int_0^t k_{p_0} \cdot J_F \cdot e^{k_{p_0}(v_{x_a} \cdot t - L_F)} dt =$$

$$-k_{p_0} \cdot J_F \cdot \frac{1}{k_{p_0} \cdot v_{x_0}} \left( e^{k_{p_0}(v_{x_a} \cdot t - L_F)} - e^{-L_F} \right) = J_F \frac{e^{-L_F}}{v_{x_a}} \left( e^{k_{p_0} \cdot v_{x_0} \cdot t} - 1 \right) \quad (4.1.53)$$

Parcursul elementului de volum încărcat cu particule rezultă din:

$$x_a = \int_0^t v_{x_0} \cdot dt = v_{x_0} \cdot t \quad (4.1.54)$$

care înlocuit în expresia (4.1.52) permite integrarea:

În continuare, la rezolvarea sistemului de ecuații diferențiale se va folosi această ipoteză. Astfel, expresia lui  $A_1(t)$  va lua forma:

$$A_1(t) = A_1'(t) + A_2(t) + A_3(t) \quad (4.1.55)$$

și integrarea ac stei funcții în raport de timp  $t$  conduce la

$$\begin{aligned}
B'(t) &= \int_0^t A(t) dt = \int_0^t A_1(t) dt + \int_0^t A_2(t) dt + \int_0^t A_3(t) dt = \\
&= J_F \frac{e^{-L_F}}{v_{x_0}} \left( e^{k_p \cdot v_{x_0} \cdot t} - 1 \right) + J_F \frac{e^{-L_F}}{v_{x_0}} \left( e^{k_a \cdot v_{x_0} \cdot t} - 1 \right) + (k_a + k_p) J_Y \cdot t = \\
&= J_F \frac{e^{-L_F}}{v_{x_0}} \left[ \left( e^{k_p \cdot v_{x_0} \cdot t} + e^{k_a \cdot v_{x_0} \cdot t} - 2 \right) \right] + (k_p + k_a) J_Y \cdot t
\end{aligned}$$

(4.1.56)

Inlocuind (3.1.37) în (3.1.31) se obține:

$$S_{a_0} \cdot C_a \frac{dT_a}{dt} = 4\pi r_p^2 \cdot n_0 \cdot \alpha \left( 1 + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} \right) T_a + \frac{4\pi r_p^2 \cdot n_p \cdot \alpha}{C_{p_0} \cdot C_p} \int_0^t A'(t) dt + 4\pi r_p^2 \cdot n_p \cdot \alpha \left( T_{p_0} + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} T_a \right)$$

(4.1.57)

Se face notația:

$$F_p = 4 \cdot \pi \cdot r_p^2 \cdot n_0$$

(4.1.58)

Cu aceasta rezultă:

$$\frac{dT_a}{dt} = \frac{F_p}{S_{a_0} \cdot C_a} \cdot \alpha \left( 1 + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} \right) T_a + \frac{F_p \cdot \alpha}{C_{p_0} \cdot C_p \cdot S_{a_0} \cdot C_a} \cdot B'(t) + \frac{F_p \cdot \alpha}{S_{a_0} \cdot C_a} \left( T_{p_0} + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} \cdot T_{a_0} \right)$$

(4.1.59)

In vederea simplificării expresiei (4.1.59) notăm cu

$$N = \frac{1}{S_{a_0} \cdot C_a} \cdot \left( 1 + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} \right)$$

(4.1.60)

și

$$M = \frac{1}{S_{a_0} \cdot C_a} \left( T_{p_0} + \frac{S_{a_0} \cdot C_a}{C_{p_0} \cdot C_p} \cdot T_{a_0} \right)$$

se obține

$$\frac{dT_a}{dt} - \alpha \cdot F_p \cdot N \cdot T_a = \frac{F_p \cdot \alpha}{C_{p_0} \cdot C_p \cdot S_{a_0} \cdot C_a} \cdot B'(t) + F_p \cdot \alpha \cdot M$$

(4.1.61)

Ecuația diferențială obținută este de ordinul întâi  
lineară, de forma:

$$y' + P(x)y = Q(x)$$

(4.1.62)

Soluția generală a acestei ecuații diferențiale este:

$$y = e^{\int P(x) dx} \left[ C + \int Q(x) \cdot e^{-\int P(x) dx} \cdot dx \right] \quad (4.1.63)$$

Scrind pentru ecuația (4.1.61) soluția generală, rezultă:

$$T_a = e^{-\int \alpha \cdot F_p \cdot N \cdot dt} \left[ C + \int \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \cdot B'(t) + F_p \cdot \alpha \cdot M \right] e^{\int \alpha \cdot F_p \cdot N \cdot dt} \cdot dt \quad (4.1.64)$$

După efectuarea operațiilor se obține:

$$\begin{aligned} T_a &= e^{-\alpha \cdot F_p \cdot N \cdot t} \left[ C + \int \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \cdot B'(t) \cdot e^{\alpha \cdot F_p \cdot N \cdot t} \cdot dt + \int F_p \cdot \alpha \cdot M \cdot e^{\alpha \cdot F_p \cdot N \cdot t} \cdot dt \right] = \\ &= e^{-\alpha \cdot F_p \cdot N \cdot t} \left\{ C + \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \left[ \frac{e^{(k_p \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N)t}}{k_p \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} + \frac{e^{(k_a \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N)t}}{k_a \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} - 2 \frac{e^{\alpha F_p N t}}{\alpha F_p N} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{J_F \cdot e^{-L_{F_0}}}{V_{x_0}} + \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \left[ (k_p + k_a) \right] r \frac{e^{\alpha F_p N t}}{\alpha F_p N} \left( t - \frac{1}{\alpha F_p N} \right) + \frac{F_p \cdot \alpha \cdot M \cdot e^{\alpha F_p N t}}{F_p \cdot \alpha \cdot N} \right\} \quad (4.1.65) \end{aligned}$$

Constanta C se obține dacă ecuația se transcrie pentru condițiile inițiale, cînd la

$$t=0 \quad T_a = T_{a_0} \quad (4.1.66)$$

Din această condiție rezultă:

$$\begin{aligned} C &= T_{a_0} - \left\{ \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \left[ \frac{1}{k_p \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} + \frac{1}{k_a \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} - \frac{2}{\alpha F_p N} \right] \frac{J_F \cdot e^{-L_{F_0}}}{V_{x_0}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \cdot (k_p + k_a) \cdot r \frac{1}{(\alpha F_p N)^2} + \frac{M}{N} \right\} \quad (4.1.67) \end{aligned}$$

Înlocuind constante în relația (4.1.65) se obține:

$$\begin{aligned} T_a &= e^{-\alpha F_p N t} \left\{ T_{a_0} + \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \left[ \frac{e^{(k_p \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N)t} - 1}{k_p \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} + \frac{e^{(k_a \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N)t} - 1}{k_a \cdot V_{x_0} + \alpha F_p N} - 2 \frac{e^{\alpha F_p N t} - 1}{\alpha F_p N} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{J_F \cdot e^{-L_{F_0}}}{V_{x_0}} + \frac{F_p \cdot \alpha}{C_p \cdot C_p \cdot S_a \cdot C_a} \cdot (k_p + k_a) \cdot r \frac{e^{\alpha F_p N t} - 1}{\alpha F_p N} \cdot t + \frac{M}{N} (e^{\alpha F_p N t} - 1) \right\} \quad (4.1.68) \end{aligned}$$

Temperatura particulei în suspensie se obține din relația

(4.1.31):

$$\begin{aligned}
 T_p &= -\frac{\rho_{a_0} \cdot C_{a_0}}{C_{p_0} \cdot C_p} T_{a_0} - \left[ \frac{1}{C_{p_0} \cdot C_p} \int_0^t \dot{A}(t) dt + T_{p_0} + \frac{\rho_{a_0} \cdot C_{a_0}}{C_{p_0} \cdot C_p} T_{a_0} \right] = \\
 &= -\frac{\rho_{a_0} \cdot C_{a_0}}{C_{p_0} \cdot C_p} e^{-\alpha F_p N t} \left\{ T_{a_0} + \frac{F_p \alpha}{C_{p_0} \cdot C_p \cdot \rho_{a_0} \cdot C_{a_0}} \left[ \frac{e^{(k_p \cdot v_{x_0} + \alpha F_p N)t} - 1}{k_p \cdot v_{x_0} + \alpha F_p N} + \frac{e^{(k_p \cdot v_{x_0} + \alpha F_p N)t}}{k_a \cdot v_{x_0} + \alpha F_p N} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - 2 \frac{e^{\alpha F_p N t} - 1}{\alpha F_p N} \right] \frac{J_F e^{-L F_0}}{v_{x_0}} + \frac{F_p \alpha}{C_{p_0} \cdot C_p \cdot \rho_{a_0} \cdot C_{a_0}} (k_p + k_a) J_r \frac{e^{-\alpha F_p N t}}{\alpha F_p N} + \frac{M}{N} (e^{\alpha F_p N t} - 1) - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{C_{p_0} \cdot C_p} \left[ J_F \frac{e^{-L F_0}}{v_{x_0}} (e^{k_p \cdot v_{x_0} t} + e^{k_a \cdot v_{x_0} t} - 2) \right] - \frac{1}{C_{p_0} \cdot C_p} (k_p + k_a) J_r \cdot t - \rho_{a_0} \cdot C_{a_0} \cdot N \right.
 \end{aligned}$$

(4.1.69)

Din analiza factorilor ce influențează schimbul caloric din jetul portant, rezultă că, încălzirea particulelor pînă (la descompunere) la aprindere este influențată important de suprafața specifică a particulelor și de coeficientul global convectiv.

Coeficientul global convectiv, este condiționat de grosimea stratului limită care se formează în jurul particulelor.

Schimbul de căldură prin radiație între particule solide-flacără și pereții turnului nu este influențat de grosimea stratului limită, în perioada de încălzire, deoarece în acest timp gazele conținute în stratul limită sînt diatermale față de radiațiile termice.

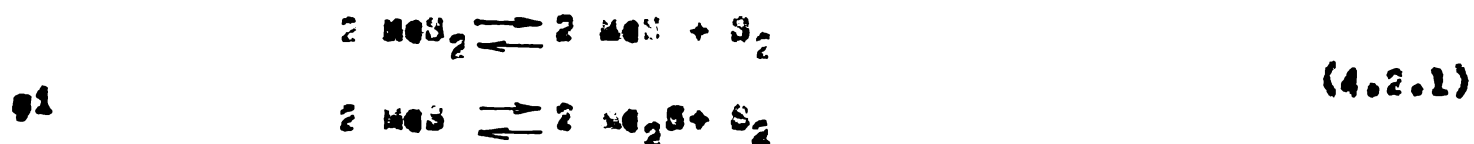
Din analiza făcută se desprinde concluzia că, viteza de încălzire a particulelor solide în suspensie crește prin asigurarea unor condiții hidrodinamice care să conducă la o viteză relativă între gaz-particulă, care în condițiile date este factorul principal de intensificare a proceselor de transport din care face parte și faza de încălzire.



#### 4.2.1. Aprinderea și arderea particulelor de concentrat

##### ARDEREA

Cunoscând procesele hidrodinamice și de schimb de căldură, din jetul încălzit cu concentrat cupros, este posibil să se calculeze elementele ce condiționează procesul de ardere. În cazul arderii, concentratului, în gazul purtător, se poate considera pe lângă forma sferică a particulelor că viteza specifică a procesului eterogen este determinat de viteza de descompunere a sulfurilor superiori în sulfuri inferiori după reacție:



Începutul procesului de descompunere a sulfurilor superiori se situează la nivelul flăcării, și se continuă până la terminarea degajării sulfurului. Durata de desfășurare a procesului de descompunere va duce la formarea unei zone în care are loc arderea sulfurului gaseos. Viteza de ardere a sulfurului, după literatură de specialitate [29] reprezintă o reacție de ordinal I, este mai mare decât viteza de descompunere termică a sulfurii, care prin evaluarea curbelor termogravimetrice poate fi exprimată cu relația:

$$\frac{d w_T}{a \cdot d T} = 0,52 \cdot e^{\frac{-4,65}{T}} (w_\infty - w_T)^{-0,862} \quad (4.2.2)$$

cu va influența desfășurarea procesului, aceasta fiind determinată de viteza de descompunere a sulfurilor.

Termoderivatogram, care a fost baza stabilirii ecuației cinetice (4.2.2) a fost ridicată cu o viteză de încălzire a-10  $\frac{\text{K}}{\text{min}}$  ceea ce înseamnă în între temperatura realizată și timp există relația

$$T = a \cdot t \quad (4.2.3)$$

Din aceasta urmasă

$$dt = a \cdot dt \quad \frac{d T}{dt} = a \quad (4.2.4)$$

Înlocuind (3.2.4) în (3.22) se obține relația:

$$\frac{D W_T}{dt} = 0,52 \frac{dT}{dt} \cdot e^{-\frac{4,65}{T_p}} (W_\infty - W_T)^{-0,862} \quad (4.2.5)$$

în care:

$W_\infty$  - este cantitatea de substanță care intră în reacție de-a lungul unei trepte de transformare;

$W_T$  - cantitatea de substanță care a intrat în reacție până la un anumit moment dat;

$t$  - durata desfășurării procesului.

Ecuația cinetică (4.2.2) aplicată într-un proces co-recare, unde nu se cunoaște viteza de închidere poate fi rezolvată numai în cazul când, se admite o temperatură medie de desfășurare a procesului.

Temperaturile limite între care se realizează acest proces, se cunosc din termodărivatoarele, putând fi citite cu suficientă exactitate (și este caracteristic procesului realizat) pentru diferite compoziții de concentrate. Cunoașterea temperaturilor limite permite determinarea unei medii prin utilizarea limitelor. Se va introduce în continuare temperatura medie a particulelor:

$$T_{p m} = \frac{T_\alpha + T_\alpha}{2} \quad (4.2.6)$$

Cu această precizie relația cinetică (4.2.2) se transformă în:

$$\frac{d W_T}{dt} = 0,52 \frac{dT}{dt} \cdot e^{-\frac{4,65}{T_{p m}}} (W_\infty - W_T)^{-0,862} \quad (4.2.7)$$

Din (4.2.5) se poate exprima  $\left(\frac{dT_p}{dt}\right)$

$$\frac{dT_p}{dt} = 0,52 \cdot e^{\frac{465}{T_{pm}}} (W_\infty - W_T)^{-0,862} \frac{dW_T}{dt} \quad (4.28)$$

$W_t$  - nu depinde de timp, gradul de transformare a substanței este determinat de temperatura sa.

Cu această derivată ecuația (4.2.8) se va putea scrie sub altă formă și se va putea integra:

$$dT_p = 0,52 \cdot e^{\frac{465}{T_{pm}}} (W_\infty - W_T)^{-0,862} \cdot dW_T \quad (4.29)$$

Integrarea se va realiza în limitele de temperatură determinat de începutul reacției și de o valoare curentă a temperaturii:

$$(4.210)$$

de unde

$$T_p - T_{p\alpha} = 0,52 \cdot e^{\frac{-465}{T_{pm}}} \left[ \frac{1}{1,862} (W_T - W_\infty)^{1,862} + W \right] \quad (4.2.11)$$

Din această relație se poate exprima gradul de transformare a sulfurilor, în funcție de temperatură:

$$W_T - W_\infty = \left\{ 1,862 \left[ (T_p - T_{p\alpha}) 0,52 \cdot e^{\frac{-465}{T_{pm}}} - W_\infty^{1,862} \right]^{\frac{1}{1,862}} \right\} \quad (4.2.12)$$

seu, gradul de transformare pînă la o temperatură dată va fi:

$$W_T = W_\infty + \left\{ 1,862 \left[ (T_p - T_{p\alpha}) 0,52 \cdot e^{\frac{-465}{T_{pm}}} - W_\infty^{1,862} \right]^{\frac{1}{1,862}} \right\} \quad (4.2.13)$$

Gradul de transformare a concentratului cupros este mărimea care va determina temperatura în jetul încălzit cu particule solide. Gradul de transformare a concentratului depinde însă de temperatura particulelor. Așa cum și în perioada de încălzire, și în

accesă periodică căldura necesară începerii și dezvoltării reacțiilor chimice pe suprafață și în interiorul particulelor de concentrat se primește de la gazul purtător, în care s-a difuzat (amestecat) sulful degajat la disocierea termică a concentratului sulfuros.

Stabilitatea procesului și dezvoltarea în continuare a reacțiilor chimice, sînt condiționate într-un mod important și tot timpul, cît are loc procesul, de viteză de transfer caloric, între gazul purtător și particula în suspensie.

Intr-un flux de combustibil (mediu oxidant), ce antrenază particule de concentrat sulfuros, procesul de reacție este însoțit de o reducere a concentrației gazelor oxidante și a conținutului de sulf a concentratului cupros.

Sulful gazos, rezultat din disocierea concentratului, arde cu oxigenul din curentul purtător și în mod aproape exclusiv cedează energia sa de reacție gazului purtător ridicînd temperatura acestuia proporțional cu viteza reacției chimice.

Din energia fizică a gazului purtător se transferă, paralel cu procesele de reacție, o parte particulelor solide de concentrat (în suspensie) prin convecție și radiație.

Efectul radiației asupra procesului de încălzire a particulei se va exprima printr-un coeficient de convecție echivalent a radiației ce se va nota cu  $\alpha_r$ . Coeficientul  $\alpha_r$  se determină din echivalarea căldurii transferate prin radiație cu căldura de convecție (pentru aceleași limite a temperaturii gazului și solidului):

$$\alpha_r = \frac{q_r}{(t_{g\alpha} - t_{p\alpha})} \quad (4.2.14)$$

unde:

$\alpha_r$  - este coeficientul de convecție echivalent;

$q_r$  - densitatea căldurii de radiație;

$t_{g\alpha}$  - temperatura gazului purtător;

$t_{p\alpha}$  - temperatura particulei.

Căldura rezultată din procesul chimic servește la ridicarea temperaturii gazului portant, și paralel (ca o consecință a diferenței de temperatură între gaz și particulă) și la creșterea temperaturii particulelor solide în suspensie. Acest bilanț se poate transpune în următoarea ecuație de schimb termic (raportat la o unitate din volumul de mestec din jet):

$$C_p \cdot C_p \cdot \frac{dT_{p\alpha}}{dt} + S_a \cdot C_a \frac{dT_{a\alpha}}{dt} = h_i \frac{dWT_0}{dt} \quad (4.2.15)$$

în care:

$T_{p\alpha}$  - temperatură particulii;

$T_{a\alpha}$  - temperatura curentă a gazului portant din jet;

$W_{T_0}$  - cantitatea de sulf ars din concentrația de concentrat;

$h_i$  - energia de reacție.

O a doua relație a bilanțului termic este ecuația convecției termice între particulele solide și gaz portant, prin care se realizează acumularea energiei termice în particule purtate:

$$S_0 \cdot C_0 \cdot \frac{dT_{a\alpha}}{dt} = 4\pi r^2 n_0 (\alpha_c + \alpha_r) (T_{a\alpha} - T_{p\alpha}) \quad (4.2.16)$$

unde:

$dT_{a\alpha}$  - variația temperaturii gazului portant;

$\alpha_c, \alpha_r$  - coeficient de convecție real și echivalent;

$r$  - raza particulei;

$n_0$  - numărul particulelor dintr-un volum unitar pentru condițiile inițiale de temperatură.

Ecuațiile diferențiale (4.2.8), (4.2.15) și (4.2.16) oferă instrumentul teoretic, pentru cunoașterea temperaturii jetului și a particulelor purtate la diferite nivele ale turnului de reacție.

Cele trei ecuații (4.2.8), (4.2.15) și (4.2.16) formează un sistem, prin rezolvarea cărui temperaturile  $T_g$  și  $T_p$  pot fi exprimate în funcție de timpul parcurs, de la intrarea particulelor de concentrat în turnul de reacție.

Deci sistemul de ecuații diferențiale este format

din ecuațiile:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dT_{p\alpha}}{dt} &= 0,52 \cdot \frac{465}{T_{pm}} (w_{\infty} - w_T)^{-0,862} \cdot \frac{dw_T}{dt} & (4.2.17) \\ C_{p_0} \cdot c_{p_0} \frac{dT_{p\alpha}}{dt} &= 4\pi r^2 \cdot n_0 (\alpha_c + \alpha_f) (T_{a\alpha} - T_{p\alpha}) & (4.2.18) \\ C_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_{p\alpha}}{dt} + \rho_{a_0} \cdot c_{a_0} \frac{dT_{a\alpha}}{dt} &= h_1 \frac{dw_T}{dt} & (4.2.19) \end{aligned} \right.$$

Soluția ecuației (4.2.17) se va înlocui în (4.2.18)

făcându-se următoarele notații:

$$F_p = 4\pi r^2 \cdot n_0$$

$$\text{și} \quad \alpha_z = (\alpha_c + \alpha_f) \quad (4.2.20)$$

astfel se obține relația:

$$C_{p_0} \cdot c_{p_0} \frac{dT_{p\alpha}}{dt} = F_p \cdot \alpha_z (T_{a\alpha} - T_{p\alpha}) \quad (4.2.18')$$

Din sistemul de ecuație diferențiale, ultima relație se poate scrie sub forma:

$$C_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_{p\alpha}}{dt} + \rho_{a_0} \cdot c_{a_0} \frac{dT_{a\alpha}}{dt} = h_1 \cdot \frac{dw_T}{dT_{p\alpha}} \cdot \frac{dT_{p\alpha}}{dt} \quad (4.2.21)$$

sau

$$(C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dw_T}{dT_{p\alpha}}) \frac{dT_{p\alpha}}{dt} + \rho_{a_0} \cdot c_{a_0} \frac{dT_{a\alpha}}{dt} = 0 \quad (4.2.22)$$

În capitolul 9 s-a determinat expresia vitezei de descompunere a concentratului, care este:

$$\frac{dw_T}{dT_{p\alpha}} = 0,52 \cdot \frac{465}{T_{pm}} (w_{\infty} - w_T)^{-0,862} \quad (4.2.23)$$

aceasta este independent de timp, se consideră că are proprietățile unei constante (în raport cu timpul) și permite integrarea ecuației (4.2.22), care se face în limitele  $T_{p\alpha_0}, T_{p\alpha}$  și  $T_{a\alpha_0}, T_{a\alpha}$  pentru

$t=t_{\alpha}$  și  $t=t_{\alpha}$ .

După integrarea (4.2.22) rezultă:

$$(C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_p}) (T_{p_{\alpha}} - T_{p_0}) + S_{a_0} \cdot C_{a_0} (T_{a_{\alpha}} - T_{a_0}) = 0 \quad (4.2.24)$$

Din relația (4.2.23) rezultă:

$$T_{p_{\alpha}} - T_{p_0} = \frac{S_{a_0} \cdot C_{a_0}}{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_p}} (T_{a_{\alpha}} - T_{a_0}) \quad (4.2.25)$$

sau pentru temperatura curentă a particulei se poate scrie relația:

$$T_p = \frac{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_p}}{S_{a_0} \cdot C_{a_0}} (T_p - T_{p_0}) + T_{a_0} \quad (4.2.26)$$

Înlocuind valoarea obținută pentru  $T_p$  în (4.2.18) rezultă

expresia:

$$C_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_{p_{\alpha}}}{dt} = F_{p_{\alpha}} \alpha_z \left[ \frac{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_p}}{S_{a_0} \cdot C_{a_0}} (T_{p_{\alpha}} - T_{p_0}) + T_{a_0} - T_p \right] \quad (4.2.27)$$

sau

$$C_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_{p_{\alpha}}}{dt} = F_{p_{\alpha}} \alpha_z \left[ \left( \frac{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_{p_{\alpha}}}}{S_{a_0} \cdot C_{a_0}} - 1 \right) T_{p_{\alpha}} + \left( T_{a_0} - \frac{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_{p_{\alpha}}}}{S_{a_0} \cdot C_{a_0}} T_{p_{\alpha}} \right) \right] \quad (4.2.19')$$

și dacă se face notația

$$N = \frac{C_{p_0} \cdot c_p - h_1 \frac{dW_T}{dT_{p_{\alpha}}}}{S_{a_0} \cdot C_{a_0}} \quad (4.2.20')$$

Cu notația (4.2.20) ecuația (4.2.19) se transformă în:

$$C_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_{p_{\alpha}}}{dt} = F_{p_{\alpha}} \alpha_z \left[ (N_{\alpha} - 1) T_p - N_{\alpha} T_{p_0} + T_{a_0} \right] \quad (4.2.21')$$

sau

$$\frac{dT_{p_{\alpha}}}{dt} - \frac{F_{p_{\alpha}} \alpha_z}{C_{p_0} \cdot c_p} (N_{\alpha} - 1) T_p = \frac{F_{p_{\alpha}} \alpha_z}{C_{p_0} \cdot c_p} (T_{a_0} - N_{\alpha} T_{p_0}) \quad (4.2.22')$$

Ecuația diferențială (p<sup>4.2.22'</sup>) este o ecuație diferențială de ordinul întâi, liniară, soluția căreia este:

$$T_p = e^{\int \frac{F_p \cdot \alpha \cdot z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) dt} \left[ C + \int \frac{F_p \cdot \alpha \cdot z}{C_{p_0} \cdot C_p} (T_{a_0} - N\alpha T_p) e^{-\int \frac{F_p \cdot \alpha \cdot z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) dt} dt \right] \quad (4.2.23')$$

$$= e^{\frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) t} \left[ C - \frac{F_p \cdot \alpha \cdot z}{C_{p_0} \cdot C_p} (T_{a_0} - N\alpha \cdot T_{p_0}) \frac{C_{p_0} \cdot C_p}{F_p \alpha z (N\alpha - 1)} e^{-\frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) t} \right] \quad (4.2.24)$$

Utilizând condiția inițială:

$$t = t_{\alpha} \quad T_p = T_{p_{\alpha}} \quad (4.2.25)$$

se obține expresia constantei de integrare  $C_p$  care este:

$$C = T_{p_0} e^{-\frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} t_{\alpha_0}} + \frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (T_{a_0} - N\alpha \cdot T_{p_0}) \frac{C_{p_0} \cdot C_p}{F_p \alpha z (N\alpha - 1)} \quad (4.2.26)$$

Înlocuind valoarea constantei  $C$  (4.2.26) în (4.2.24) se obține expresia pentru temperatura curentă  $T_p$  sub forma:

$$T_{p\alpha} = T_{p_0} \alpha \frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) (t_{\alpha} - t_{\alpha_0}) \frac{F_p \cdot \alpha \cdot z}{C_{p_0} \cdot C_p} (T_{a_0} - N\alpha T_{p_0}) \frac{C_{p_0} \cdot C_p}{F_p \alpha z (N\alpha - 1)} \cdot \left[ e^{-\frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N-1) t_{\alpha}} - e^{\frac{F_p \alpha z}{C_{p_0} \cdot C_p} (N\alpha - 1) t_{\alpha_0}} \right] \quad (4.2.27)$$

Relația dintre viteza gazului portant și spațiul parcurs de gazul portant (după ce acesta părăsește secțiunea de ieșire a arzătorului de concentrate) permite calcularea temperaturii particulelor purtate, în diferitele secțiuni ale turnului de reacție.

Expresia spațiului parcurs de gazul portant în funcție de timp, este:

$$d x_{\alpha} = v_{x_{\alpha}} dt \quad (4.2.28)$$

sau

$$x_{2_0} = \int_{t_{\alpha_0}}^{t_{\alpha}} v_{x_{\alpha}} dt = v_{x_{\alpha}} (t_{\alpha} - t_{\alpha_0}) \quad (4.2.29)$$



Temperatura gazului portant în zona II (de descompunere a concentratului cupros) se obține din relația (4.2.19) prin înlocuirea în această expresie a temperaturii  $T_{p\alpha}$ :

$$T_{g\alpha} - T_{g\infty} = \frac{h_1}{\rho_a \cdot C_{a0}} W_T - \frac{C_{p0} \cdot c_p}{\rho_a \cdot C_{a0}} (T_{p\alpha} - T_{p\infty}) \quad (4.2.30)$$

Cantitatea de concentrat descompus în funcție de temperatura particulei, este dată de relația (4.2.13):

$$W_1 = W_\infty + \left\{ 1,862 \left[ (T_{p\alpha} - T_{p\infty}) 0,52 e^{\frac{-465}{T_{p\alpha} m} - 1,862} \right]^{\frac{1}{1,862}} \right\} \quad (4.2.31)$$

Viteza de descompunere a concentratului cupros se determină din fig.2.3.2, obținută din termederivatogramă, ca o valoare medie pentru treapta de transformare luat în intervalul de temperatură corespunzător. Dacă suprafața planimetrată este  $\Delta S_T$  și intervalul de temperatură  $T_2 - T_1$  viteză medie de transformare este:

$$q_m = \left( \frac{\Delta W_T}{\Delta T_p} \right)_m = \frac{\Delta S_T}{T_2 - T_1} \quad (4.2.32)$$

care înlocuit în expresia  $N_\alpha$  (4.2.20) permite calcularea temperaturii particulelor din jetul portant pentru diferite cote ale turnului de reacție, de asemenea prin relația (4.2.22) permite și calculul temperaturii gazului portant format din  $SO_2$  azot și oxigen.

Schiabul convectiv de căldură este un element caracteristic tehnologiei de topire (în condițiile date) factorul principal privind viteza de desfășurare a procesului.

Cum se poate observa, atât în faza de încălzire cit și în faza de descompunere termică viteza de creștere a temperaturii este dependentă de doi parametri importanți: suprafața specifică a particulelor și coeficientul convectiv global. Influențele acestora intervin sub forma exponențială în relațiile de calcul a temperaturii particulelor cit și a gazului portant.

modificarea corespunzătoare a acestor parametri permite asigurarea unei conduceri corecte a procesului de producție și poate servi ca un element important în intensificarea procesului tehnologic de topire a contractelor cuproase.

Din considerente de ordin tehnologic, suprafața specifică  $F_p$  a particulelor solide nu se poate modifica întotdeauna, care este rezultat al procesului tehnologic anterior (gradul de măcinare înaintea procesului tehnologic de flotare) și o modificare a granulometriei concentratului ar necesita consumuri importante de energii suplimentare. Ca urmare coeficientul de convecție global, rămâne ca principalul factor prin care se va putea realiza modificarea intensității procesului, în jetul încărcat cu particule în suspensie.

Modificarea coeficientului termic convectiv, în procesele de schimb realizate în jetul încărcat cu particule solide, precum și direcția modificării acestuia, este dependentă de condițiile concrete în care are loc procesul data direcția în care se orientează desfășurarea procesului, diferența de temperatură dintre gazul portent cald și particulele solide, geometria particulelor în suspensie, densitatea fluidului portent constituind tot atâtea mărimi care influențează schimbul global de căldură în jetul cilindric realizat în turnul de reacție.

În zona a II-a a jetului, rolul principal privind intensitatea procesului de descompunere, revine vitezei de transfer caloric.

**4.3.1. Încălzirea particulelor solide în perioada începerii  
topirii și în timpul oxidării sulfurilor simple  
(zona III-IV)**

În a treia zonă de încălzire (973-1173)<sup>o</sup>K, și cea de a IV-a (1173-1673)<sup>o</sup>K -, după cum rezultă din literatura de specialitate 3 - pe suprafața granulelor apar topiri parțiale în special la colțuri care cu creșterea temperaturii se extinde și acoperă toată suprafața particulei. Prin apariția noii faze (lichide) porozitatea granulelor scade brusc reducând proprietățile difuzive ale substanței.

Viteza întregului proces de reducere a sulfurilor superioare cât și viteza de oxidare a sulfurilor inferioare sînt determinate de viteza de difuziune, pe de o parte a sulfurului gazos din particula încălzită în spre exterior, pe de altă parte de viteza de difuziune a oxigenului din mediul portant spre particula solidă în suspensie.

Se cunoaște faptul că în cazul difuziei în materialele compacte (dacă viteza reacției este cu mult mai mare ca și a difuziei), viteza globală a reacției este determinată de viteza difuziunii.

Dacă volumul molar al substanței care reacționează  $V_{m,t}$  nu este egală cu volumul molar  $V_{m,t}$  a produsului obținut, atunci în particulele de concentrat, care în starea lor inițială au raza  $r_0$ , după scurgerea unui anumit timp, substanța corespunzătoare sferei cu raza  $r_1$  încă nu a reacționat cu substanța care difuzează, și produsul rezultat acoperă substanța nereacționată, cu un strat ce are grosimea  $r_2 - r_1$ . În acest caz, în baza legii I-o a lui Fick, viteza modificării volumului molar se poate scrie cu relația:

$$v_{mol} = - 4 \pi r^2 \cdot n_0 \frac{\partial c}{\partial r} \quad (4.3.1)$$

din care rezultă:

$$v_{mol} \int_{r_1}^{r_2} dr = - D \cdot 4 \pi \cdot n_0 \int_{c_s}^{c_m} dc \quad (4.3.2)$$

in care:

$v_{mol}$  - viteza variației volumului molar;

$r$  - raza curentă a frontului reacției;

$D$  - coeficientul de difuzie pentru faza considerată;

$n_0$  - numărul inițial de particule din volumul unitar;

$C_{om}$  - concentrația medie a reactantului pe suprafața particulei în perioada desfășurării

treptei de transformare;

$C_s$  - concentrația reactantului pe suprafața de reacție.

Dacă viteza reacției chimice este mult mai mare ca și a difuziei, (se este asigurată de temperatura mijlocului la care se produce reacția) se poate considera că, pe suprafața de reacție  $C_s$  este zero. Cu această considerație relația (4.3.2) se poate scrie în felul următor:

$$v_{mol} \int_{r_1}^{r_2} r^{-2} dr = -D 4\pi \cdot n_0 \int_0^{C_{om}} dc \quad (4.3.3)$$

După efectuarea operațiilor indicate se obține:

$$-v_{mol} \left( \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right) = -D 4\pi \cdot C_{om} \text{ și } v_{mol} = D 4\pi \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} C_{om} \quad (4.3.4)$$

Dacă produsul rezultat este de ori mai mic ca și substanța inițială stocată, în cazul schițat în figura 4.3.1, cantitatea de substanță încă nereacționată este:

$$n_1 = \frac{n_0}{r} = \frac{4}{r} r_1^3 \cdot \frac{dr_1}{dt} \quad (4.3.5)$$

și viteza de variație a numărului de moli a substanței nereacționate este:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{4\pi r_1^2 S_r}{M_r} \cdot \frac{dr_1}{dt} \quad (4.3.6)$$

Rezultă din (4.3.6) viteza de variație a produsului rezultat:

$$v_{mol} = \int \frac{dn_1}{dt} \quad (4.3.7)$$

Dacă se înlocuiesc în (4.3.7) valorile deduse pentru  $v_{mol}$  (4.3.4) și  $\frac{dr_1}{dt}$  (4.3.6) se obține:

$$= D \cdot 4\pi \frac{r_1 \cdot r_2}{r_2 - r_1} C_{O_2} = \frac{4\pi r_1^2 S_r}{M_r} \cdot \frac{dr_1}{dt} \quad (4.3.8)$$

de unde

$$= \frac{M_r \cdot D \cdot C_{O_2}}{\int \cdot S_r} dt = \left( r_1 - \frac{r_1^2}{r_2} \right) dr_1 \quad (4.3.9)$$

Așa cum s-a arătat substanța consumată este de ori mai mică decât produsul rezultat, ceea ce se poate transcrie printr-o relație cantitativă:

$$n_r = \alpha \cdot n_t$$

adică

$$n_0 \cdot \frac{\left[ \frac{4\pi r_0^3}{3} - \frac{4\pi r_1^3}{3} \right] S_r}{M_r} = \int \frac{\left( \frac{4r_2^2\pi}{3} - \frac{4r_1^2\pi}{3} \right) n_0}{M_t} \quad (4.3.10)$$

Din această relație rezultă:

$$\frac{r_2^3 - r_1^3}{r_0^3 - r_1^3} = \frac{1}{\int} \frac{v_t}{v_r} = \frac{1}{\int} \cdot \frac{M_t}{S_t} = z \quad (4.3.11)$$

deci

$$r_2^3 = z r_0^3 + (1-z)r_1^3 \quad (4.3.12)$$

Prin înlocuirea valorii lui  $r_2$  în (3.3.9) se obține:

$$\frac{M \cdot D \cdot C_{O_2}}{\alpha S_r} \int_{t_{\beta}}^{t_{\beta}} dt = \int_{r_0}^{r_1} \left\{ r_1 - \frac{r_1^2}{[zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{1/3}} \right\} dr_1 \quad (4.3.13)$$

Membru 1 din partea dreaptă a ecuației (4.3.13) se integrează în două trepte:

$$\int_{r_0}^{r_1} \left\{ r_1 - \frac{r_1^2}{[zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{1/3}} \right\} dr_1 = y_1 - y_2 \quad (4.3.14)$$

din care:

$$y_1 = \int_{r_0}^{r_1} r_1 dr_1 = \frac{r_1^2 - r_0^2}{2} \quad (4.3.15)$$

și

$$y_2 = \int_{r_0}^{r_1} \frac{r_1^2 dr_1}{[zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{1/3}} \quad (4.3.16)$$

Relația (4.3.16) se rezolvă făcând următoarele substituții:

$$z \cdot r_0^3 = a \quad ; \quad 1-z = b$$

$$a + br_1^3 = u^3$$

$$3 br_1^2 \cdot dr_1 = 3u^2 du$$

$$r_1^2 dr_1 = \frac{u^2}{b} du \quad (4.3.17)$$

Înlocuind în (4.3.16) rezultă:

$$y_2 = \int_{r_0}^{r_1} \frac{r_1^2}{\sqrt[3]{a + br_1^3}} dr_1 = \int_{r_0}^{u(r_1)} \frac{1}{b} u du \quad (4.3.18)$$

adică

$$y_2 = \frac{1}{2b} \left[ \sqrt[3]{(a + br_1^3)^2} - \sqrt[3]{(a + br_0^3)^2} \right] \quad (4.3.19)$$

Prin convertirea constantelor cu substituțiile făcute, rezultă:

$$y_2 = \frac{1}{2(1-z)} \left\{ \sqrt[3]{[zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^2} - \sqrt[3]{z^2 r_0^6 + 2z(1-z)r_0^6 + (1-z)^2 r_0^6} \right\} - \frac{1}{2(1-z)} \left\{ \sqrt[3]{[zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^2} - r_0^2 \right\} \quad (4.3.20)$$

Cunoscând valorile  $y_1$  și  $y_2$  se calculează diferența lor

$y_1 - y_2$  în felul următor:

$$y_1 - y_2 = \frac{1}{2} r_1^2 + \frac{zr_1^3 - [zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{2/3}}{2(1-z)} \quad (4.3.21)$$

Înlocuind  $y_1 - y_2$  în (3.3.13) rezultă

$$\frac{-MDC_{om}}{\xi \cdot g_r} t = \frac{1}{2} r_1^2 + \frac{zr_0^3 - [zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{2/3}}{2(1-z)} \quad (4.3.22)$$

sau

$$zr_0^3 + 2(1-z) \frac{MDC_{om}}{\xi \cdot g_r} t = \left\{ [zr_0^3 + (1-z)r_1^3]^{2/3} - (1-z)r_1^2 \right\}$$

$$\pi r_0^2 + 2(1-s) \frac{M_{r.D.C.OM}}{\xi \cdot S_V} t = \left[ \pi r_0^3 + (1-s)r_1^3 \right]^{2/3} - (1-s) r_1^2 \quad (4.3.23)$$

Deci se introduce valoarea lui  $r_1$  calculată din gradul de transformare:

$$R = \left( \frac{M_{r.D.C.OM}}{M_0} \right) = 1 - \left( \frac{r_1}{r_0} \right)^3 \quad (4.3.24)$$

și

$$r = r_0 \sqrt[3]{1-R} \quad (4.3.25)$$

Înlocuind în (4.3.23) rezultă:

$$\left[ \pi r_0^2 + 2(1-s) \frac{M_{r.D.C.OM}}{\xi \cdot S_V} t \right] = \left[ \pi r_0^3 + (1-s)r_0^3(1-R)^{2/3} - (1-s)r_0^2 (1-R) \right]^{2/3} \quad (4.3.26)$$

$$\text{sau} \quad \left[ 1 - (1-s)R \right]^{2/3} - \left[ 1 - (1-s)(1-R) \right]^{2/3} = s + 2(1-s) \frac{M_{r.D.C.OM}}{\xi \cdot S_V \cdot r_0^2} \quad (4.3.27)$$

Relația (4.3.27) are o formă complicată și forma explicită a gradului de transformare este greu de realizat pentru care se va introduce o ipoteză simplificatoare prin a presupune că:

$$s = \frac{1}{\xi} \frac{V}{V_r} = 1 \quad (4.3.28)$$

care permite transcrierea relației (4.3.27) sub forma:

$$\frac{M.D.C.OM}{\xi \cdot S_V} \int_{t_{\beta_0}}^{t_{\beta}} dt = \int_{r_0}^{r_1} \left[ r_1 - \frac{r_1^2}{r_0} \right] dr_1 \quad (4.3.29)$$

și

$$\begin{aligned} & - \frac{M.D.C.OM}{\xi \cdot S_V} (t_{\beta} - t_{\beta_0}) = \frac{r_1^2 - r_0^2}{2} - \frac{r_1^3 - r_0^3}{3 r_0} = \frac{1}{2} r_1^2 - \frac{1}{6} r_0^2 - \\ & - \frac{1}{3} \frac{r_1^3}{r_0} + \frac{1}{6} \frac{r_0^3}{r_0} \end{aligned} \quad (4.3.30)$$

Deci în (4.3.30) se introduce expresia  $r_1$  din (3.3.25) rezultă:

$$- \frac{M.D.C.OM}{\xi \cdot S_V} (t_{\beta} - t_{\beta_0}) = \frac{1}{2} r_0^2 (1-R)^{2/3} - \frac{1}{6} r_0^2 - \frac{1}{3} r_0^2 (1-R) \quad (4.3.31)$$

din care urmează:

$$(1-R)^{2/3} + \frac{2}{3} R = - \frac{M.D.C.OM}{\xi \cdot S_V \cdot r_0^2} (t_{\beta} - t_{\beta_0}) + 1 \quad (4.3.32)$$

Procesul de reacție între sulfuri și oxidant și în această zonă a jetului încălzit cu particulele este însoțit de degajare de căldură, de schimb de masă și căldură între mediile reactante.

În această zonă există o degajare importantă de căldură, care este transferată prin produsele gazease, mediului portant și în parte realizează încălzirea particulei.

O parte din căldura necesară topirii și încălzirii particulelor solide se obține de la gazele portante care au acumulat o cantitate de căldură fizică prin procesele anterioare de ardere a sulfurilor superioare și o altă parte a căldurii se obține direct din reacțiile chimice ce au loc la interfața solid-gaz portant.

Ecuațiile de schimb caloric vor fi similare ca și în cazul anterior cu considerarea faptului că din energia termică rezultată o parte este utilizată la creșterea căldurii fizice a gazului și o parte la ridicarea temperaturii particulelor. Căldura necesară pentru încălzirea particulelor este cedată prin convecție și radiație de la gazele calde (portante) la particule solide în suspensie.

Cele două relații utilizate pentru determinarea căldurii schimbate în jet, într-un volum unitar vor fi:

$$c_{p_0} \cdot c_p \frac{dT_p}{dt} + S_a c_a \frac{dT_a}{dt} = h_1 \frac{dS}{dt} \quad (4.3.34)$$

și

$$S_a \cdot c_a \cdot \frac{dT_a}{dt} = F_p \cdot \alpha_z (T_a - T_p) \quad (4.3.35)$$

în care:

$\frac{dS}{dt}$  - este viteza de variație a reactantului;

$h_1$  - energia de reacție degajată de unitatea de masă transformată;

$\alpha_z$  - coeficientul global de convecție.



Pentru a putea exprima variația masei în funcție de timp se va utiliza relația (4.3.32) în care primul termen în membrul stâng  $(1-R)^{2/3}$  se va dezvolta în serie pentru a se putea explicita gradul de transformare R:

Se folosește pentru dezvoltare în serie formula binomialului

$$(1-R)^{2/3} = 1 - \frac{2}{3}R - \frac{1}{3}R^2 - \dots \quad (4.3.36)$$

Înlocuind în (3.3.32) se obține

$$1 - \frac{2}{3}R - \frac{1}{3}R^2 - \dots = 1 - 2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0}) + 1 \quad (4.3.37)$$

sau

$$\frac{1}{3}R^2 = 2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0}) \quad (4.3.38)$$

din care rezultă expresia gradului de transformare:

$$R = 3 \sqrt{2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0})}^{1/2} \quad (4.3.39)$$

Gradul de transformare este:

$$R = \frac{m - m_0}{m_0} \quad (4.3.40)$$

unde:

$m_0$  - masa inițială a substanței care intră în reacție;

$m$  - masa substanței care nu a reacționat la un moment dat;

Masa substanței nereacționată rezultă:

$$m = m_0 \left( 1 - 3 \sqrt{2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0})}^{1/2} \right) \quad (4.3.41)$$

Viteza de variație a masei reactantului este:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0})}^{-1/2} \quad (4.3.42)$$

Introducând expresia masei reactantului, în funcție de timp

(4.3.41) în (4.3.34) rezultă:

$$C_p \cdot c_p \frac{dT_p}{dt} + S_a \cdot C_a \cdot \frac{dT_a}{dt} = h_i \frac{d}{dt} \left\{ m \cdot \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot S_r \cdot v_0^2} (t_\beta - t_{\beta_0})}^{1/2} \right] \right\} \quad (4.3.43)$$

Prin integrarea ecuației (4.3.43) în limitele  $t_{\beta}$ .

și  $t_{\beta}$  respectiv  $T_{p\beta_0}$ ,  $T_{p\beta}$  și  $T_{a\beta_0}$ ,  $T_{a\beta}$  se obține:

$$C_p \cdot c_p (T_{p\beta} - T_{p\beta_0}) + S_a \cdot C_a (T_{a\beta} - T_{a\beta_0}) = h_i \cdot m \cdot \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{Mr \cdot D \cdot C_0 \cdot m}{\xi \cdot S_r \cdot r_0^2}} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} \right] \quad (4.3.44)$$

Din relația (4.3.44) rezultă expresia  $T_{p\beta}$  care se introduce în (4.3.35):

$$(-T_{p\alpha}) = \frac{S_a \cdot C_a}{C_p \cdot c_p} (T_{a\beta} - T_{a\beta_0}) - \frac{m \cdot h_i}{C_p \cdot c_p} \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{Mr \cdot D \cdot C_0 \cdot m}{\xi \cdot S_r \cdot r_0^2}} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} \right] - T_{p\beta_0} \quad (4.3.45)$$

După introducerea valorii temperaturii  $(-T_{p\beta})$  în (4.3.35) se obține:

$$S_a \cdot C_a \cdot \frac{dT_{a\beta}}{dt} = F_p \cdot \alpha_z \cdot T_{a\alpha} \left( 1 - \frac{S_a \cdot C_a}{C_p \cdot c_p} \right) - \frac{m \cdot h_i}{C_p \cdot c_p} \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{Mr \cdot D \cdot C_0 \cdot m}{\xi \cdot S_r \cdot r_0^2}} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} \right] - \left( \frac{S_a \cdot C_a}{C_p \cdot c_p} T_{a\beta} + T_{p\beta_0} \right) \quad (4.3.46)$$

Se vor face următoarele notații:

$$N_{\beta} = \left( 1 - \frac{S_a \cdot C_a}{C_p \cdot c_p} \right) \quad (4.3.47)$$

$$M_{\beta} = \frac{m \cdot h_i}{C_p \cdot c_p} \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{Mr \cdot D \cdot C_0 \cdot m}{\xi \cdot S_r \cdot r_0^2}} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} \right]$$

$$P_{\beta} = \left( \frac{S_a \cdot C_a}{C_p \cdot c_p} T_{a\beta_0} + T_{p\beta_0} \right)$$

Prin ordonarea relației (4.3.46) se ajunge la forma:

$$\frac{dT_{a\beta}}{dt} - \frac{F_p \cdot \alpha_z \cdot N_{\beta}}{S_a \cdot C_a} \cdot T_a = -M_{\beta} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} - P_{\beta} \quad (4.3.48)$$

Ecuația diferențială (4.3.48) este de ordinul 1, liniară și are ca soluție generală:

$$T_{a\beta} = e^{\int \frac{F_p \cdot \alpha_z \cdot N_{\beta}}{S_a \cdot C_a} dt} \left\{ C - \int \left[ M_{\beta} (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} + P_{\beta} \right] e^{-\int \frac{F_p \cdot \alpha_z \cdot N_{\beta}}{S_a \cdot C_a} dt} dt \right\} \quad (4.3.49)$$

După efectuarea operațiilor indicate în (4.3.49)

rezultă:

$$T_{a\beta} = e^{\frac{F_p \alpha z N_{\beta}}{S_a \cdot C_a}} \left\{ C - \int [M_{\beta}(t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} + P_{\beta}] e^{-\frac{F_p \alpha z N_{\beta} t}{S_a \cdot C_a}} dt \right\} \quad (4.3.50)$$

Făcînd notația

$$b = \frac{F_p \cdot \alpha z \cdot N_{\beta}}{S_a \cdot C_a} \quad (4.3.51)$$

și făcînd integrările indicate în (4.3.50) se obține pentru:

$$\int M_{\beta}(t_{\beta} - t_{\beta_0})^{1/2} \cdot e^{-bt} dt = \frac{2M_{\beta} \cdot b \cdot t}{3b+2t} e^{-bt} \quad (4.3.52)$$

și

$$\int P_{\beta} e^{-bt} dt = -\frac{P_{\beta}}{b} e^{-bt} \quad (4.3.53)$$

Cu valorile calculate pentru integrale și înlocuite în (4.3.50) se obține:

$$T_{a\beta} = e^{bt_{\beta}} \left[ C - \frac{2M_{\beta} b (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{3/2}}{3b+2(t_{\beta} - t_{\beta_0})} e^{-bt_{\beta}} + \frac{P_{\beta}}{b} e^{-bt_{\beta}} \right] \quad (4.3.54)$$

Pentru determinarea constantei de integrare C se va apela la condițiile inițiale

$$t_{\beta} = t_{\beta_0} \quad T_{a\beta} = T_{a\beta_0} \quad \text{și} \quad t_{\beta} = t_{\beta} \quad T_{a\beta} = T_{a\beta} \quad (4.3.55)$$

La timpul  $T_{\beta} = t_{\beta_0}$  avem

$$T_{a\beta_0} = e^{bt_{\beta_0}} \left[ C - \frac{2M_{\beta} b (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{3/2}}{3b+2(t_{\beta} - t_{\beta_0})} e^{-bt_{\beta_0}} + \frac{P_{\beta}}{b} e^{-bt_{\beta_0}} \right] \quad (4.3.56)$$

de unde

$$C = T_{a\beta_0} \cdot e^{-bt_{\beta_0}} + \frac{2M_{\beta} b (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{3/2}}{3b+2(t_{\beta} - t_{\beta_0})} e^{-bt_{\beta_0}} - \frac{P_{\beta}}{b} e^{-bt_{\beta_0}} \quad (4.3.57)$$

Înlocuind în (4.3.54) rezultă

$$T_{a\beta} = e^{bt_{\beta}} \left\{ T_{a\beta_0} \cdot e^{-bt_{\beta_0}} \left[ \frac{2M_{\beta} b (t_{\beta} - t_{\beta_0})^{2/3}}{3b+2(t_{\beta} - t_{\beta_0})} (e^{-bt_{\beta}} - e^{-bt_{\beta_0}}) - \frac{P_{\beta}}{b} (e^{-bt_{\beta}} - e^{bt_{\beta_0}}) \right] \right\} \quad (4.3.58)$$

Din relația (4.3.58) rezultă faptul că, temperatura mediului (gasului) portant crește exponențial cu timpul și panta creșterii

temperaturii fiind determinată de coeficientul global de schimb termic  $\alpha_z$  și de suprafața specifică  $F_p$  a particulelor din unitatea de volum a jetului.

De asemenea, valoarea temperaturii mediului portant este influențată direct prin valoarea coeficientului de schimb masic (coeficientul de difuziune) care intervine prin  $M_p$ .

Temperatura curentă a particulelor solide din jet se calculează din (4.3.45):

$$T_{p\beta} = T_{p\beta_0} + \frac{m_0 h_i}{C_p \cdot c_p} \left[ 1 - 3 \sqrt{2 \frac{M_r \cdot D \cdot C_{om}}{\xi \cdot g_v \cdot r_0^2}} (t_\beta - t_{\beta_0})^{1/2} - \frac{S_{a_0} \cdot C_{a_0}}{C_p \cdot c_p} (T_{2\beta} - T_{2\beta_0}) \right] \quad (4.3.5)$$

în care:

$m_0$  - este masa inițială a substanței care reacționează, din volumul unitar de jet:

$$m_0 = \frac{4\pi r_0^3}{3} \cdot n_0 \cdot g_v \quad (4.3.6)$$

Din analiza relației (4.3.59) rezultă că intensificarea procesului de încălzire și de topire se obține prin creșterea coeficientului global de schimb termic  $\alpha_z$ , a suprafeței specifice a particulelor din volumul unitar de jet, cât și prin creșterea coeficientului de difuziune  $D$ .

Prin dezvoltarea rapidă a procesului de încălzire și topire se crează premise aglomerării particulelor încă în turnul de reacție mai accentuată a particulelor topite (faza lichidă) din gazul portant.

#### 4.4.1. Mecanisme și coeficienții de transport în jetul încărcat cu particule de concentrat

Dezvoltarea și varietatea tehnologiilor și condițiilor de lucru, cerințele din ce în ce mai severe, economice și tehnice, privind condițiile de puritate și de preț de cost orientează cercetarea experimentală și teoretică spre intensificarea proceselor de transfer.

Jetul cilindric, încărcat cu particule solide în suspensie este caracterizat de transfer caloric, transfer de impuls și transfer de masă.

Fenomenele de transport în jetul cilindric - de moment (cantitate de așchiere), energie, masă - condiționează realizarea unor operații fizice cum sînt: curgerea fluidelor, operațiile termice, operațiile de difuziune. De asemenea, crearea condițiilor necesare de realizare a multor operații chimice este necesar să fie subliniat.

Definiția unei operații de transfer este caracterizată dinamic prin intensitatea sa, înțelesă sub forma debitului (cantitate în unitate de timp), a proprietății transportate.

Intensitatea unei proprietăți transportate se poate exprima cu o relație de forma:

$$W = k_0 A (C_1 - \bar{C}) \quad (4.4.1)$$

Coeficienții de transfer  $k_0$  din ecuația (4.4.1) se pot deduce prin integrarea ecuațiilor de distribuție a cîmpului proprietății transportate.

stăpînirea și conducerea sigură a proceselor complexe sînt caracteristici ale unei industrii moderne. În acest context, intensificarea operațiilor de transfer în jetul din turnul de reacție, necesită cunoașterea mecanismului de transport în scopul alegerii celor mai raționale procedee - din punct de vedere tehnologic și economic, - pentru proiectarea optimă a utilajelor și instalațiilor cu care se realizează aceste operații, cum și în scopul conducerii și exploatarei cu maximum de eficiență-.

În funcție de tipul purtătorilor de proprietate în jetul încărcat cu particule de concentrat cuprins se disting două mecanisme (moduri) de transport: mecanismul molecular (difuzional), prin contact între particule și fluidul portant, și mecanismul turbulent caracteristic pentru ansamblul jetului. În cazul transportului de energie se realizează și un mecanism radiant.

#### 4.4.2. Calculul coeficienților de transport, căldurii și masei între particulele de concentrat și gazul portant

În jetul încărcat cu nori de particule solide, se întîlnesc simultan: transportul și transferul de moment, de masă și căldură care sînt într-o dependență complexă. Mecanismele fundamentale ale transportului de moment, de masă și de energie sînt asemănătoare și, în unele situații fizice date, sînt chiar identice.

Proprietatea transportată, moment ( $M$ ), masă ( $m$ ) și căldură, reprezintă entitatea care face obiectul transportului. Proprietatea  $P$  poate fi acumulată în punctul inițial al transportului, alimentată în acest punct, din jet, printr-un proces de transport continuu.

Tendința oricărui transport este de a urma linia de cea mai mare pantă a forței motoare, normale la suprafețele de concentrație constantă a proprietății transportate.

Influența mediului portant, din jet, prin care are loc transportul proprietății  $\varphi$ , înspre sau dinspre particulele de concentrare cuprese în suspensie, asupra intensității transportului se exprimă prin noțiunea de difuzivitate sau conductivitate, cu notația generală  $D$ , prin relații de forma:

$$\varphi = -D \frac{dL_1}{dn} \quad (4.4.2)$$

La calculul coeficienților de transport se pornește de la modele fizice.

În cazul jetului dezvoltat în turnul de reacție, voi folosi modelul filmului elaborat de Witmann [32] care este cel mai adecvat pentru exprimarea cantitativă a transportului de masă și căldură.

Modelul fizic imaginat pentru transportul de proprietate, de gazul portant la particulele solide și invers va defini panta gradientului de concentrație, considerând jetul în ansamblul ei un mediu fluid turbulent.

În filmul laminar crescut în jurul particulei solide, considerată de formă sferică, cu raza  $R$ , transportul se realizează prin mecanisme moleculare, desoris de relația:

$$\varphi = -D \frac{dL_1}{dn} \quad (4.4.3)$$

seu integrat între rase  $r_1$  și  $r_0$  pentru suprafața specifică a particulelor dintr-un volum unitar de saretes.

$$\Phi = n_0 \cdot A \cdot \varphi = -4\pi r^2 n_0 \cdot D \frac{dL_i}{dr} \quad (4.4.3')$$

$$\Phi \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = -4\pi n_0 D \int_{L_1}^{L_2} dL_i \quad (4.4.4)$$

sau

$$\Phi \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = -4\pi n_0 D (L_2 - L_1) = 4\pi n_0 D (\bar{L} - L_s) \quad (4.4.5)$$

și

$$\Phi \left( \frac{r_2 - r_1}{r_1 \cdot r_2} \right) = 4\pi n_0 D (\bar{L} - L_s) \quad (4.4.6)$$

de unde rezultă:

$$\Phi = 4\pi n_0 D \cdot r_2 \frac{r_1}{r_2 - r_1} (\bar{L} - L_s) \quad (4.4.7)$$

$$\Phi = 4\pi n_0 D \cdot r_2 \frac{r_2 + \delta}{\delta} (\bar{L} - L_s) \quad (4.4.8)$$

respectiv

$$\Phi = 4\pi n_0 \cdot D \cdot r_2 (\bar{L} - L_s) \left( 1 + \frac{r_2}{\delta} \right) \quad (4.4.9)$$

În capitolul II a fost calculat  $\frac{r_2}{\delta}$  care are expresia dată prin relația (3.3.27), determinată pentru o anumită viteză relativă gaz-particulă:

$$\frac{r_2}{\delta} = \frac{1}{2,92971} R_0^{1/2} \quad (4.4.10)$$

Înlocuind expresia (4.4.10) în (4.4.9) se obține pentru fluxul de proprietate relația:

$$\phi = 4\pi \cdot n_0 \cdot D \cdot r_0 (1 - L_0) (1 + 0,333 R_0^{1/2}) \quad (4.4.11)$$

relația (4.4.11) se poate transcrie și sub altă formă:

$$\phi = 4\pi \cdot r_0^2 \cdot k_0 (1 - L_0) \quad (4.4.12)$$

în care:

$k_0$  reprezintă coeficientul de transport de la o fază la alta, sau coeficientul parțial de transfer.

Relațiile (4.4.11) și (4.4.12) sînt identice dacă:

$$r_0 \cdot k_0 = D \cdot (1 + 0,333 R_0^{1/2}) \quad (4.4.13)$$



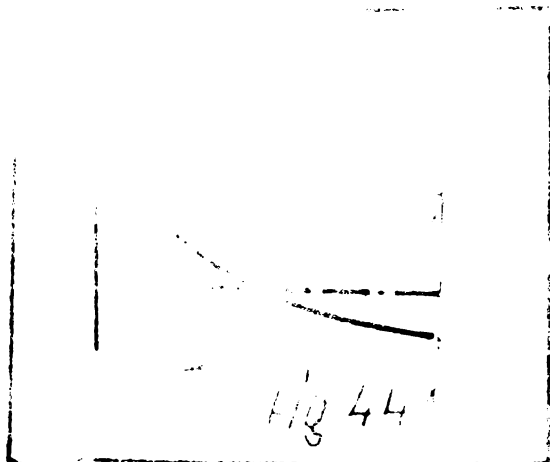
Din relația (4.4.13) se poate scrie expresia criteriului Nusselt pentru transport caloric și transport de masă în cazul mediului bifazic existent în jetul din tornal de reacție:

$$Nu_{\text{eff}} = \frac{2 \cdot F \cdot h}{\lambda_2} = 2(1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (4.4.14)$$

și

$$Nu_{\text{eff}} = \frac{2 \cdot F \cdot h \cdot k_2}{D} = 2(1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (4.4.15)$$

Modelele fizice ale filmului stagnant sau în curgere laminară, nu sînt pe deplin conforme cu informațiile referitoare la structura stratului limită în curgere turbulentă a fluidului, dar în cazul dat, din cauza dimensiunilor foarte mici ale particulelor (viteze de plutire mici) în comparație cu dimensiunile jetului portant, simplificarea făcută cu privire la structura stratului limită a particulelor fiind justificată. În curgerea turbulentă, în structura reală a stratului limită, numai o parte din gradientul de concentrație se realizează în substratul laminar, o parte realizându-se în stratul tampon. Aceste observații au dus la definirea corectă a



filmului ca o grosime fictivă de fluid în curgere laminară lângă suprafața solidă sau lângă interfață, care realizează o rezistență de transport egală cu rezistența întregului strat limită în curgere turbulentă.

Deci, se consideră că între particule solide de concentrat cu-  
proș și jetul portant, întreaga rezistență la transfer de proprie-  
tate este concentrată în acest film fictiv, care înconjoară parti-  
cula solidă, în care transportul are loc prin mecanica moleculară. În  
calculurile cantitative grosimea stratului nu poate fi măsurată,

dar pot fi determinate din proprietățile hidraulice ale fluidului ce înconjoară particula.

Relațiile care descriu transferul de proprietate, în regim staționar, deci în absența acumulărilor la interfață sînt:

$$\Phi_T = \alpha_1 (t_p - t_{p1}) = \alpha_2 (t_{p2} - t_2) \quad (4.4.16)$$

= pentru transferul de masă

$$\Phi_m = k_1 (C_a - C_{a1}) = k_2 (C_{a2} - C_{a2}) \quad (4.4.17)$$

$\alpha_1, \alpha_2$  - coeficienții parțiali de transfer în mediul 1 și 2;

$k_1, k_2$  - coeficienții parțiali de transfer de masă mediu 1,2;

Cu precizările făcute se pot scrie coeficienții parțiali de transfer termic și de masă în funcție de criteriul Re:

$$\alpha_1 = \frac{2 \lambda_f}{d_p} (1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (4.4.18)$$

și

$$k_1 = \frac{2 D_1}{d_p} (1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (4.4.19)$$

relații în care:

$$Re = \frac{w_p \cdot d_p}{\nu} \quad (4.4.20)$$

$w_p$  - viteza relativă gaz portant - particulă;

$d_p$  - diametrul particulei;

$\nu$  - coeficientul de viscozitate a gazului portant.

Din (4.4.18) și (4.4.19) rezultă concluzia importantă a menținerii unei viteze relative cât mai mari atunci cînd se impun o intensitate ridicată pentru transferul termic și de masă în interiorul jetului încălzit cu particule solide.

Concluziile obținute în capitolul II demonstrează că pentru condițiile hidrodinamice date și dimensiunile reduse ale particulelor solide viteza relativă ( $w_p$ ) dintre fluidul portant și particulă scade brusc, dezvoltînd o structură statică între media

portant și particule, caracterizată prin valorile scăzute ale coeficienților parțiali de transfer. Dezvoltarea proceselor chimice în timpul de reacție se va realiza mai încet, iar drumul parcurs de particule pînă la desăvirgirea proceselor se va lungi în mod substanțial.

În captorul de topire a concentratelor cuprese în suspensie se impune ca pentru realizarea unui randament de extracție ridicat, procesele chimice să se dezvolte cît mai repede, iar intensitatea proprietăților difuzive să fie cît mai ridicată.

## 5. STUDIUL SI PROPUNERI PRIVIND MODERNIZAREA PROCESULUI DE TOPIRE A CONCENTRATELOR CUPROASE SI A PIRITELOR ,IN SENSIBIL-

### 5.1.1. Propuneri, privind intensificarea procesului de topire a concentratelor cuproase, in suspensie.

Creșterea nevoilor de cupru pe plan național și pe plan mondial, în stadiul de dezvoltare actuală se asigură prin două căi: prin construirea de noi unități industriale pentru eliberarea acestui metal și prin perfecționarea procedurilor existente și introducerea din noi tehnologii de prelucrare a concentratelor cuproase.

La prăjirea și topirea minereurilor sau a concentratelor sulfuroase în suspensie sînt necesare cantități mari de aer. Oxigenul de aer participă direct la reacțiile de oxidare.

În timpul de reacție se desfășoară o serie de procese succesive pînă la topirea concentratului ca: adsorbția oxigenului de către concentrat, descompunerea termică și oxidarea sulfului, reacții eterogene de oxidare în sistemul solid-fluid. Aceste faze ale procesului de topire sînt caracterizate în totalitatea lor ca fenomene de transport.

Studiul operațiilor de transport de moment, de masă sau de căldură, pe baza analogiei mecanismelor de transport, a permis găsirea unor expresii cantitative asemănătoare pentru evaluarea procesului.

Intensitatea fluxului de proprietate pentru fluxurile de moment, masă și căldură poate fi exprimată cu o relație de formă:

$$\phi = k_1 (L_1 - \bar{L}) \quad (5.1.1)$$

unde:  $k_1$  - coeficientul parțial de transfer;

$L_1$  - concentrația proprietății transportate.

Din analiza acestei relații se desprinde faptul că, la instalațiile existente pentru intensificarea proceselor dispunem de două posibilități și anume: găsirea unor soluții tehnice pentru creșterea coeficientului de transfer  $k$  și utilizarea unor substanțe de reacție (reacțanți) cu intensitatea proprietății cât mai ridicată.

Intensificarea operațiilor de transport, la topirea în suspensie a concentratelor cuproase, prin utilizarea unor tehnici noi este subiectul acestei lucrări alături de multiple cercetări științifice, desfășurate în acest domeniu în toată lumea.

Din considerațiile prezentate în capitolul rezultă că intensificarea operațiilor de transfer, în jetul dezvoltat (în timpul de reacție), se poate realiza prin:

-crearea condițiilor hidrodinamice optime între faza condensată și faza continuă, prin influențarea coeficientului de transfer;

-mărirea ariei suprafeței specifice de contact ( $F_m$ ) dintre faza continuă și faza condensată;

-creșterea sau menținerea valorilor forței motrice ( $F_m$ ), respectiv a diferenței de presiune, temperatură și concentrație.

Îmbunătățirea condițiilor hidrodinamice, pentru operațiile de transfer, este principalul obiect al acestei lucrări.

Mărunțirea concentratului este limitată de tehnologiile (flotări) premergătoare procesului de prăjire și topire. Pentru o creștere a suprafeței specifice s-ar impune modificarea instalațiilor a reactivilor de flotare.

În privința creșterii valorilor forței motrice  $F_m$ , pe plan mondial se utilizează metode îmbogățirii aerului în oxigen.

În condițiile industriale s-au realizat progrese remarcabile la topirea în suspensie a concentratelor cuproase și a concentratelor cupromichelifere prin procedeele I.N.Co și Gutocumpu (25 ).

In cadrul procedurii I.M. Ce aplicat parțial in anul 1953 de către Compania nicheliferă Kopper-Kiiff-Canada, materialul fin măcinat care alcătuiește încălețura se încălețește in cuptor cu ajutorul unui jet de  $O_2$  tehnic.

In ceea ce privește procedura Outokumpu, care realizează prăjirea oxidantă și topirea in același agregat, aceasta injectează concentratul cupres in turnul de reacție cu ajutorul unui curent de aer preîncălzit la temperaturi ridicate in care se realizează in același timp și o ridicare a concentrației de oxigen in procent de (21-30)%  $O_2$ .

In cadrul perfecționării acestor tehnologii, in studiul actual se pune accentul pe îmbunătățirea încălețurii și in mod special pe îmbunătățirea gradului (randamentului) de utilizare a aerului îmbogățit in oxigen.

#### 5.2.1. Fundamentarea necesității influențării coeficientului de transfer de căldură, masic și de impuls

In capitolul (2) din prezenta lucrare s-a desprins concluzia că, in condițiile date in cazul gradului de măcinare ridicat (particule cu dimensiuni între 40-180  $\mu$ ) viteza particulelor solide in jet după un timp foarte scurt devin egale, cu viteza jetului portant. In astfel de condiții procesele de schimb termic, masic și de impuls între particula solidă și jetul portant se realizează ca un proces molecular valoarea coeficienților de schimb fiind determinat, de grosimea și structura stratului limită, cit și de gradientul de concentrație a forței motrice, pentru transport de proprietăți

In cazul cind mișcarea relativă tinde să dispară dintre gazul portant și particula solidă, coeficientul de schimb caloric și masic tinde către valoarea coeficienților de schimb molecular:

$$\alpha_i \sim \lambda g \quad \text{și} \quad k_1 \sim D \quad (5.2.1)$$

iar grosimea stratului limită fictiv în acest caz are valoarea mare, ce condiționează o valoare mai scăzută pentru gradientul forței motrice cu implicații la debitul de proprietate care în acest caz se va stabili la valori scăzute.

Din relațiile (4.4.18) și (4.4.19):

$$\alpha_1 = \frac{2 \lambda_f}{d_s} (1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (5.2.2)$$

$$k_1 = \frac{2 D_1}{d_s} (1 + 0,333 Re^{1/2}) \quad (5.2.3)$$

rezultă că debitul specific de proprietate este cu atât mai mare cu cât viteza relativă între particula solidă și faza continuă (gazul portant) este mai mare.

Realizarea unui defazaj continuu între deplasarea particulei și deplasarea gazului portant, propun de a realiza, prin suprapunerea unei unde de presiune de formă sinusoidală peste jetul încărcat cu norul de particule solide. Prin aceasta în turnul de reacție se va obține un sistem dispers oscilat.

Oscilațiile utilizate vor fi forțate și armonice, mișcarea sistemului fiind răspunsul la o excitație continuă a cărei mărime variază în timp. Sistemul reprezintă din punctul de vedere al mișcării executate, oscilatorii lineari. Oscilațiile pot avea forme diferite: sinusoidale, patratică dinți de ferestrău, iar după modul de aplicare, pot fi longitudinale, când direcția oscilației este în lungul turnului de reacție și transversale, când direcția este perpendiculară sau înclinată pe axa aparatului.

Aplicarea oscilațiilor unei faze fluide (sau unui sistem), în scopul intensificării operațiilor de transfer, se caracterizează în general prin crearea unor condiții hidrodinamice mai favorabile desfășurării procesului, prin realizarea unei turbulențe suplimentare, de oscilare. Totodată, în turnul de reacție apar și

alte efecte pozitive, cum sînt întîrzierea și uniformizarea duratei de staționare a unităților individuale de particule (granule) dispersate în jet.

Prezența oscilațiilor în jetul portant, determină apariția unor fenomene hidrodinamice intense, ducând la mărirea gradientului de viteză la interfață și la intensificarea turbulenței în toate fazele și în zonele de contact, fapt care poate explica intensificarea operațiilor de transfer. Aceste condiții hidrodinamice noi, prin realizarea turbulenței de oscilare, micșorează rezistența stratului limită la transferul de proprietate și mărește gradientul de concentrație  $\frac{dL}{dx}$ , a proprietății transferate la interfață, prin micșorarea gradientului de concentrație în interiorul fiecărei faze.

### 5.3.1. Relații hidrodinamice pentru particulele de concentrație cuprese din jetul portant oscilat.

Fenomenele hidrodinamice în cazul unei ansamblu de unități individuale de volum, ale unei faze dispersate, într-o fază continuă sînt dificil de abordat matematic, datorită fenomenelor de interacțiune ca: ciocniri mecanice, coalescențe.

Majoritatea cercetărilor studiază comportarea hidrodinamică în cazul particulelor și prezenței unei unități individuale de volum a fazei dispersate. Pe parcursul abordării acestor probleme pentru unitățile individuale de volum voi utiliza denumirea de particulă.

O particulă solidă, în jetul portant, sub acțiunea gravitației se deplasează, la echilibrul forțelor care determină mișcarea, cu o viteză constantă; liniile de curent din jurul ei și distribuția forțelor de rezistență pe suprafața particulei solide sînt, de asemenea, constante, deplasarea realizîndu-se în regim staționar. În cazul apariției unei pulsații a mediului continuu (portant) din jet, regimul staționar stabilit este perturbat deoarece



particule nu poate urma în mod perfect mișcarea pulsatorie a mediei, căpătând datorită inerției o mișcare proprie. În cazul suprapunerii peste mișcarea staționară, de regim, a jetului a unei oscilații, are loc o variație în timp a distribuției forțelor de rezistență, a vitezei relative a particulei și o variație periodică a liniilor de curent în jurul particulelor de concentrat purtat de mediul continuu în jet.

Modificarea regimului hidrodinamic al suprafeței de contact particulă mediu influențează și fenomenele de transfer, de masă și căldură, care depind de hidrodinamica suprafeței.

La studiul hidrodinamic a unei particule solide într-un jet portent oscilat sinusoidal vertical este necesar să se cunoască legile de mișcare ale particulei care permite o evaluare a coeficienților partitului de transfer masă, și de căldură între jetul oscilat și particulă.

Parametrii mișcării particulei solide, ca viteza, accelerația și deplasarea, într-un mediu continuu oscilat, se determină din ecuația de bilanț a forțelor care acționează asupra unei particule solide din jet.

Asupra particulei solide de concentrat din jet acționează următoarele forțe:

- rezultanta forțelor de greutate a particulei, considerată sferică:

$$F_1 = (m_2 - m_p)g = \frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_f - \rho_p)g \quad (5.3.1)$$

unde:

$m_2$  - masa gazului dislocat de particulă;

$m_p$  - masa particulei;

$g$  - accelerația gravitațională;



$d_p$  - diametrul particulei;  
 $\rho_f \rho_p$  - densitatea mediului și a particulei;  
 - forța de inerție a particulei

$$F_2 = m_p \frac{d w_p}{dt} = \frac{\pi d_p^3}{6} \cdot \rho_p \frac{d w_p}{dt} \quad (5.3.2)$$

unde:  
 $\frac{d w_p}{dt}$  - accelerația particulei față de mediul portant;  
 $w_p^* = v_p - v_m$  - viteză relativă a particulei față de mediu portant;  
 - forța de frinare picătură, mediu oscilat

$$F_3 = C_g \cdot d_p \cdot w_p^* \quad (5.3.3)$$

în care:  
 $C_g (Re)$  - coeficientul de rezistență la mișcare a mediului și rezistența la unde de presiune;

$d_p$  - diametrul particulei;  
 $w_m$  - viteză mediului;  
 $w_p^*$  - viteză particulei;

- forța introdusă de oscilația mediului

$$F_4 = m_f \cdot \frac{d w_m}{dt} = \frac{\pi d_p^3}{6} \cdot \rho_f \frac{d w_m}{dt} \quad (5.3.4)$$

cu notațiile:

$m_f$  - masa fluidului accelerat;  
 $\frac{d w_m}{dt}$  - accelerația mediului oscilat;  
 $d_p$  - diametrul particulei;  
 $\rho_f$  - densitatea fluidului.

- forța produsă de presiunea instantanee și de reacție a undei de presiune (cu o frecvență cunoscută)  $F_5$ .

Se cunoaște că, un fascicul de unde de presiune lovind suprafața particulei solide din jet, care formează suprafața de separație a două medii în contact, cu proprietăți elastice diferite, exercită asupra acestei suprafețe o particulă a forță. Această forță depinde de intensitatea undelor, de proprietățile elastice ale

celor două medii în contact, de orientarea suprafeței de separație în raport cu direcția de propagare a undelor, precum și de aria suprafeței pe care se exercită acțiunea fasciculului undei de presiune.

Presiunea instantanee, este o mărime variabilă în timp, care acționează asupra particulei solide în suspensie cu o forță apreciabilă, când dimensiunile particulei sînt mai reduse ca lungimea de undă.

Pentru a stabili expresia presiunii instantanee și de radiație a undei de presiune (pentru o oscilație cunoscută) voi utiliza teoria dată de Heuter și Bolt 32 . Consider că oscilația produsă în jetul portant, are caracterul unei unde plane care se propagă cu o viteză cunoscută în mediul portant. În câmpul acoperit, unde de presiune, particulele mediului vor intra în vibrație cu o viteză:

$$w_f = w_f \cos(\omega t - k_x) \quad (5.3.5)$$

Iar presiunea produsă de unda de presiune, în direcția sa de propagare va fi

$$p = \rho \cdot c \cdot w_f \quad (5.3.6)$$

$c$  - viteză de propagare a undei de presiune.

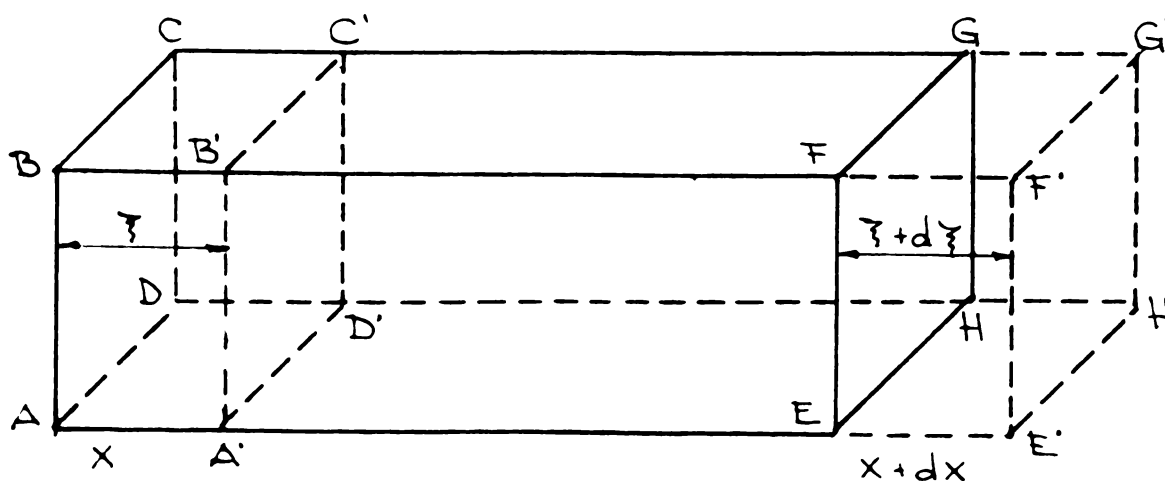


Fig (5.3.2.)

In calculul se consideră un element de volum  $V_0$  din mediul portant, in care se propaga unda de presiune, (cu densitatea

$\rho$  - densitatea mediului).

Dacă perturbația are loc de-a lungul axei x-ilor, forța care la un moment dat acționează pe fața ABCD a paralelipipedului considerat este  $F$ , iar forța care acționează pe fața EFGH a aceluiași paralelipiped este  $F+dF$  (fig.5.3.2). După un interval de timp  $dt$ , elementul de volum suferă în același timp o deplasare și o deformare. Toate particulele care se aflau inițial în planul ABCD se găsesc de această dată în planul A'B'C'D', deplasarea lor fiind egală cu  $\xi$ , iar punctele aflate inițial în planul EFGH se găsesc de această dată în planul E'F'G'H', fiind deplasate cu cantitatea  $\xi + d\xi$ . In felul acesta volumul s-a modificat cu cantitatea  $dV$ . Variația relativă a densității este:

$$\frac{d\rho}{\rho_0} = -\frac{dV}{V_0} \quad (5.3.7)$$

și intrucît in timpul transformării adiabatică avem

$$\frac{dP}{P_0} = \kappa \frac{dV}{V_0} \quad (5.3.8)$$

unde  $\kappa$  este raportul căldurilor specifice și  $P_0$  presiunea statică se obține pentru presiunea acustică instantanee expresia:

$$dP = p = \kappa P_0 \frac{d\rho}{\rho_0} \quad (5.3.9)$$

Pe de altă parte, intervine și o modificare a densității, care este:

$$\rho = \rho_0 + d\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{d\rho}{\rho_0}\right) \quad (5.3.10)$$

de unde

$$p = \rho c w_x = \rho_0 \left(1 + \frac{d\rho}{\rho_0}\right) c w_x \quad (5.3.11)$$

Inlocuind presiunea acustică instantanee cu valoarea sa in termenul de paranteză, se obține (pentru expresia  $p = (\rho_0 + d\rho) c w_x$  :

$$p = \rho_0 c w_f \left[ 1 + \frac{(\rho_0 + d\rho) c \cdot w_f}{\rho_0} \right] \quad (5.3.12)$$

Neglijind termenul de corecție  $d\rho$  și tinind seama de expresia particulei

$$w_f = w_f \cdot \cos(\omega t - kx) \quad (5.3.13)$$

relația (5.3.12) se transformă în

$$p = \rho_0 c w_f \cos(\omega t - kx) + \frac{\rho_0^2 c^2 w_f^2 \cos^2(\omega t - kx)}{\rho_0} \quad (5.3.14)$$

Cu valoarea calculată pentru presiunea acustică instantanee și de radiație (5.3.14) forța care acționează asupra particulei de concentrat din jet va fi:

$$F_5 = \Delta p S_p = \Delta \left[ \left( \rho_0 c w_f \cos(\omega t - kx) + \frac{\rho_0^2 c^2 w_f^2 \cos^2(\omega t - kx)}{\rho_0} \right) \right] \frac{\pi d_p^2}{4} \quad (5.3.15)$$

relație în care:

$p$  - presiunea instantanee și de radiație a undei;

$S = \frac{\pi d_p^2}{4}$  - suprafața proiecției secțiunii particulei pe un plan perpendicular pe direcția de curgere principală;

$d_p$  - diametrul particulei.

Dacă se admite că originea timpului coincide cu începutul frontului undei relația (5.3.15) se va putea scrie și sub forma frontului undei relativ:

$$F_5 = \Delta p S_p = \left[ \Delta \left( \rho_0 c w_f \cos \omega t + \frac{\rho_0^2 c^2 w_f^2 \cos^2 \omega t}{\rho_0} \right) \right] \frac{\pi d^2}{4}$$

Cu aceste precizări, ecuația de bilanț a forței va fi:

$$F_2 = F_1 + F_4 + F_5 - F_3 \quad (5.3.15)$$

sau

$$m_p \frac{d w^*}{dt} = (m_2 - m_p) g + m_2 \frac{d w_f}{dt} + \Delta p \cdot S_p - C_s \cdot d_p \cdot w_p^* \quad (5.3.16)$$

Această relație după ordonarea termenilor va lua forma

$$m_p \frac{d^2 w_p^*}{dt^2} - C_s \cdot d_p \cdot w_p^* = (m_f - m_p)g + m_f \frac{dw_f}{dt} + \Delta p \cdot S_p \quad (5.3.17)$$

Ecuația diferențială (5.3.13) se va împărți cu  $m_p$ ,  
obținind astfel:

$$\frac{d^2 w_p^*}{dt^2} - \frac{C_s \cdot d_p}{m_p} \cdot w_p^* = \left( \frac{m_f}{m_p} - 1 \right)g + \frac{m_f}{m_p} \cdot \frac{dw_f}{dt} + \frac{S_p}{m_p} \cdot p \quad (5.3.18)$$

Această ecuație diferențială este de forma:

$$\frac{d^2 w_p^*}{dt^2} + P(t) w_p^* = Q(t) \quad (5.3.19)$$

care este o ecuație diferențială liniară, de ordinul I, a cărei soluție generală este:

$$w_p^* = e^{-\int P(t) dt} \left[ C + \int Q(t) e^{\int P(t) dt} dt \right] \quad (5.3.20)$$

Introducând în (4.3.2.) expresiile  $P(t)$  și  $Q(t)$  rezultă

$$w_p^* = e^{\int \frac{C_s d_p}{m_p} dt} \left\{ C + \left[ \left( \frac{m_f}{m_p} - 1 \right)g + \frac{m_f}{m_p} W_f \omega \sin \omega t + \frac{S_p \Delta p}{m_p} \right] e^{-\int \frac{C_s d_p}{m_p} dt} dt \right\} \quad (5.3.21)$$

Prin efectuarea operației de integrare de la exponentul cu  $P(t)$  se obține:

$$w_p = e^{\frac{C_s d_p}{m_p} t} \left\{ C + \left[ \left( \frac{m_f}{m_p} - 1 \right)g + \frac{m_f}{m_p} W_f \omega \sin \omega t + \frac{S_p}{m_p} p \right] e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} dt \right\} \quad (5.3.22)$$

Se va face următoarele notații:

$$I_1 = \int \left( \frac{m_f}{m_p} - 1 \right) g e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} dt = -\frac{m_p}{C_s d_p} \left( \frac{m_f}{m_p} - 1 \right) g e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} \quad (5.3.23)$$

$$I_2 = \int \frac{m_f}{m_p} W_f \omega \sin \omega t e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} dt = \frac{m_f}{m_p} W_f \omega \frac{C_s d_p \sin \omega t - \omega \cos \omega t}{\left( \frac{C_s d_p}{m_p} \right)^2 + \omega^2} e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} \quad (5.3.24)$$

$$I_3 = \frac{S_p}{m_p} \left\{ \Delta \left[ S_0 c W_f \cos(\omega t - kx) + \frac{S_0^2 c^2 W_f^2 \cos^2(\omega t - kx)}{X P_0} \right] e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} dt \right\} = \quad (5.3.25)$$

$$= \frac{S_p}{m_p} \left\{ \Delta \left[ S_0 c W_f \frac{\left( -\frac{C_s d_p}{m_p} \right) \cos \omega t + \omega \sin \omega t}{\left( \frac{C_s d_p}{m_p} \right)^2 + \omega^2} e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} + \frac{S_0^2 c^2 W_f^2}{X P_0} \int \cos^2 \omega t \cdot e^{-\frac{C_s d_p}{m_p} t} dt \right] \right\}$$

Termenul al doilea din (5.3.25) se interpretează prin-  
tr-o formulă de recurență

$$j = \int e^{at} \cos^2 bt \cdot dt = \frac{2b^2}{a(a^2+4b^2)} e^{at} + \frac{a}{a^2+4b^2} \cos^2 bx e^{ax} + \frac{2b}{a^2+4b^2} e^{ax} \cos bt \sin bt \quad (5.3.26)$$

Înlocuind în (5.3.26) expresiile lui a, b se obține:

$$j = \frac{2\omega^2}{-\frac{Csdp}{m_p} \left( \frac{C^2 s^2 d^2 p}{m_p^2} + 4\omega^2 \right)} e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} + \frac{\left( -\frac{Csdp}{m_p} \right)}{\left[ \left( \frac{Csdp}{m_p} \right)^2 + 4\omega^2 \right]} \cos^2 \omega t \cdot e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} + \frac{2\omega}{\left[ \left( \frac{Csdp}{m_p} \right)^2 + 4\omega^2 \right]} e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} \cos \omega t \sin \omega t \quad (5.3.27)$$

Expresia lui  $j_4$ , după înlocuirea lui  $j$ , devine:

$$j_3 = \frac{S_p}{m_p} \left\{ \Delta \left[ \rho_0 C w_f \frac{\left( -\frac{Csdp}{m_p} \right) \cos \omega t + \omega \sin \omega t}{\left( \frac{Csdp}{m_p} \right)^2 + \omega^2} e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} + \frac{\rho_0^2 C^2 w_f^2}{x \rho_0} \cdot j \right] \right\} \quad (5.3.28)$$

Cum înșă:

$$c^2 = \frac{x \rho_0}{\rho_0} \quad (5.3.29)$$

și că, în cazul undelor de presiune plane intensitatea unei de pre-  
siune se exprimă în funcție de viteză particulei mediului continuu,  
prin expresia

$$i = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot c \cdot w_p^2 \quad (5.3.30)$$

care înlocuit în (4.3.28) duce la modificarea expresiei în felul  
următor:

$$j_3 = \frac{S_p}{m_p} \left\{ \Delta \left[ \frac{2i}{w_f} \cdot \frac{\omega \sin \omega t - \frac{Csdp}{m_p} \cos \omega t}{\left( \frac{Csdp}{m_p} \right)^2 + \omega^2} \cdot e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} + \frac{2i}{c} \cdot j \right] \right\} \quad (5.3.31)$$

sau

$$j_3 = \frac{i \cdot S_p}{m_p} \left\{ \Delta \left[ \frac{2}{w_f} \cdot \frac{\omega \sin \omega t - \frac{Csdp}{m_p} \cos \omega t}{\left( \frac{Csdp}{m_p} \right)^2 + \omega^2} \cdot e^{-\frac{Csdp}{m_p} t} + \frac{2}{c} \cdot j \right] \right\} \quad (5.3.32)$$

Constanta de integrare C se poate determina pentru condi-  
țiile inițiale date:

$$t=0; \quad w_p^* = 0; \quad w_f = w_{f_0}; \quad p = p_0$$

Viteza particulei  $w_p$  s-a determinat pentru condițiile  
inițiale fiind între viteză portantă a jetului și viteză mișcării

particulei, nu există vre-o diferență, adică viteza relativă gaz-particulă este zero  $v_r=0$ . Deci viteza  $w_p$  calculat se datorează numai oscilației mediului continuu și deci în condițiile determinării reprezintă și mișcarea relativă a particulei  $w_r^* = w_p$ .

În condițiile oscilate se poate astfel determina criteriul  $Re^*$  oscilat, care influențează valoarea coeficientului parțial de schimb termic și de masă:

$$Re^* = \frac{w_{rp}^* \cdot d_p}{\nu} \quad (5.3.33)$$

în care:

- $R_0^*$  - criteriul  $R_0$  pentru particulă în mediul oscilat;
- $w_{rp}^*$  - viteza relativă de oscilare mediu-particulă;
- $d_p$  - diametrul particulei;
- $\nu$  - coeficientul de vâcozitate cinematică.

În această situație rezultă că valoarea criteriului  $R_0^*$  particulă, mediu oscilat depinde proporțional cu intensitatea de radiație -  $i$  - a undei de presiune.

Coefficienții de schimb caloric și termic - se vor putea determina prin relații similare cu (4.4.21) și (4.4.22):

- coeficientul de transfer caloric, în mediu oscilat

$$\alpha_1^* = \frac{2\lambda_0}{d_0} (1 + 0,333 R_0^{*1/2}) \quad (5.3.34)$$

- coeficientul de transfer masic, în mediul oscilat

$$k_1^* = 2 \frac{D_0}{d_0} (1 + 0,333 R_0^{*1/2}) \quad (5.3.35)$$

Coefficienții de transfer caloric și masic sînt influențați pozitiv de creșterea intensității de radiație a undei de presiune.



## 6. FENOMENUL DE COALESCENȚĂ

### 6.1. Fenomenul de coalescență în jetul încălzit cu particule de concentrat cupros, în sistem de oscilație

Sistemul zgură-mată, rezultat în procesul de topire, a particulelor în suspensie, se caracterizează printr-o rezervă de energie liberă superficială [25] :

$$\Delta F = \sigma_{m-zg} \Delta S$$

în care :

$\Delta F$  - rezerva de energie liberă;

$\sigma_{m-zg}$  - tensiunea interfațială mată-zgură;

$\Delta S$  - factor de suprafață.

Conform principiului al doilea al termodinamicii, sistemul de particule topite în suspensie, tinde să treacă în forma cea mai stabilă încă în timpul cât acestea se găsesc în jetul portant, prin micșorarea rezervei de energie liberă  $\Delta F$ , care se realizează prin micșorarea factorului de suprafață  $\Delta S$ , adică prin micșorarea gradului de dispersie a sistemului, procesul terminându-se prin formarea unor particule cu dimensiuni mai mari, capabile să se decanteze din jetul portant în captorul cu cuvă care se găsește în partea inferioară a turnului de reacție.

În turnul de reacție al captorului de topire, fenomenul de coalescență se realizează prin contopirea particulelor de diferite dimensiuni formând particule mari. Contopirea particulelor în suspensie se realizează ca urmare a ciocnirilor reciproce care au loc în jetul portant, ca urmare a vitezelor relative a particulelor.

Se poate admite, cu suficientă exactitate, că creșterea volumului particulei, în unitate de timp este proporțională cu numărul ciocnirilor realizate în acest interval.

Numărul ciocnirilor particulelor din unitatea de volum al jetului sînt condiționate de vitezele relative, față de jetul portant, a particulelor și de drumul liber mijlociu.

Pentru determinarea drumului liber mijlociu și a ciocnirilor particulelor din jet voi utiliza teoria probabilității, justificat prin aceea că, numărul particulelor solide în suspensie, din unitatea de volum, este suficient de mare.

În vederea simplificării calculului se presupune că, amestecul de concentrat cupros este format din două dimensiuni granulometrice caracterizate de diametrele  $d_1$  și  $d_2$ .

Ciocnirea dintre două particule, în timpul deplasării lor, va avea loc în momentul în care distanța dintre centrele lor devine egală cu:

$$\varepsilon = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (6.1.2)$$

unde:

$\varepsilon$  - distanța dintre centre;

$d_1, d_2$  - diametrul particulelor.

Prin urmare se poate admite că particulele prismului component granulometric sînt sferice cu raza:

$$r_1 = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (6.1.3)$$

În timp ce particulele celui de al doilea component sînt punctiforme în acest caz ciocnirea va avea loc în momentul în care particula punctiformă atinge suprafața particulei sferice cu raza  $r_1$ .

Deci se admite că particulele sferice în concentrație  $N_1$  particule/cm<sup>3</sup>, se află în repaus și uniform repartizate în spațiu și că o singură particulă punctiformă se deplasează prin acest spațiu cu viteză medie,  $w_p$ , atunci probabilitatea că ea să parcurgă distanța  $x$ , fără a se ciocni cu o altă particulă fixă (față de volumul de referință), va depinde numai de această distanță,  $x$ :

$$n(x) = f(x) \quad (6.1.4)$$

În mod analog se poate scrie probabilitatea ca o particulă să parcurgă distanța  $x+dx$  fără a se ciocni, prin expresia:

$$W'(x) = f(x+dx) \quad (6.1.5)$$

care după dezvoltarea funcției  $(x+dx)$ , conform teoremei lui Taylor ne conduce la:

$$W'(x) = f(x) + f'(x)dx = W_x + \frac{dW_x}{dx} dx \quad (6.1.6)$$

Se observă însă că această probabilitate este totodată compusă din probabilitatea ca particula să parcurgă distanța  $x$  fără a se ciocni și probabilitatea ca particula nu se ciocnească nici atunci când parcurge în continuare încă distanța  $dx$ , adică se poate formula:

$$W'_x = f(x) \cdot f(dx) \quad (6.1.7)$$

Probabilitatea  $f(dx)$  poate fi determinată prin calcul.

În acest scop vom considera două planuri paralele la distanța  $dx$  între ele, dispuse perpendicular pe curgerea principală. Particulele fixe vom considera că se află într-un volum cilindric cu secțiunea de  $1 \text{ cm}^2$ . În consecință, cele două planuri paralele vor delimita un volum elementar egal cu  $dx \text{ cm}^3$ , în care se află  $N_1 \cdot dx$  particule fixe, care oferă particulei punctiforme mobile o suprafață totală de

$$S_f = N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \cdot dx \quad (6.1.7)$$

dacă se neglijează efectele posibile de ecranare.

Ca aceasta, probabilitatea parcurgerii distanței  $dx$  de către particula punctiformă, fără ca ea să se ciocnească cu una din particulele fixe, poate fi redată prin raportul dintre suprafața necupată și suprafața totală a secțiunii (egală cu  $1 \text{ cm}^2$ ). Suprafața necupată va fi egală cu

$$S_n = 1 - N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \cdot dx \quad (6.1.8)$$

Suprafața necupată va reprezenta totodată și probabilitatea ca particula să parcurgă distanța  $dx$  fără a se ciocni cu una din particulele fixe.

$$f(dx) = \left[ 1 - N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \cdot dx \right] \quad (6.1.9)$$

Inlocuind (6.1.9) in (6.1.7) rezultă:

$$W_x' = f(x) \left[ 1 - N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \cdot dx \right] = W_x + \frac{dW_x}{dx} dx \quad (6.1.10)$$

dacă se ține cont de (6.1.4) se obține:

$$W_x \left[ 1 - N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \cdot dx \right] = W_x + \frac{dW_x}{dx} dx \quad (6.1.11)$$

de unde se obține

$$\frac{dW_x}{W_x} = - N_1 \cdot \pi \cdot \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 dx = -\beta \cdot dx \quad (6.1.12)$$

Expresia (6.1.12) prin integrare conduce la:

$$W_x = C \cdot e^{-\beta x} \quad (6.1.12')$$

Din condițiile inițiale, adică pentru  $x=0$ , probabilitatea ca o particulă să nu se ciocnească cu altă particulă este  $W_x=1$ , cu care constanta  $C$

$$C = 1 \quad (6.1.13)$$

In consecință, probabilitatea ca particula mobilă să parcurgă o distanță oarecare  $x$ , fără a se ciocni devine egală cu:

$$W_x = e^{-\beta x} \quad (6.1.14)$$

Numărul de distanțe posibile pe care o particulă le poate parcurge între cîte două ciocniri consecutive este foarte mare astfel încît se poate pune problema aflării unei valori medii a acestor parcursuri. Să presupunem că numărul total de distanțe posibile este egal cu  $n$ .

Atunci numărul parcursurilor mai mici decît  $x$ , va fi dat de produsul dintre numărul total de distanțe posibile,  $n$  și probabilitatea ca particula să parcurgă distanța fără a se ciocni:

$$n_1 = n \cdot e^{-\beta x} \quad (6.1.15)$$

Correspondența numărului parcurșurilor mai mici decît  $x+dx$  va fi:

$$n_2 = n_1 e^{-\beta(x+dx)} \quad (6.1.16)$$

Dezvoltînd funcția exponențială  $\exp(-\beta dx)$  în serie și reținînd doar primii termeni,  $dx$  fiind o mărime infinitesimală

$$\exp(-\beta dx) = 1 - \beta \cdot dx \quad (6.1.17)$$

rezultă  $n_2$ :

$$n_2 = n_1 \cdot \exp(-\beta x) [1 - \beta dx] \quad (6.1.18)$$

Pentru a se afla atunci numărul particulelor care au parcursurile cuprinse între  $x$  și  $x+dx$ , se va scădea numărul de particule  $n_2$  care au parcurs distanța  $x+dx$  din numărul de particule  $n_1$  care au parcurs distanța  $x$ , și care este mai mare, deoarece particulele au parcurs o distanță mai mică.

După efectuarea calculului se obține:

$$n_{dx} = n_1 \beta \cdot e^{-\alpha x} \cdot dx \quad (6.1.19)$$

În timp ce distanța totală a tuturor parcurșurilor particulelor, datorită numărului lor mare se poate scrie sub formă:

$$n_1 \beta \int_0^{\infty} x e^{-\beta x} \cdot dx \quad (6.1.20)$$

Integrarea prin părți ne conduce la

$$n_1 \beta \int_0^{\infty} x e^{-\alpha x} dx = n_1 \beta \left\{ \left[ -\frac{1}{\beta} x e^{-\beta x} \right]_0^{\infty} + \left[ -\frac{1}{\beta^2} e^{-\beta x} \right]_0^{\infty} \right\} = \frac{n_1}{\beta} \quad (6.1.21)$$

care reprezintă distanța tuturor parcurșurilor.

Împărțind distanța totală a tuturor parcurșurilor particulelor solide prin numărul lor  $n$ , se va obține parcurșul liber mijlociu al unei particule:

$$\bar{l} = \frac{n_1}{\beta} \cdot \frac{1}{n_1} = \frac{1}{\beta} = \frac{1}{N_1 \pi \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2} \quad (6.1.22)$$

Presupunînd că particula de tipul (2) se mișcă cu viteză medie  $w_p$   $\left[ \frac{cm}{sec} \right]$  (față de jetul portant), atunci distanța parcursă în unitatea de timp  $v$  va fi egală cu  $w_p [cm]$ . În acest timp particula va

suferi următorul număr de ciocniri:

$$z_1 = \frac{\bar{w}}{\ell} \pi [ \text{ciocniri} ] \quad (6.1.23)$$

Relația (6.1.23) însă nu prezintă numărul corect de ciocniri pe care le suferă o particulă în suspensie, deoarece la deducerea ei nu s-a ținut seama de faptul că toate particulele se află în mișcare. Prin urmare, este mai corect să se fie folosit, viteză medie relativă,  $\bar{w}_{pr}$ , a particulei care se ciocnește, pentru ca expresia dedusă să rămână valabilă.

Viteză medie relativă între particule se poate scrie sub formă:

$$\bar{w}_{pr} = (\bar{w}_{p_1}^2 + \bar{w}_{p_2}^2 - 2 \bar{w}_{p_1} \cdot \bar{w}_{p_2} \cos \theta)^{1/2} \quad (6.1.24)$$

Cu această expresie numărul ciocnirilor suferite de particulele solide de tipul (2) cu toate particulele de tipul (1), devine egală cu

$$z_1 = N_1 \pi (\bar{w}_{p_1}^2 + \bar{w}_{p_2}^2 - 2 \bar{w}_{p_1} \cdot \bar{w}_{p_2} \cos \theta)^{1/2} \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \quad (6.1.25)$$

Dacă notăm concentrația particulelor de tipul (2) cu  $N_2$  [particule/cm<sup>3</sup>], atunci numărul de ciocniri în unitatea de timp dintre particulele de tipul (1) și particulele de tipul (2) va fi egal cu:

$$z_{12} = N_1 \cdot N_2 \pi (\bar{w}_{p_1}^2 + \bar{w}_{p_2}^2 - 2 \bar{w}_{p_1} \cdot \bar{w}_{p_2} \cos \theta)^{1/2} \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \quad (6.1.26)$$

În sistemul jetului necelilat probabilitatea maximă este că toate particulele se vor deplasa în aceeași direcție și ciocnirile vor avea loc prin telescoperă, adică particulele cu viteze relative mai mari vor ajunge pe cele cu viteze mai mici cu care se vor ciocni, adică se poate considera că valoarea unghiului de impact este zero.

Pentru această situație relația (6.1.26) va lua forma:

$$z_{12} = N_1 \cdot N_2 \pi (\bar{w}_{p_1}^2 + \bar{w}_{p_2}^2 - 2 \bar{w}_{p_1} \cdot \bar{w}_{p_2})^{1/2} \left( \frac{d_1 + d_2}{2} \right)^2 \quad (6.1.27)$$

În cazul jetului nevizibil asupra particulei (ca forțe principale) acționează forța de frecare (Stokes) și forța de greutate.

Datorită evazării jetului portant în direcția curgerii (de sus în jos) la baza jetului particulele solide sunt accelerate (viteza inițială a particulelor  $v_{p0} = 0$  față de peretele turnului de reacție) după un parcurs <sup>scurt</sup> iar în partea evazată a jetului fluidul devine o frână în mișcarea particulelor.

Accelerația particulelor solide va fi făcută până ce viteza particulei (față de fluidul portant) nu atinge viteza de plutire a particulei, care este (pentru cazul curgerii Stokes):

$$3\pi \cdot \eta \cdot d_p \cdot w_p = \frac{\pi \cdot d_p^3}{6} \cdot \rho_p \cdot g \quad (6.1.28)$$

De unde rezultă viteza de plutire:

$$w_p = \frac{d_p^2 \cdot \rho_p \cdot g}{18 \cdot \eta} \quad (6.1.28)$$

unde:

$w_p$  - viteza relativă a particulei de jet;

$d_p$  - diametrul particulei;

$\eta$  - viscozitatea dinamică a aerului.

Aplicarea acestor relații se va face pentru granulația concentratului cupros utilizat în mod curent.

Exemplificarea o voi prezenta pentru un sort, de concentrat format din două dimensiuni granulometrice cu diametrele  $d_1 = 40 \mu$  și  $d_2 = 60 \mu$ .

Astfel  $w_{p1}$  pentru sortul (1) se obține cu relația:

$$w_{p1} = \frac{d_{p1}^2 \cdot \rho_p \cdot g}{18 \cdot \eta} \quad \text{și pentru } 2) \quad w_{p2} = \frac{d_{p2}^2 \cdot \rho_p \cdot g}{18 \cdot \eta} \quad (6.1.29)$$

Nr. crt.	$w_{p1} \left[ \frac{m}{sec} \right]$	$d_{p1} [m]$	$\rho_p \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$	$\eta \left[ \frac{N \cdot sec}{m^2} \right] \text{ pt. } 1000^\circ C$	$g \left[ \frac{m}{sec^2} \right]$
1.	0,08008	$40 \cdot 10^{-6}$	4500	$49,05 \cdot 10^{-6}$	9,81
2.	0,1802	$160 \cdot 10^{-6}$	4500	$49,05 \cdot 10^{-6}$	9,81

În cazul sistemului vibrat stit presiunea de radiație a undei de presiune cît și forța de greutate a particulei este redus prin forța de rezistență a fluidului portant, se poate scrie că viteza maximă relativă a particulei  $w_p^*$  oscilat va fi:

$$3\pi \cdot \zeta \cdot d_p W_p^* = \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p g + \Delta p_m \cdot \frac{\pi d_p^2}{4} \quad (6.1.30)$$

unde:

$w_p^*$  - viteza relativă maxim posibilă a particulei față de jetul portant;

$\Delta p_m$  - diferența de presiune ce acționează pe cele două semi-sfere din care este formată particula.

Presiunea de radiație a undei se poate calcula din valoarea intensității de radiație cu relația:

$$p_m = \sqrt{2 \cdot I \cdot \rho_0 \cdot c} \quad (6.1.31)$$

unde:

$p_m$  - presiunea de radiație;

$I$  - intensitatea sursei de radiație;

$\rho_0$  - densitatea mediului portant;

$c$  - viteza de propagare a undei.

Cu aceste,  $w_p^*$  din (4.4.30) rezultă:

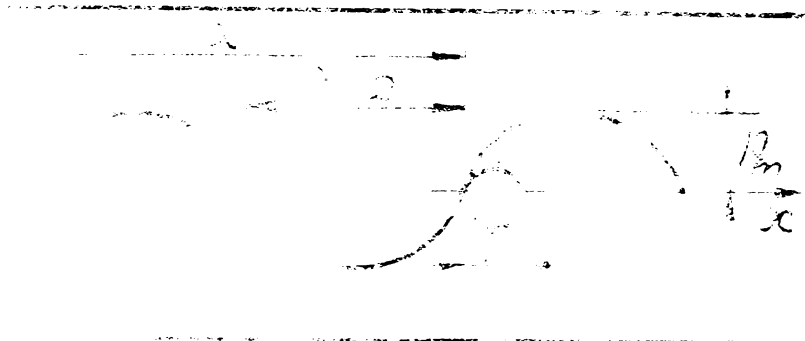
$$w_p^* = \frac{d_p^2 \cdot \rho_0 \cdot g}{18\zeta} + \Delta p_m \frac{d_p}{12 \cdot \zeta} = w_p + w_p' \quad (6.1.32)$$

Pentru exemplificare se vor calcula valorile vitezei de vibrație a particulei (față de jet) pentru cazul unei surse de radiație cu intensitatea de  $I=600$  [watt/m<sup>2</sup>], la frecvența de 5000 Hz.

Nr. crt.	$I$ [Watt/m <sup>2</sup> ]	$\rho_0$ [Kg/m <sup>3</sup> ]	$c$ [m/sec]	$10^6 d_p$ [m]	$10^3 \frac{d_p^3}{\zeta}$ [N·m/sec <sup>2</sup> ]	$W_p$ [m/sec]	$\Delta p$ [N/m <sup>2</sup> ]	$W_p'$ [m/sec]	$W_p^*$ [m/sec]
1.	600	1,2	340	40	49,05	0,08008	4,094	0,2782	0,3582
2.	600	1,2	340	80	49,05	0,1802	6,141	0,6259	0,8061



Diferența de presiune care acționează pe cele două jumătăți a particulei se poate aprecia din amplitudinea presiunii.



Din figura (6.6.1) se poate observa că în cazul particulelor mici se poate scrie diferența de presiune care acționează asupra particulei sub forma:

$$\Delta P_m = 2 P_m \frac{d_p/2}{\lambda/2} = 2 P_m \frac{d_p}{\lambda} \quad (6.1.33)$$

Din (6.1.31) rezultă, prin înlocuirea datelor:

$$P_m = \sqrt{2 \cdot I \cdot \rho_0 \cdot c} = \sqrt{2 \cdot 600 \cdot 0,297 \cdot 340} = 10^2 \sqrt{12,1176} = 3480 \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$$

$$I = 600 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]; \quad \rho_{01000} = 0,297 \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]; \quad c = 340 \left[ \frac{\text{m}}{\text{sec}} \right]$$

Din valoarea amplitudinii presiunii rezultă:

$$\Delta P_m = 2 \cdot P_m \frac{d_p}{\lambda}$$

$$\lambda = \frac{2 \cdot 3480}{3000} = 68 \text{ [mm]}$$

De unde pentru particule cu  $d_p = 40$

$$\Delta P_{m40} = 2 \cdot P_m \frac{d_p}{\lambda} = 2 \cdot 3480 \frac{40 \cdot 10^{-3}}{68} = 4,094 \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$$

$$\Delta P_{60} = 2 \cdot P_m \frac{d_p}{\lambda} = 2 \cdot 3480 \frac{60 \cdot 10^{-3}}{68} = 6,141 \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$$

Viteza maximă ce ar atinge particula datorită presiunii de radiație

$$v'_{P40} = \Delta P_m \frac{d_p}{\rho \cdot V} = 4,094 \cdot \frac{40 \cdot 10^{-6}}{12,49,05 \cdot 10^{-6}} = 0,782 \left[ \frac{\text{m}}{\text{sec}} \right]$$

$$w'_{p_{80}} = \Delta p_{22} \frac{d_p}{12 \eta} = 6,181 \frac{60 \cdot 10^{-6}}{17,49 \cdot 05 \cdot 10^{-6}} = 0,6259 \text{ [g/sec]}$$

Înlocuind în (6.1.27) valorile calculate ale vitezelor relative, pentru cele două fracții granulometrice, în cazul sistemului nevibrat se obțin pentru ciocnirile valorile:

$$\begin{aligned} Z_{12} &= N_1 \cdot N_2 (w_{p_1}^2 + w_{p_2}^2 - 2 w_{p_1} \cdot w_{p_2})^{1/2} \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 = \\ &= N_1 \cdot N_2 (0,1802^2 + 0,08008^2 - 2 \cdot 0,1802 \cdot 0,08008)^{1/2} \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 = \\ &= N_1 \cdot N_2 (0,0264 + 0,0064 - 0,0289)^{1/2} \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 = 0,1 \cdot N_1 \cdot N_2 \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 \end{aligned}$$

În cazul sistemului oscilat numărul ciocnirilor dintre particule va fi:

$$\begin{aligned} Z_{12}^* &= N_1 \cdot N_2 (0,8061^2 + 0,3582^2 - 2 \cdot 0,8061 \cdot 0,3582)^{1/2} \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 = \\ &= N_1 \cdot N_2 (0,64 + 0,12816 - 0,5728)^{1/2} \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 = \\ &= 0,446 N_1 \cdot N_2 \left( \frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{2} \right)^2 \end{aligned}$$

Din comparația ciocnirilor în sistemul fără oscilații cu ciocnirile din sistemul oscilat rezultă:

$$Z_{12}^* = 4,46 Z_{12}$$

deci numărul ciocnirilor în sistemul oscilat este de 4,46 ori mai mare în comparație cu ciocnirile din sistemul nevibrat.

Numărul ciocnirilor în fază oscilată va conduce la creșterea masei particulelor.

Creșterea ciocnirilor din sistemul (jetul) oscilat conduce la creșterea diametrelor particulelor, care favorizează decantarea topiturii în curentul de gaze tehnologice într-o proporție mai mare, în comparație cu jetul nevibrat.

Se poate scrie volumul ( $v_p^*$ ) particulelor din sistemul oscilat în funcție de volumul ( $v_p^*$ ) particulelor din jetul nevibrat:

$$v_p^* = \frac{z_{12}^*}{z_{12}} \cdot v_p \quad (6.1.33)$$

Diametrul particulelor din jetul oscilat astfel va fi:

$$d_p^* = d_p \sqrt[3]{\frac{z_{12}^*}{z_{12}}} \quad (6.2.33)$$

$d_p$  - diametrul particulei din sistemul vibrat;

Cantitatea de praș antrenat cu gazele tehnologice este mai mare în cazul particulelor diametre mici.

Raportul diametrelor particulelor din jetul nevibrat și jetul oscilat este proporțional cu reducerea prașului antrenat de gazele tehnologice. Cantitatea de praș antrenat, în sistemul vibrat, se va reduce în proporția creșterii diametrelor respectiv cu:

$$\frac{m_p^*}{m_p} = \frac{d_p}{d_p^*} = \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{z_{12}^*}{z_{12}}}} \quad (6.1.34)$$

În cazul celor două fracții granulometrice de 4 și 60  $\mu$  reducerea prașului este

$$\frac{m_p^*}{m_p} = \frac{1}{\sqrt[3]{4,46}} = \frac{1}{1,646} = 0,6$$

În concluzie, prașul antrenat în gazele tehnologice la sistemul oscilat scade cu 40% față de cantitatea de praș antrenat în gaze tehnologice de la sistemul neoscilat.

## 7. STANDUL EXPERIMENTAL, METODA DE LUCRU, APARATURA

### 7.1.1. Modificările propuse față de tehnologia convențională

Necesitatea realizării unei tehnologii judicioase, corespunzător cu progresul realizat în domeniul intensificării proceselor de transfer caloric și masic, impune introducerea unor modificări principale și constructive, la acele elemente ale agregatului de topire în suspensie care condiționează desfășurarea proceselor metalurgice ce au loc în primul rând în turnul de reacție.

Din concluziile ce rezultă de la capitolele anterioare, schimbul convectiv de căldură și masă este caracteristic jetului portant, încărcat cu particule solide. Parametrii caracteristici fenomenelor de transport a căldurii și masei sunt coeficienții de difuziune termic și de masă și concentrațiile proprietăților respective (de căldură și de masă) care condiționează viteza proceselor fizico-chimice din turnul de reacție.

Studiul proceselor ce au loc în cuptorul de topire în suspensie, confirmă necesitatea intensificării acestora.

Verificări întreprinse în timpul întocmirii acestei lucrări, au confirmat că prin suprapunere peste jet, a unor oscilații elastice, de (6-12)kHz, permit intensificarea proceselor de oxidare din turnul de reacție.

Mărima variației coeficientului termic și de masă convectiv, precum și direcția modificării acestuia, este dependentă de condițiile concrete în care are loc procesul dat, cum este intensitatea și frecvența undei de presiune aplicat, diferența de temperatură dintre aerul (gazul) portant și particulele în suspensie, geometria particulelor solide în suspensie, densitatea fluidului portant, concentrația locală a oxidantului constituind tot atâtea mărimi care influențează schimbul global de căldură și de masă între cele două faze. Am stabilit experimental că influența vibrațiilor asupra schimbului de căldură și de masă, între cele două faze (continuu și particule solide) devine marcantă, pentru intensități de radiație a undei de presiune ce depășesc o anumită mărime critică.

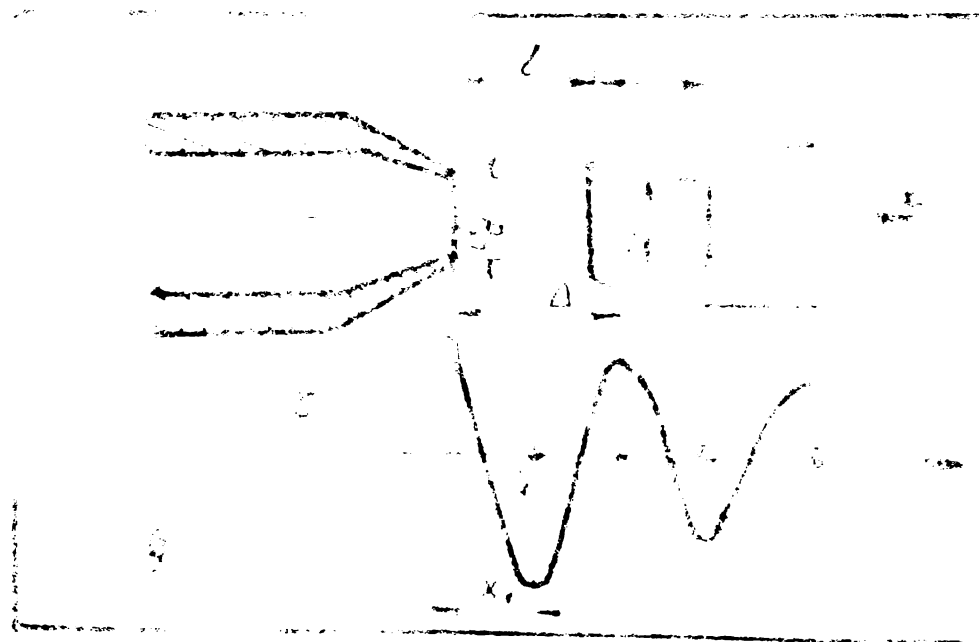
Avându-se în vedere faptul că instalația industrială de topire în suspensie face parte din categoria agregatelor de o

complexitate deosebită, aceasta nu permite modificări constructive de natură dimensională sau privind forma geometrică care s-a obligat ca direcția de cercetare, pentru realizarea unei tehnologii judicioase să se îndrepte spre crearea condițiilor hidrodinamice optime.

În scopul îmbunătățirii condițiilor hidrodinamice se propune realizarea unui "arzător de concentrat" de o construcție modificată față de cel utilizat, prin includerea în ansamblul acestuia a unor generatoare de unde de presiune cu o frecvență de (6-12) kHz.

Generatorul undei de presiune (acustice) tip Hartmann 33 transformă energia cinetică a unui fluid în mișcare în energie acustică. Ca fluid, pentru generarea undelor de presiune, adesea este utilizat aerul comprimat.

Astfel, la generatorul Hartmann, jetul de aer comprimat iese dintr-un ajutor convergent (cilindric) așezat în fața unei camere de rezonanță, fig. 7.8.1.



Ajutajul convergent face ca presiunea aerului să decrească în lungul ajutorului, iar viteza să crească, atingând chiar valori supersonice.

Variația presiunii în spațiul dintre secțiunea de ieșire a ajutorului și cavitatea de rezonanță, este arătată în fig. 7.1.1. Presiunea atinge un minim într-o secțiune  $a_1$ , alături la distanța  $x_1$  de secțiunea de ieșire.

În punctele următoare presiunea devine din nou maximă și ciclul se repetă, distribuția presiunii în lungul jetului fiind periodică. Zonele  $a_1, b_1$  ( $i=1...n$ ) în care presiunea crește sunt denumite zone de instabilitate. Dacă în apropierea unei astfel de zone se găsește o cavitate de rezonanță, în surse se produc vibrații cu o frecvență fundamentală:

$$f_0 = \frac{c}{4(h+0,3 \text{ cr})} [\text{Hz}] \quad (7.1.1)$$

unde:

$d_r$  - diametrul camerei de rezonanță;  $[\text{mm}] \cdot 10^{-3}$

$h$  - adâncimea camerei de rezonanță;  $[\text{mm}] \cdot 10^{-3}$

$c$  - viteza sunetului în mediul considerat.

Relațiile de calcul stabilite pentru generatorii tip Hartmann sînt deduse pe cale empirică și diferă neesențial de la autor la autor [33], cele mai uzuale expresii sînt următoarele:

$$f_{\max} = \frac{3400}{\lambda_{\min}} = \frac{5860}{d_a} [\text{Hz}] \quad (7.1.2)$$

$$R = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max}} \cdot 100 = 9,025 (p_0 - 0,912) [\%] \quad (7.1.3)$$

$$\frac{a_1}{d_0} = 1 + 0,0416 (p_0 - 0,912)^2 \quad (7.1.4)$$

$$\frac{b_1 - a_1}{d_0} = 0,433 \sqrt{p_0 - 1,824} \quad (7.1.5)$$

$$\frac{w}{d_0^2} = 297,08 \sqrt{p_0 - 0,912} \left[ \frac{\text{N}}{\text{cm}^2} \right] \quad (7.1.6)$$

$$\frac{w_n}{d_0^2} = 5384,5 (p_0 + 1,013) \left[ (p_0 + 1,013)^{0,291} - 1 \right] \left[ \frac{\text{N}}{\text{cm}^2} \right] \quad (7.1.7)$$

$$\xi_2 = \frac{w_0}{w_n} [\%] \quad (7.1.8)$$

$$\frac{D}{d_0^2} = 0,869 (p_0 + 1,013) \left[ \frac{\text{N}^3}{\text{min} \cdot \text{cm}^2} \right] \quad (7.1.9)$$

unde:

- $f_{max}$  - frecvența maximă corespunzătoare primei zone de instabilitate;
- $\lambda_{min}$  - lungimea de undă minimă cm ;
- R - domeniul de reglare al frecvenței;
- $a_1$  - distanța la care începe prima zonă de instabilitate;
- $W_a$  - puterea acustică emisă;
- $W_m$  - puterea mecanică necesară creării jetului respectiv;
- $\eta_a$  - randamentul acustic al generatorului;
- $D_v$  - debitul volumic specific de gaz.

În toate expresiile  $d_0$  se introduce în cm, iar  $p_0$  în bari și reprezintă supra presiunea de alimentare.

În experiențele efectuate s-a utilizat un model geometric pentru turnul de rocșie de 15 ori micșorat. La determinările experimentale privind valoarea coeficienților de schimb termic și masic s-a folosit un generator Hartmann multiplu, cu următoarele caracteristici:

Tipul generator	$d_0$ [mm]	$k_d$	$P_0$ [bar]	$P$ [kg]	$W_m$ [g]	$h$ [mm]	$d_r$ [mm]
Generator Hartmann cu 3 diuze	3	1,3	5	13,77 11,80 11,40	54,019 3 162,027	5 6 8	3,9

### 7.2.1. Metoda cercetării experimentale

Cercetarea experimentală, pentru justificarea necesității de modificare a tehnologiei actuale de topire în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor (la început), s-a realizat pe un model micșorat al turnului de rocșie.

În acest model geometric s-a folosit o coloană cilindrică, cu diametrul interior de 30 mm (fig.7.2.1). La partea superioară a coloanei s-a montat generatorul Hartmann multiplu cu 3 rezonatoare

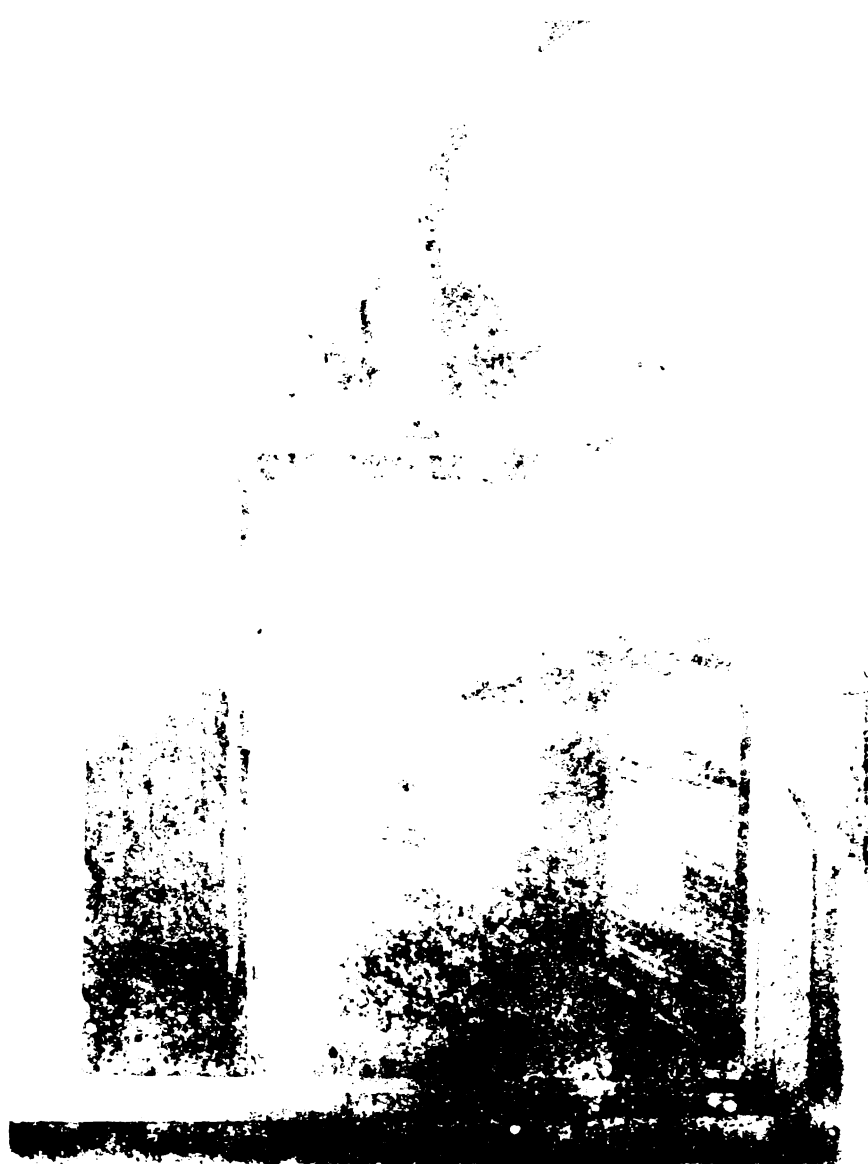


Fig. 7.2.1.

pe 3 buc. suporturi ceramice.

Diametrul rezistenței electrice a fost de 0,3 mm (aproape de dimensiunea particulelor de concentrat 0,04 ~ 0,5 mm). Puterea maximă absorbită de pe rețea a fost de 1,2 kW.

În vederea determinării mărimilor caracteristice ale oscilațiilor aplicate, instalația experimentală a fost cuplată la o serie de aparate de măsură și control (fig. 7.2.2). Astfel s-au utilizat:

- detector de unde de presiune ( 1 ) , realizat printr-un microfon cu sensibilitatea ridicată;
- generor de semnale ( 2 ) utilizat în vederea determinării domeniului de frecvență a oscilațiilor;

cu diametrul ajutorului de 3 mm.

Presiunea aerului a fost reglată cu un regulator de presiune la valoarea nominală de 5 bar.

Modelul experimentațional s-a folosit pentru determinarea coeficienților parțiali de transfer de căldură și masă.

În vederea măsurării fenomenului fizic privind schimbul de căldură dintre particulele solide și jetul portant, în modelul geometric s-au montat rezistențe electrice sub formă de cercuri concentrice



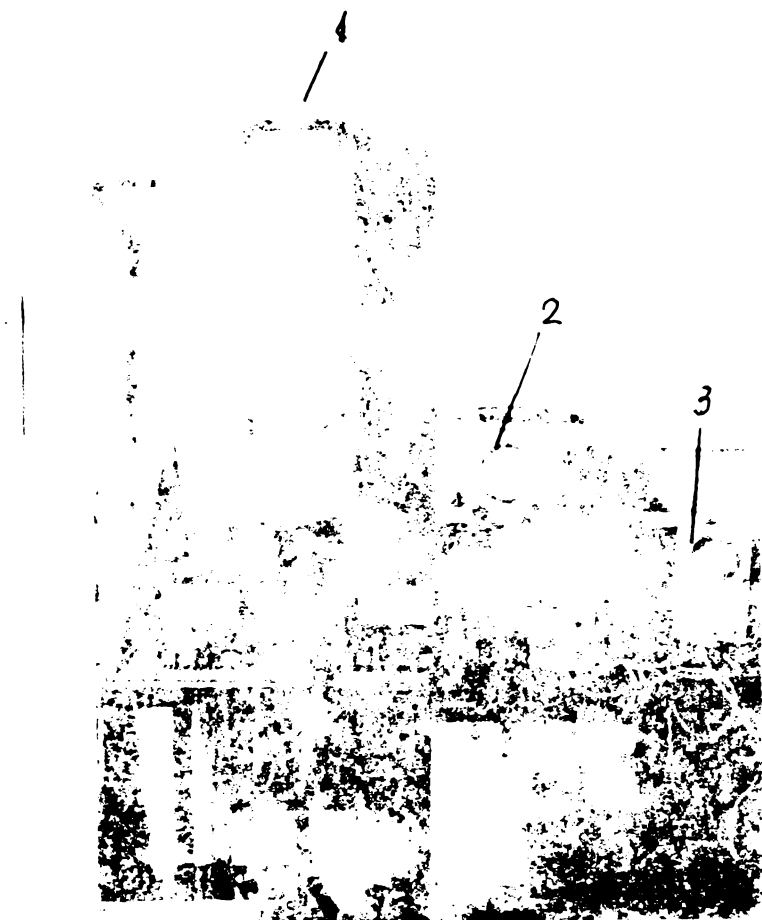


Fig. 7.2.2.

- osciloscop (3)  
pentru vizualizarea caracterului și pentru determinarea domeniului de frecvență a oscilațiilor aplicate;
- aparate pentru măsurarea mărimilor electrice la montajul realizat (ampermetre, voltmetre);

Creșterea unor condiții favorabile intensificării fenomenelor de transport la modelul experimental s-a realizat prin introducerea în fluid a unei energii acustice produsă cu ajutorul unui generator acustic tip Hartmann multiplu, cu 3 rezonatoare montate într-o

cavitate exponențială.

Măsurările experimentale s-au realizat atât pentru starea nevibrată a mediului continuu cât și pentru starea oscilată a gazului portant.

În timpul măsurătorilor, debitul de aer a fost reglat la o valoare constantă.

În partea inferioară a coloanei a fost făcut un orificiu, cu diametrul de 80 mm, prin care s-a evacuat aerul folosit la experimentări. Orificiul a servit și pentru amplasarea aparatelor de măsură.

#### 7.2.2. Determinarea coeficientului parțial de transfer termic

În cazul montajului realizat s-au măsurat temperaturile aerului la intrare și la ieșire din modelul experimental.

Temperatura rezistenței a fost fixată pentru regimul staționar, la 600°C.

Ecuațiile bilanțului termic (scrise pentru modelul realizat), oferă o cale simplă pentru determinarea coeficientului parțial de transfer termic.

La experimentul realizat, căldura cedată de rezistența electrică, aerului, se realizează prin convecție și se calculează cu relația:

$$Q_1 = \alpha (t_2' - t_1) \cdot A_1 \cdot \tau \quad [\text{kcal}] \quad (7.2.1)$$

unde:

- $Q_1$  - căldura cedată de rezistența electrică;
- $\alpha$  - coeficientul de convecție;
- $t_1, t_2'$  - temperatura inițială și finală a rezistenței;
- $A_1$  - suprafața de contact rezistență-aer;
- $\tau$  - durata procesului de schimb.

Căldura cedată de rezistențe electrice, se regăsește sub formă de căldură fizică acumulată în aerul ce se evacuează din coloana experimentală și se poate exprima cantitativ cu relația:

$$Q_2 = A \cdot w \cdot \rho \cdot C_p (t_2 - t_1) = q \cdot C_p (t_2 - t_1) \quad (7.2.2)$$

în care:

- $Q_2$  - căldura preluată de aerul trecut prin coloană;
- $q$  - debitul de aer;  $[\text{Nm}^3]$
- $C_p$  - căldura specifică a aerului;  $[\frac{\text{kcal}}{\text{Nm}^3 \cdot \text{K}}]$
- $t_2, t_1$  - temperatura la intrare și ieșire din model.

În regim de funcționare staționar, căldura cedată de rezistențe electrice din model este egală cu căldura preluată de curentul de aer care trece prin coloană. Astfel, se poate scrie egalitatea între  $Q_1$  și  $Q_2$ .

Aplicând ecuațiile bilanțului pentru sistemul neoscilat și pentru cel oscilat, se obțin relațiile:

- pentru sistemul neoscilat:

$$q \cdot C_p (t_2 - t_1) = \alpha (t_2' - t_1) \cdot A \quad (7.2.3)$$

- pentru sistemul oscilat:

$$q \cdot C_p (t_2 - t_1) = \alpha (t_2' - t_1) \cdot A \quad (7.2.4)$$

În aceste relații:

- $t_{2p}$  - temperatura aerului la ieșire din model pentru sistemul oscilat;
- $t_2$  - temperatura de ieșire din coloană pentru sistemul neoscilat;
- $t_2'$  - temperatura la suprafața rezistențelor.

Din raportul relațiilor (7.2.3) și (7.2.4) se obține:

$$\frac{L'}{L} = \frac{t_2 - t_1}{t_{2p} - t_1} \quad (7.2.5)$$

relație care permite determinarea coeficientului de transfer termic al sistemului vibrat în funcție de coeficientul de transfer termic al sistemului nevibrat:

$$L' = L \frac{t_2 - t_1}{t_{2p} - t_1} \quad (7.2.6)$$

cu condiția ca temperatura rezistențelor electrice este aceeași în ambele situații.

Efectuând mai multe încercări, s-a constatat că valorile cele mai ridicate ale coeficientului de convecție termică s-a obținut pentru frecvențe de (8-12) kHz.

Măsurătorile au fost efectuate pentru diferite intensități de radiație acustică. Au fost măsurate consecutiv temperaturile pentru:

- 1 - sistemul neoscilat;
- 2 - sistem oscilat cu un singur rezonator;
- 3 - sistem oscilat cu două rezonatoare;
- 4 - sistem oscilat cu trei rezonatoare;

obținând valorile din tabelul 7.2.1.

Tabel 7.2.1

	Neoscilat	$I_1=54$ [W]	$I_2=108$ [W]	$I_3=162$ [W]
$t_1$	53	53	53	53
$t_2$	66	-	-	-
$t_{2p}$	-	69	74	78
$L'$	$L$	$1,230 L$	$1,615 L$	$1,925 L$

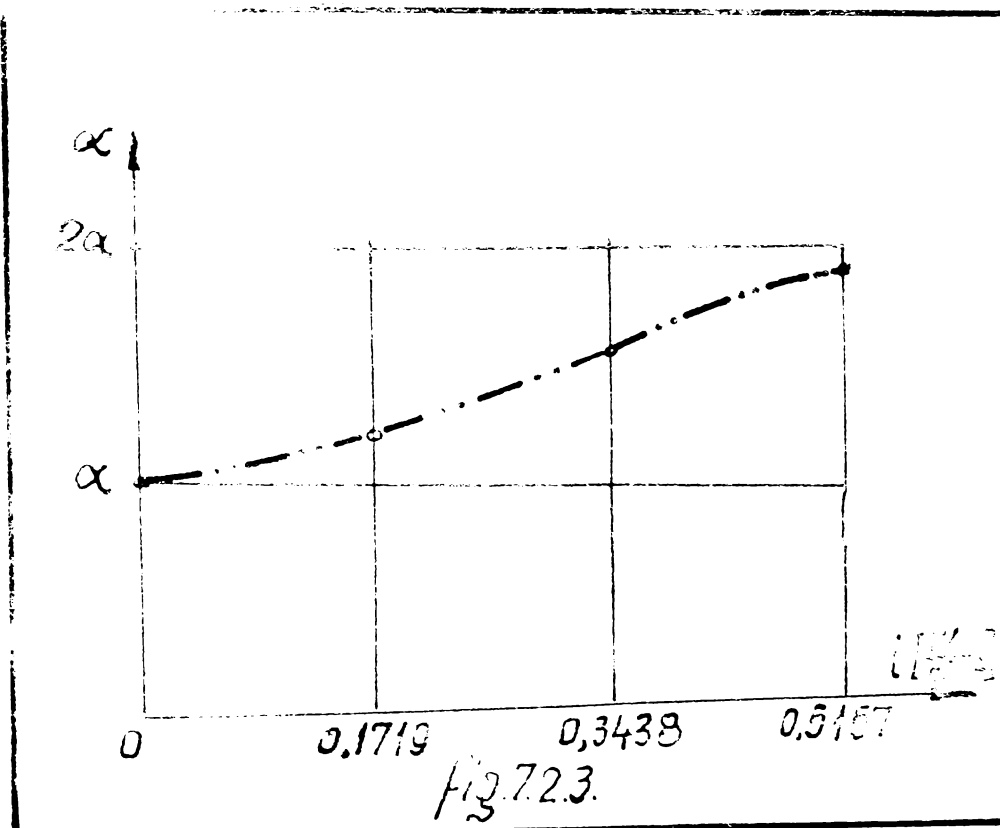
Dependența coeficientului de transfer caloric gas-particule solide, se poate reda pentru sistemul oscilat în funcție de coeficientul de transfer, a sistemului nevibrat, obținut în aceleași condiții hidrodinamice (debit de aer, presiune, viteză medie a curentului).

Coeficientul de transfer termic poate fi reprezentat într-o diagramă în funcție de intensitatea specifică  $[W/cm^2]$ . Știind că modelul utilizat are un diametru interior de 20 cm rezultă următorul tabel de valori pentru în funcție de intensitate specifică de radiație. Tabel 7.2.2:

Tabela 7.2.2

Coef. conv. sistem oscilat	$i_1 = \frac{I_1}{A} = 0,1719$ [W/cm <sup>2</sup> ]	$i_2 = \frac{I_2}{A} = 0,3438$ [W/cm <sup>2</sup> ]	$i_3 = \frac{I_3}{A} = 0,5157$ [W/cm <sup>2</sup> ]
$L'$	1,230	1,615	1,925

Cu valorile obținute pentru coeficientul parțial de transfer caloric în cazul sistemului oscilat, în funcție de intensitatea specifică de radiație, rezultă următoarea diagramă de dependență (fig.7.2.3).



Influența dinamicii particulelor solide din jet în sisteme oscilate, asupra operațiilor de transfer este exprimată prin creșterea, comparativ cu jetul neoscilat, a coeficientului de transfer termic de oca 2 ori. Intensificarea operațiilor de transfer se realizează prin mărirea amplitudinii undei de presiune cât și prin creșterea intensității specifice de radiație.

Datorită faptului că procesele de transfer sînt influențate în afară de caracteristicile oscilațiilor și de alte mărimi, de exemplu: geometria turnului de reacție, granulometria particulelor solide, densitatea și viscozitatea mediului continuu, condițiile optime de operare se determină pentru fiecare caz în parte.

Rezultă că, intensificarea operațiilor de transfer, prin utilizarea oscilațiilor conduce la micșorarea dimensiunilor turnului de reacție sau în cazul menținerii dimensiunilor turnului de reacție oscilațiile duc la creșterea productivității instalației de topire și la ridicarea randamentului de extracție a metalului.

### 7.2.3. Determinarea transferului de masă

Suprapunerea peste curgerea staționară a jetului încărcat cu particule solide, a unor oscilații cu frecvențe, conduce la rezultate deosebite în operațiile în care are loc simultan transfer de masă și căldură.

Transferul de masă se realizează într-un strat de grosime mică (strat limită) care înconjoară particula solidă. Forța motrică a procesului  $C_2$  se micșorează (concentrația componentului care se transferă), datorită amestecării este aproape constantă pe o secțiune transversală a jetului, tinzînd către valoarea de echilibru.

Cercetarea modului în care se realizează transferul de masă în turnul de reacție s-a făcut pe același model utilizat și la determinarea coeficientului de transfer termic. În locul rezistențelor termice au fost introduse site utilizate pentru susținerea substanței cu proprietăți de sublimare ridicată.

Substanța utilizată a fost naftalina.

Frecvența vibrațiilor s-au menținut în aceleași limite ca și în cazul determinării coeficientului de transfer termic (6-12) kHz.

Prin singura aerului la intrare în model s-a menținut la 5 [bari]. În toate cazurile măsurate s-a pornit de la o cantitate de 100 grame naftalină cu granulație (0,5-0,8-1-2) [mm] amestecate în aceeași participație de 25%.

La determinarea cantitativă a coeficientul de transfer pentru masă se pornit de la ecuația vitezei de difuziune:

$$v_{if} = \frac{dx}{dt} = - \frac{F \cdot D}{V \cdot \delta} (a-x) \quad (7.2.7)$$

unde:

- F - suprafața particulelor;
- V - volumul ocupat de particule de substanță;
- D - coeficientul de difuziune;
- $\delta$  - grosimea stratului limită;
- a - cantitatea inițială de la substanță;
- x - cantitatea de substanță sublimată pentru perioada de măsurare.

Prin integrarea ecuației (7.2.7) în limitele  $t=0, x=0$  și  $t=\tau, x=x$  se obține:

$$\frac{D}{\delta} \cdot k = \frac{2.3}{\tau} \lg \frac{a}{a-x} \quad (7.2.8)$$

Dacă ecuația (7.2.8) se aplică pentru sistemul oscilat și neoscilat și făcând raportul lor se obține:

$$\frac{k_{osc}}{k} = \frac{\lg \frac{a}{a-x_{osc}}}{\lg \frac{a}{a-x}} \quad (7.2.9)$$

Din (7.2.9) se poate exprima coeficientul parțial de transfer de masă a sistemului oscilat  $[k_{osc} = \frac{osc}{osc}]$  în funcție de coeficientul parțial de transfer de masă a sistemului neoscilat  $k = \frac{D}{\delta}$  :

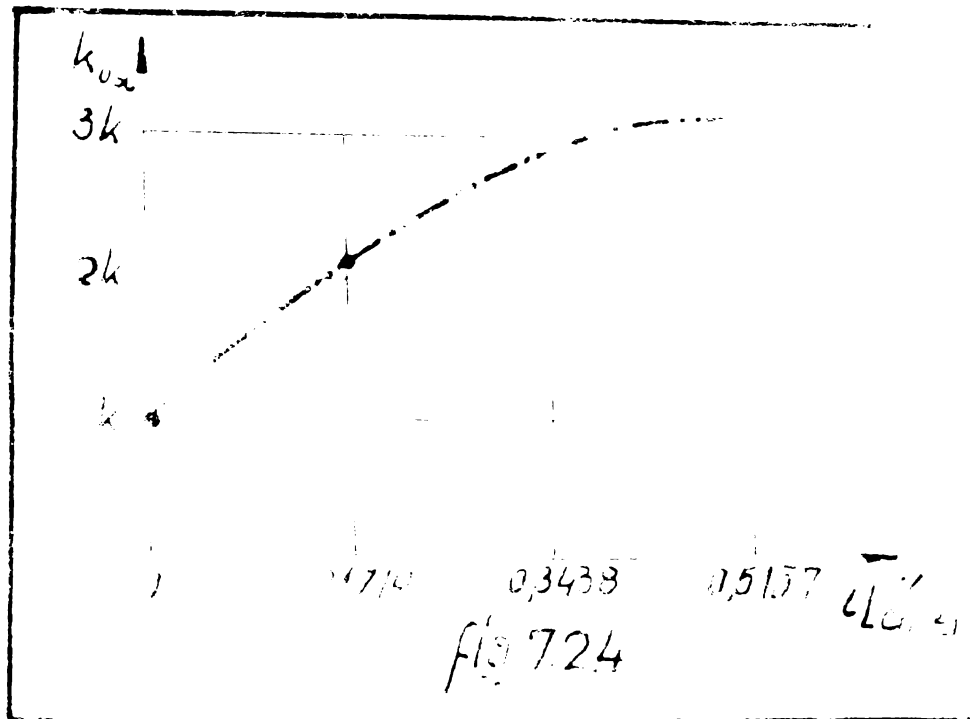
$$k_{osc} = k \frac{\lg a - \lg(a-x_{osc})}{\lg a - \lg(a-x)} \quad (7.2.10)$$

Măsurătorile au fost efectuate pentru aceleași situații ale intensității de radiație ca și la determinarea transferului termic. S-a obținut următorul tabel de valori (Tabel 2.2.3).

Cu valorile obținute în tabelul 2.2.3 se poate construi diagrama de dependență a coeficientului de transfer de masă a sistemului vibrat în funcție de intensitate de radiație  $i$ .

Tabel 7.2.3

	Sistem de osci- lat	$\lambda_1 = 0,1719 \left[ \frac{W}{cm^2} \right]$	$\lambda_2 = 0,3438 \left[ \frac{W}{cm^2} \right]$	$\lambda_3 = 0,5157 \left[ \frac{W}{cm^2} \right]$
x-cont. subst. (gr) sublimată în 15 minute	12,00	21,50	26,30	29,80
$k_{osc} = \frac{\lg a - \lg(a - x_{osc})}{\lg a - \lg(a - x)}$ k		2,10 k	2,88 k	3,04 k



Indiferent de natura proprietății transferate (masă, căldură) eficiența este cu atât mai mare cu cât structura jetului încărcat cu particule solide de concentrat este mai omogenă și cu cât banda de frecvență a oscilațiilor aplicate se găsește mai aproape a particulelor în suspensie (frecvența de rezonanță).

## 8. REALIZAREA ARZATORULUI CU UNDE DE PRESIUNE

Deși tehnica topirii în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor, cu tehnologia convențională, permite obținerea unor performanțe remarcabile, ea prezintă unele inconveniente rezultate din principiul de realizare a tehnicii aplicate.

Tab. 8.1.1.

Natura inconveniențului	Efecte tehnologice sau economice	Propuneri de remediere
-Structuri neomogene ale jetului portant încărcat cu particule -Formarea de pachete de particule în diferite zone ale jetului	-Inegalitate: concentrației oxidantului și a duratelor de contact -Micșorarea eficienței contactului între faze -Micșorarea productivității proceselor -Înrăutățirea calității topiturii	-Admiterea concentratului în mai multe puncte ale jetului -Utilizarea undelor de presiune cu o frecvență optimă
-Recirculara particulelor neare din jet în partea superioară a turnului	-Formarea lipiturilor în turnul de reacție	-Utilizarea oscilațiilor pentru creșterea vitezei de ardere
-Randamentul de utilizare a aerului redus -Rezistența hidraulică a arzătorului de concentrat mare	-Întârzierea proceselor metalurgice din turn -Consum suplimentar de energie electrică -Desulfurarea redusă -Consum suplimentar de gaz metan (adițional) -Consum suplimentar energie electrică pentru învingerea rezistențelor	-Modificarea construcției arzătorului -Utilizarea oscilațiilor
-Coalescența particulelor din turn scăzut	-Pierderea de metal mai mare în șgară -Antrenarea unei cantități mai mare de particule fine în gaze tehnologice	-Utilizarea oscilațiilor



Natura inconvenien- țului	Efecte tehnologice sau economice	Propuneri de remediere
-Antrenarea particule- lor fine în instala- țiile anexe.	-Pierderi de metal cu praful antrenat -Depuneri de lipituri mai intense pe canalul de evacuare, cessa de recuperare -Consum de energie su- plimentară pentru re- circularea și mărun- țirea prafului -Înrăutățirea trecerii căldurii prin suprafe- țele cazanului de re- cuperare	-Utilizarea oc- cilațiilor

Existența, în procesul de topire în suspensie, a dificultăților arătate, a orientat efortul de cercetare spre realizarea unor modificări ale tehnologiei convenționale, spre operații tehnologice noi și în primul rând spre intensificare proceselor de topire, mărind astfel eficacitatea acestei tehnici în operațiile de transfer cu implicații pozitive asupra productivității stilașului, cât și asupra factorilor economici, care de multe ori reprezintă unicul argument pentru viabilitatea unei noi tehnici de lucru.

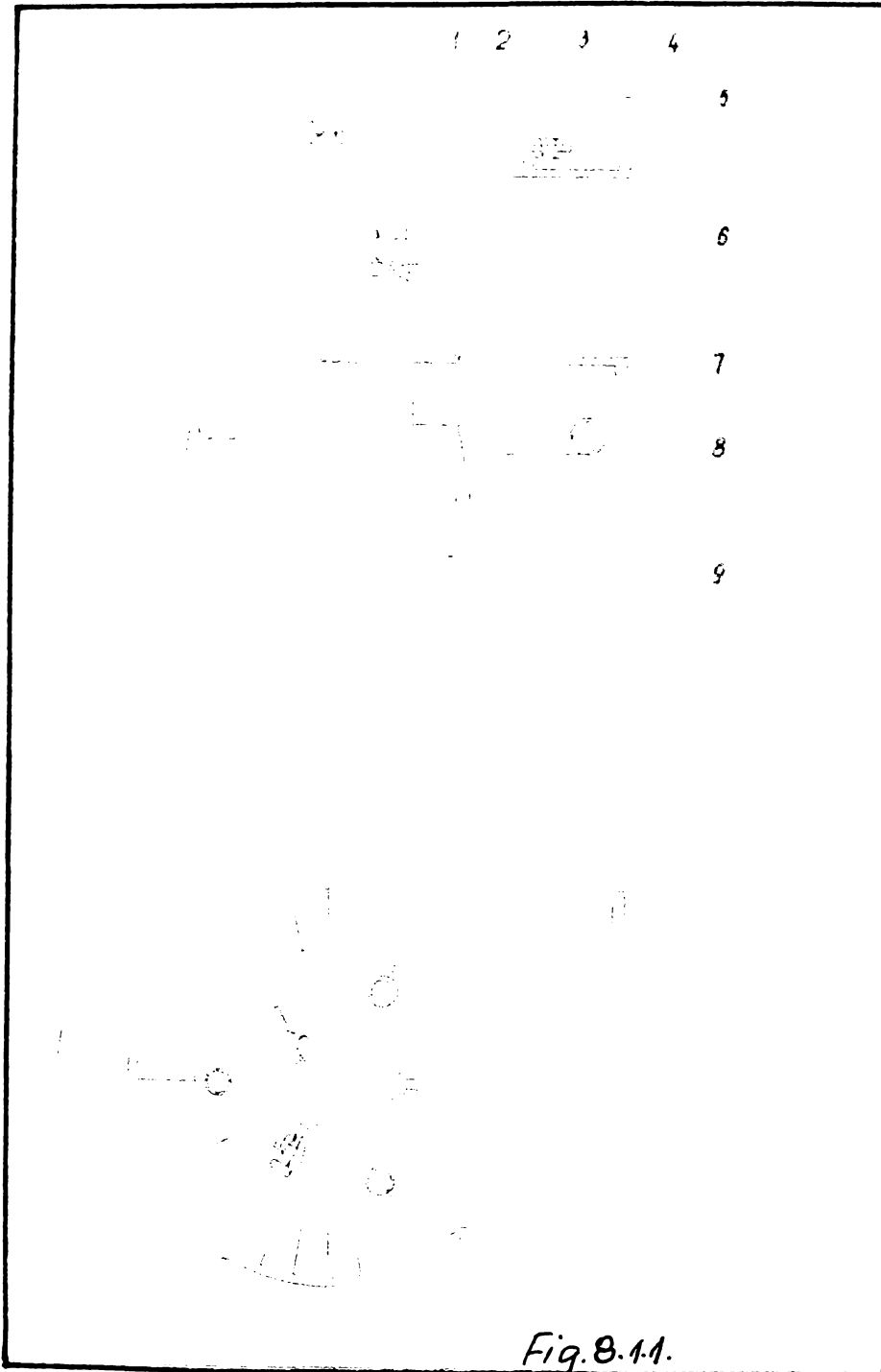
Propunerile de îmbunătățire a tehnologiei de lucru la topirea în suspensie a concentratelor cuproase a fost orientate spre realizarea unor modificări constructive ale arzătorului de concentrate menite să modifice principiul de realizare a proceselor de transfer ce au loc în turnul de reacție, și să conducă în același timp și la perfecționarea anumitor operații fizice ca: antrenarea de particule în gaze, coalescențe, randamentul de extracție a cuprului.

Din informațiile oferite de literatura de specialitate cât și din materialele de sinteză ale congreselor realizate pe tema „Proceselor de topire în suspensie a concentratelor cuproase”, rezultă că în privința îmbunătățirii arzătorului de concentrate există o preocupare permanentă însă oscilațiile (sau undele de pr siune) nu s-au folosit încă, ca o tehnică nouă pentru îmbunătățirea acestei tehnologii.

În baza concluziilor desprinse din cercetarea experimentală pe model, privind intensificarea operațiilor de transfer cât și ca urmare a studiilor teoretice realizate cu privire la „Procesele

de topire în suspensie a concentratelor cuproase", în anul 1976 am elaborat proiectul unui arzător de concentrate pentru o instalație pilot (pentru topirea în suspensie a concentratelor cuproase) care a funcționat în cadrul Institutului de cercetări ale minierilor și metalurgiei neferoase Baia Mare.

Arzătorul pentru stația pilot a fost executat și pus în funcțiune în anul 1976, pentru o capacitate de 400 kg/oră concentrat.



Forma constructivă a arzătorului este arătată în fig. 8.1.1 care se compune din următoarele elemente principale:

- 1-alimentator concentrat;
- 2-secord aer comprimat;
- 3-concentrator unde de presiune (oscilații);
- 4-ajutăj convergent;
- 5-gurub de reglare;
- 6-corp arzător;
- 7-rezonator Hartmann;
- 8-conductă de alimentare cu gaz neten;
- 9-palete turbionare.

Arzătorul realizat funcționează în modul următor:

- aerul preîncălzit la temperatura de  $(400-430)^{\circ}\text{C}$  este adus în corpul superior al arzătorului, corp în care se realizează o întoarcere a aerului cu  $90^{\circ}$  față de direcția sa inițială de mișcare;

- din corpul superior aerul intră într-un ajutoraj convergent în care este accelerat până se ajunge în dreptul secțiunii minime a arzătorului, unde ca urmare a creșterii vitezei se realizează o depresiune de (10-15) mm H<sub>2</sub>O față de presiunea din instalația de alimentare a concentratului;

- concentratul industrial este alimentat prin trei conducte decolate între ele la 120°, care este astfel amplasat încît orificiul de alimentare este poziționat în dreptul secțiunii minime a concentratului astfel ca să permită o alimentare continuă fără pericolul de răbufnire în camera de alimentare;

- corpul inferior al arzătorului servește la o încetinire (decelerare) a amestecului de concentrat-aer care îndeplinește rolul de omogenizare a amestecului.

Pentru curgerea principală (jet încălzit cu particule solide) se suprapun undele de presiune cu o frecvență de (6-12) kHz produsă de un generator Hartmann multiplu, amplasat pe o placă de susținere.

Generatorul acustic, pentru producerea oscilațiilor consumă aer comprimat, la o presiune de 5 bar, introdus în corpul generatorului prin recordul (2) de aer comprimat.

Undele de presiune (oscilațiile) au o intensitate de radiație de 162 W.

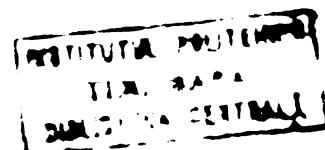
Arzătorul de concentrat este prevăzut complementar, cu un arzător de gaz metan, care are rolul de a accelera declanșarea reacțiilor chimice.

Principalele caracteristici ale arzătorului de concentrat utilizat la instalația pilot sînt prezentate în tabelul 8.1.2.

Tabel 8.1.2.

	Debit con- centrat [kg/h]	Debit aer [m <sup>3</sup> /h] [m <sup>3</sup> /h]	Viteza a- mestec secțiun. [m/sec]	Intensita- te oscila- ții W	Presiune aer pt. producerea oscilații bar
Arzător concentrat- fara pilot	400	600 1479	$T=273^{\circ}K$ $T=573^{\circ}K$	162	5

Caracteristicile generatorului de oscilații, utilizat la construcția arzătorului sînt cuprinse în tabelul 8.1.3.



Tabel 3.1.3

	$d_a$ [cm]	$d_f$ [cm]	$l$ [cm]	$h$ [cm]	$H = h/d_f$	$L = l/d_a$	$K_a = d_f/d_a$	Grosimea măchii res. [cm]
Rezonator Hartmann 3 buc.	0,3	0,4	0,5	0,5 0,6 0,7	1,25 1,50 1,75	1,66	1,33	0,04

Aplicarea arzătorului de concentrat, cu unde de presiune, la instalația de topire în suspensie a condus la importante avantaje tehnice și economice.

Tabelul 3.1.4.

Avantaj tehnic sau economic	Arzător vechi (fără unde)	Arzător cu unde de presiune
- Conținut de $O_2$ în gazele tehnologice	7%	2%
- Conținut de $SO_2$ în gaze	8,5%	1%
- Conținut de praf volatil în gaze $gr/m^3$	40	25
- Temperatura de regim în turnul de reacție	1553 K	1683°K
- Lipituri în turnul de reacție	da	na
- Concentrarea masei	42%	53%
- Viscositatea zgurei	medie	redușă
- Conținut de cupru în zgură	3,5	1,8
- Rezistența hidraulică	1700 mmH <sub>2</sub> O	400 mm H <sub>2</sub> O

Din buletinul de analiză a prafurilor antrenate de gazele tehnologice C-108 (Anexa V.) se pot trage o serie de concluzii importante cu privire la noua tehnologie de topire în suspensie a concentratelor cuproase, cu arzătorul cu unde de presiune, după cum urmează:

- Cantitatea de praf antrenat în instalație, în cazul noului arzător se reduce cu cea 40% față de tehnologia veche.

- Procentul mai scăzut de  $SiO_2$  pe răzătorul nr. 1,2,3 arată că topirea concentratului se realizează mai repede și gradul de aglomerare a particulelor crește, ceea ce duce la o decantare

imbunătățită a particulelor topite din gazele tehnologice.

- Conținutul mai ridicat, în sulf, a prafulilor antrenate arată că procentul sulfurilor metalelor neferoase crește atât în prafulii antrenate cât și în topitură.

- Scăderea procentului de Fe în prafulii de la răcitorul 1,2,3 arată că în turnul de reacție se realizează o oxidare mai intensă a piritelor (grad mai avansat de desulfurare) care uce la un aport mai ridicat de căldură.

- Conținutul mai ridicat a Pb și Zn în prafulii, este dovada unei intensificări a proceselor de volatilizare din turnul de reacție.

- Cantitatea reală de Pb și Zn antrenată în prafulii volatile ,raportată la garja prelucrată, scade și pe urmare o parte din aceste metale se vor decanta în cuptorul cu vatră.

- Procentul de cupru în prafulii antrenate scade, ca urmare un procent mai mare din acest metal va trece în topitură .

- Rezultatele obținute ,la instalație pilot justifică pe deplin nevoia luării unor măsuri tehnice și pentru modificarea tehnologiei actuale de topire în faza industrială.

În baza rezultatelor obținute în faza pilot, în anul 1977 sa elaborat proiectul unui arșător pentru instalație de topire industrială a concentratelor cuproase. Realizarea construcției acestui proiect s-a făcut în anul 1978 și a fost aplicat prima dată în anul 1979, (într-o perioadă de 2 luni), în mod experimental.

Din unele considerente de ordin practic, bazate pe rezultatele obținute cu arșătorul, în faza pilot sa fost nevoie să aduc unele imbunătățiri în construcția arșătorului industrial.

- S-a constatat, în faza pilot, că datorită turbionării jetului portant particulele de dimensiuni mai mari, ca urmare a efectului forței centrifuge sa fost proiectate o pre periferia jetului până ce s-au lovit de pereții laterali ai turnului care a dus la formarea unor lipituri locale, fapt ce a impus modificarea construcției inițiale a arșătorului, prin eliminarea paletelor de turbionare.

- O altă deficiență constatată a fost aceea că la prima construcție jetul portant prezenta o deviere axială, ca urmare a aducerii aerului printr-o singură conductă laterală, fapt ce a dus la necesitatea creării unui prag de simetrizare a curentului de aer, plasat pe periferia cavității superioare a corpului arșătorului în dreptul conductei de aducțiune a aerului cald.

- Ca urmare a granulației polidisperse a concentra-  
tului (40-180)  $\mu$ l în generatoarele de oscilații multiple au fost  
introduse și rezonatoare cu frecvențe fundamentale de (3-6) kHz,  
realizat tot cu rezonatoare Hartmann cu diametrul ajutărilor de  
4 și 5 mm.

## 9. CALCULUL ECONOMIC

### 9.1. Determinarea eficienței noii tehnologii de topire în suspensie

Limitarea tot mai mare a resurselor, în raport cu nevoile creșterii economice contemporane, face ca toată lumea să pună în centrul preocupărilor economice, raționalitatea folosirii resurselor existente.

În centrul acestor preocupări trebuie să se situeze și un grup de probleme privind determinarea eficienței maxime, în baza optimizării factorilor fundamentali care duc la un progres tehnic adecvat.

În elaborarea acestei lucrări am avut în vedere ca prin promovarea progresului tehnice până la dispoziția ramurii, noi posibilități tehnice pentru reducerea costurilor de elaborare a unor metale de o importanță deosebită cum este Cu, Pb și Zn.

În acest capitol voi prezenta câteva din avantajele economice ce se obțin prin aplicarea tehnologiei noi de topire în suspensie a concentratelor cuproase, fără ca să abordez toate laturile economice ale problemei, limitat pe de o parte de faptul că în prezenta lucrare s-a abordat numai anumite laturi ale procesului de topire în suspensie (datorită complexității sale), pe de altă parte lipsa de instrumentație nu a permis o evaluare totală a tuturor avantajelor economice rezultate.

Hotărâtoare pentru introducerea concretă în fabricație și exploatare a unui mijloc tehnic nou este comparația cu variantele existente în practică înainte de introducerea noului mijloc. Comparația presupune o analiză critică a parametrilor utilajului vechi cu cele ale utilajului nou evidențiind acele care duc și la rezultate economice.

Hotărîtoare pentru introducerea concretă în fabricație și exploatare a unui mijloc tehnic nou este comparația cu variante existente în practică înainte de introducerea noului mijloc. Comparația presupune o analiză critică a parametrilor utilajului vechi cu cele ale utilajului nou evidențind <sup>ție</sup> aceluia care duc și la rezultate economice.

În cazul concret <sup>abordat</sup> se vor compara tehnologiile de topire în suspensie, a cuprului, cu aceea promovată în prezenta lucrare <sup>comparativ</sup> ce poate fi cuprins într-un tabel:

Tabel 9.1. 1

		Arător vechi	Arător nou
Consum gaz metan	$\frac{\text{Nm}^3}{\text{tona c}}$	45	30
Consum aer	$\frac{\text{Nm}^3}{\text{tona}}$	950	750
Rezistența hidraulică	$\frac{\text{mm}}{\text{H}_2\text{O}}$	1000	400
Prof antrenat în instalație	$\frac{\text{RP}}{\text{mc}}$	40	25

Efectele introducerii progresului tehnic, la topirea în suspensie a concentratelor cuproase, se concretizează în modificarea indicatorilor economici atât sub forma indicatorilor de efecte proprie-zise cât și sub forma indicatorilor de eficiență a exploatarii curente.

Prin aplicarea noii tehnologii de topire se face anual o economie la consumul de combustibil (gaz metan  $\text{CH}_4$ ) cea 3.000.000  $\text{Nm}^3$ /an cu o economie de 1.050.000 lei/an.

Reducerea consumului de energie de la ventilatoarele de circulație se calculează din economia aerului tehnologic și de combustie care la producția anuală reprezintă un volum de cea 30.000.000  $\text{Nm}^3$  care este:



$$E_1 = \frac{30.000.000 \times 1000}{3600 \cdot 102 \cdot 0,9} = 90.777 \text{ kWh/an}$$

Ca urmare a scăderii rezistenței hidraulice economia de energie electrică este:

$$E_2 = \frac{V \cdot (p_1 - p_2)}{3600 \cdot 102 \cdot 0,9} = \frac{189.000.000 \times 600}{3600 \cdot 102 \cdot 0,9} = 343.137 \frac{\text{kWh}}{\text{an}}$$

Prin reducerea cantității de praș antrenat în instalație se reduce pierderea de cupru (raportat la producția totală) cu cea 37,5% care reprezintă o recuperare orară de 50 kg/h cupru prin neantrenare cu praș, ce anual reprezintă o recuperare de 360 tone cupru/a

Economia realizată prin reducerea consumului de energie electrică reprezintă:

$$C_e = E \times p_e = (90.777 + 343.137) \times 0,40 = 173.565 \text{ lei/an}$$

Economia realizată prin cupru recuperat cu prețul de cost a cuprului în această fază 12000  $\frac{\text{lei}}{\text{tonă}}$  este:

$$C_m = 360 \times 12.000 = 4.320.000 \text{ lei/an.}$$

În consecință, numai o evaluare parțială a eficienței progresului tehnic propus și realizat se obține o economie directă de 5.543.565 lei/an.

Dacă s-ar ține seama și de eficiența rezultată din exploatarea curentă a utilajului economiile rezultate ar fi și mai substanțiale.

În concluzie, rezultă est. o justificare tehnică cit. și economică a noii tehnologii propusă și realizată prin această lucrare prin care deschid noi posibilități în industrie națională pentru introducerea progresului științific și tehnic în ramura extractivă pirometalurgică.

## 10. C O N C L U Z I I

### 10.1.-Considerații finale

Deși cunoscută încă de la începutul secolului nostru, arderea și topirea în suspensie a concentratelor cuproase ridică probleme teoretice și practice, care sînt încă departe de a fi soluționate în mod corespunzător în literatura tehnică de specialitate.

Una din cele mai importante probleme, nerezolvată este aceea a rezolvării practice a transferului de căldură și de masă de la jetul portant la particole solide de concentrat cupros în suspensie.

Metodele de evaluare cantitativă utilizate pentru urmărirea desfășurării proceselor fizico-chimice ce au loc în turnul de reacție a instalației au la bază o serie de ipoteze simplificatorii privind procesele dezvoltate în jetul portant, deoarece o evaluare științifică de calcul este îngreunată de faptul că instrumentele de măsură necesare de a fi, utilizate nu resistă la condițiile de temperatură și atmosferă deosebit de corodantă.

Scopul urmărit în lucrarea de față a fost acela de a găsi o metodă de cercetare a cineticii de desfășurare a proceselor fizico-chimice, ce au loc în turnul de reacție și de a găsi metode adecvate pentru intensificarea proceselor de ardere care să permită realizarea unor parametri de lucru a instalației corespunzător nivelului tehnic impus de ritmul înalt de dezvoltare a mijloacelor de producție.

Din studiul teoretic și experimental al fenomenelor legate de arderea și topirea în suspensie a concentratelor cuproase, prezentate în capitolele anterioare, s-au desprins o serie de concluzii și observații interesante dintre care, în cele ce urmează, expun cele mai importante:

1.-In calculul teoretic al procesului de ardere și topire în suspensie se impune stabilirea ecuațiilor cineticii formale ale concentratului industrial în diferitele etape de încălzire și în funcție de viteză de încălzire și atmosferă reală în turnul de reacție.

2.-Este necesară rezolvarea ecuațiilor diferențiale ale mișcării particulelor solide pentru cunoașterea interacțiunii dintre fluidul portant și particule.

3.-Necesitatea găsirii unor metode practice de creșterea vitezelor relative jet-particula care oferă o metodă imediată pentru intensificarea proceselor de ardere și topire.

4.-Metoda utilizării unor oscilații pentru intensificarea proceselor impune alegerea unei bande de frecvențe care să înglobeze frecvențele proprii ale particulelor polidisperse.

5.-Reglarea regimului de funcționare a instalației într-un domeniu larg se realizează prin varierea intensității oscilațiilor utilizate.

## 10.2. Contribuții personale

În cele ce urmează prezint principalele contribuții personale la studiul proceselor de ardere și topire în suspensie a concentratelor cuproase și a piritelor:

1.-Elaborarea unei metode de calcul pentru stabilirea ecuațiilor cineticii formale ale ~~unui~~ concentrat industrial format din peliculuri metalice în baza unor analize termogravimetrice.

2.-Stabilirea ecuațiilor diferențiale ale mișcării și metoda de rezolvare a lor pentru jetul dezvoltat în turnul de reacție.

3.-Stabilirea ecuațiilor de mișcare a particulelor în suspensie și rezolvarea lor.

4.-Rezolvarea ecuațiilor diferențiale ale încălzirii particulelor solide la diferite regimuri de funcționare a instalației.

5.-Stabilirea și rezolvarea în câmp oscilat a mișcării particulelor solide în suspensia unui fluid portant.

6.-Efectuarea unui calcul statistic cu privire la numărul ciocnirilor particulelor solide în suspensie în sistem static și sistem oscilat.

7.-Elaborarea unei metode de calcul a schimbului de căldură și masă în condițiile curgerii într-un jet portant oscilat.

8.-Realizarea unui stand experimental al unui arzător însestrat cu generatoare de unde acustice pentru verificarea factorilor ce influențează schimbul caloric și de masă.

9.-Verificarea și indicarea parametrului determinant în intensificarea schimbului termic și masic la topire în suspensie a concentratelor cuproase.

10-Proiectarea și realizarea unui arzător cu unde de presiune pentru topirea concentratelor cuproase în suspensie în fașa pilot de capacitate 400 kg/h.

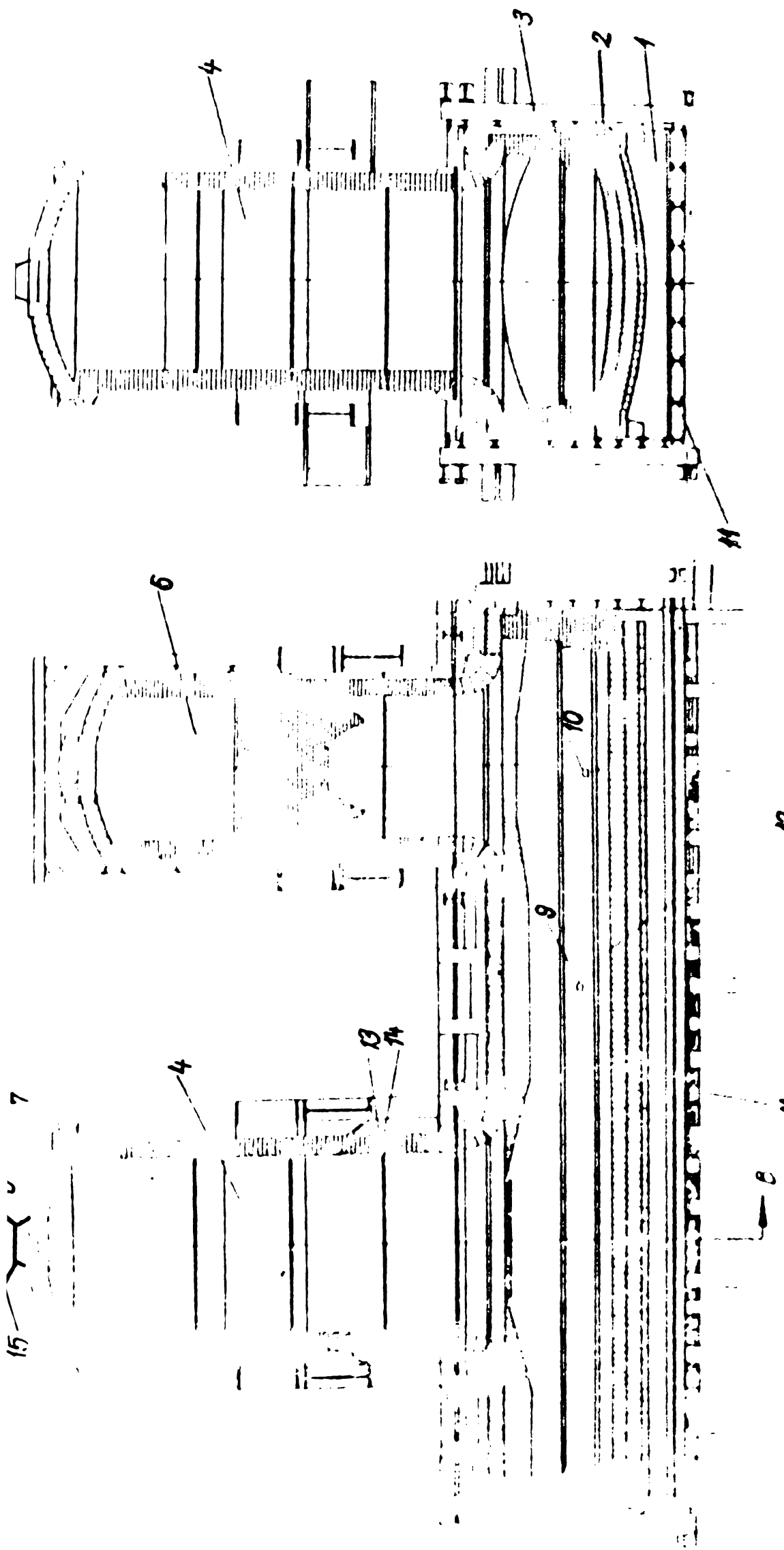
11-Proiectarea și realizarea unui arzător cu unde de presiune pentru topirea concentratelor în fașa industrială cu capacitate de (25-35) tone/h.

12-Verificarea și urmărirea parametrilor arzătorului industrial, montat la instalația industrială de topire în suspensie, pentru justificarea concluziilor deduse din cercetarea teoretică și experimentală.

B I B L I O G R A F I E

- 1.-F. Pinsovschi - Tehnologia acidului sulfuric și a compușilor intermediari.
- 2.-K.M. Malin și alții - Tehnologia acidului sulfuric. Goshimizdat (1950).
- 3.-Fefilov, A.J., Leapustina E.A. - Viteza procesului de ardere a piritei flotate în stare de suspensie. (Jurnal Prikladnoi Khimii, XXXII, fasc.3, martie 1959, 515-523).
- 4.-V.V.K.S. Romakrishna Rao și K.P. Abraham - „Cinetica oxidării sulfurii de cupru” Metalurgical Transactions, vol. 2, sept. 1971.
- 5.-P. Ajerach și I.M. Togurii - Vitezele de oxidare a cuprului și sulfurii de cupru lichide. Metalurgical Transactions, vol.3, august, 1972.
- 6.-Victor Tafel - Lehrbuch der Metallhüttenkunde.
- 7.-Isayan L. - Fluidizarea.
- 8.-I.C. Carabogdan Pănoiu - Bazele teoretice ale aprinderii și arderii combustibililor solizi. Ed. Academiei RSR, 1969.
- 9.-A.M. Malet - Cercetarea procesului de prăjire a piritei în strat fluidizat. „Himiceskaia promișlennost” nr.1, 1959, p.54-61.
- 10.-I.A. Burvoii și V.N. Fliesberg - Dinamica prăjirii piritei în cuptoare cu strat fluidizat.
- 11.-Walter G. Mag - Studii asupra reactorilor cu strat fluidizat. („Chemical Engineering Progress” vol.55, nr.12, dec. 1959).
- 12.- x x x - Prăjirea blendelor în stare de suspensie. (Documente de studiu, Combinatul Metalurgic Baia Mare).
- 13.-Dumitru N. Tudor - Analiza termică a mineralelor. Editura tehnică, București, 1972.
- 14.-Cornel Ungureanu - Instalatii de cazane. Ed. Institutului Politehnic „Traian Vuia” Timișoara, 1971.
- 15.-Greco, Iordache, Antonescu - Arderea combustibililor gazoși. Editura Academiei R.S. României, 1969.
- 16.-C.A. Schneider - Cinetica chimică. Ed. didactică și pedagogică, București, 1974.

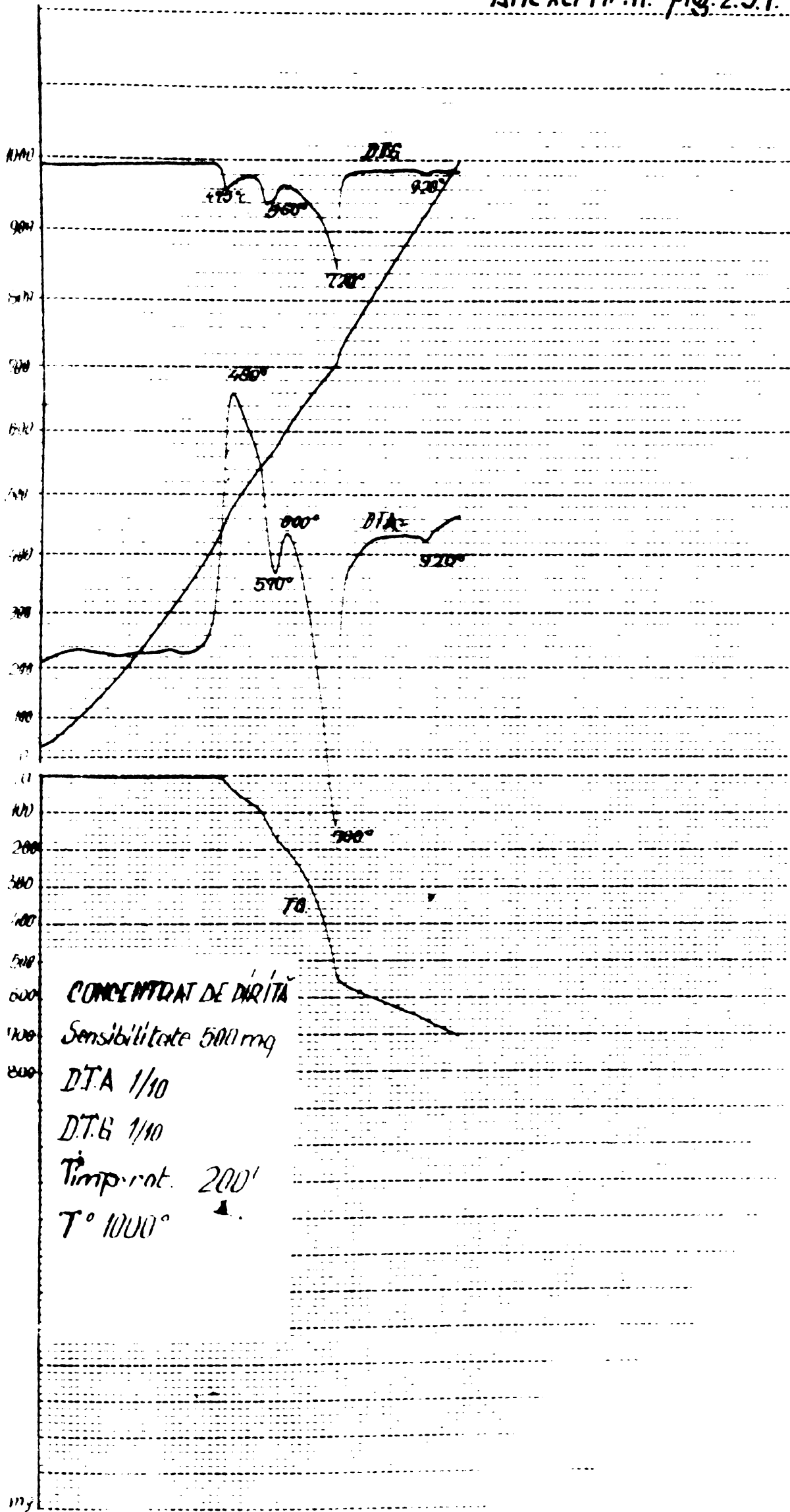
- 17-V.A. Uspenski - Transportul pneumatic al materialelor in stare de suspensie.
- 18-I.Vlădea - Tratat de termodinamică tehnică și transmiterea căldurii. Ed. didactică și pedagogică, București, 1974.
- 19-St.N.Săvulescu - Transiția de la scurgerea laminară la cea turbulentă. Edit. Academiei R.S. România, 1968, Buc.
- 20-Cristea Mateescu - Hidraulica. Ed. pedagogică.
- 21-Werner Heiligenstaedt - Wärmetechnische Rechnungen für Industriefirmen. Verlag Stahl Eisen u. B. H./Düsseldorf, 1966.
- 22-E. Bădărău - Ultracustica. Ed. tehnică, 1967.
- 23-D.A. Gherșgal - Aparate cu ultrasunete. Ed. tehnică, 1962.
- 24-Stan Soare - Procese hidrodinamice. Ed. didactică și pedagogică, 1972.
- 25-Fl. Oprea - Procedee speciale în metalurgia metalelor neferoase. Ed. tehnică, București.
- 26-Fl. Oprea și S. Oprea - Metalurgia plumbului, cuprului și zincului. Ed. tehnică, București, 1963.
- 27-I.I. Zoffe, L.M. Piemen - Cataliza eterogenă în industria chimică. Editura tehnică, București, 1967.
- 28-W.S. Dorn, D.D. Mc. Cracken - Metode numerice cu programe în Fortran. Editura tehnică, București, 1972 (trad. din lb. engleză).
- 29-Fl. Oprea - Teoria proceselor metalurgice, Editura didactică și pedagogică, București, 1966.
- 30-Fl. Oprea, Rodica Roman, Dragoș Taloi - Teoria proceselor metalurgice, Ed. didactică și pedagogică, București, 1978.
- 31-Crovesanu I. - Mecanica fluidelor viscoase. Edit. Academiei R.S. România, 1967.
- 32-Octavian Florescu - Procedee intensive în operațiile unitare de transfer, Ed. tehnică.
- 33-B. Pope, Virginia Iscrulescu - Procese de ardere în câmp sonor, Ed. Academiei R.S. România, București, 1973.



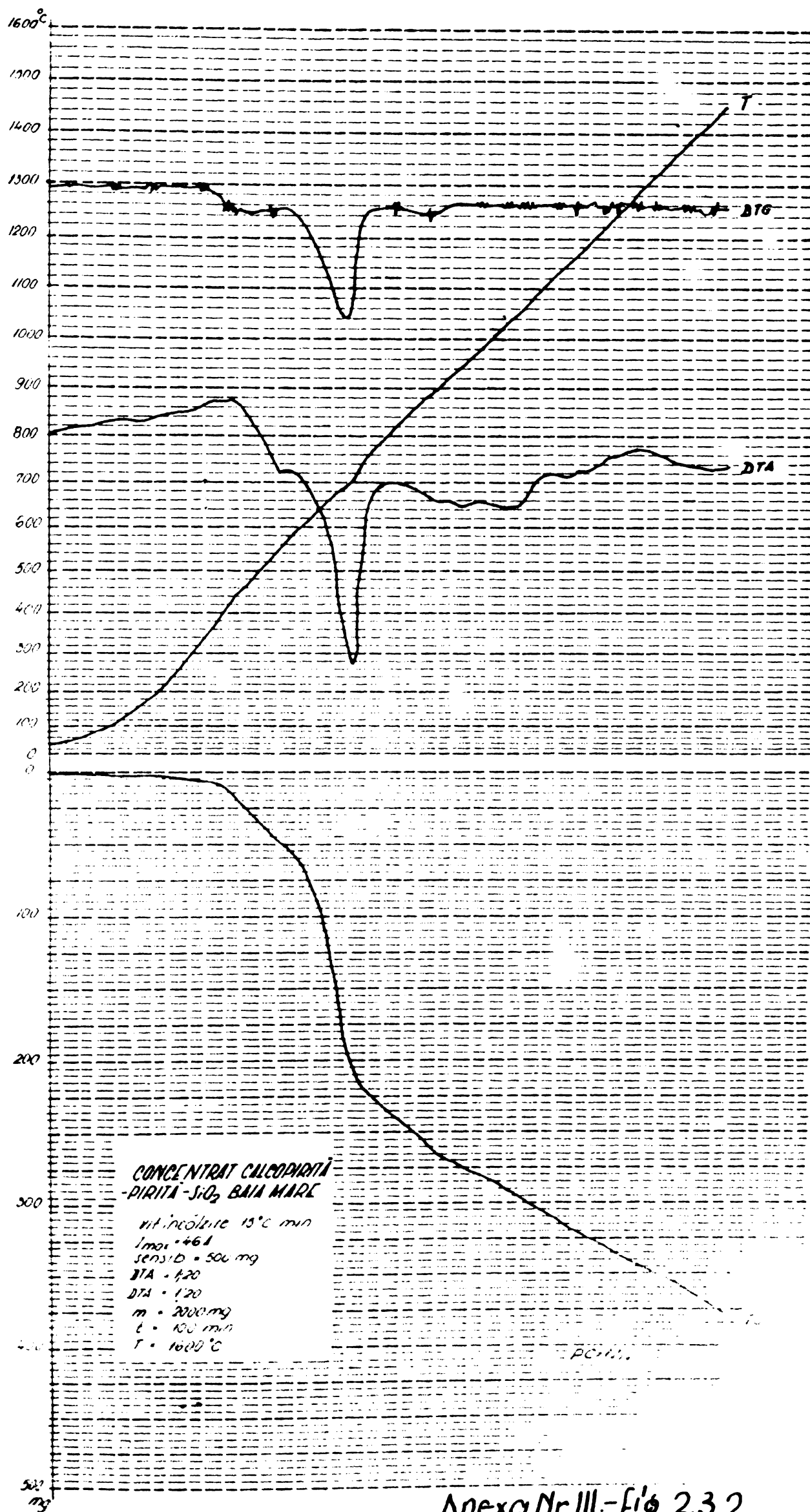
1-izidano de saramdă a vetrei; 2-votări din cromomagnezită; 3-schelet metalic; 4-torn de reacție; 5-orificiu arzător;  
 6-canal evacuare gaze; 7-orificiu de control; 8-orificiu arzător mare; 9-orificiu pl. zgură; 10-orificiu pt. mată; 11-grinzi  
 metalice pt. susținerea vetrei; 12-spățiu de decantare; 13-elemente de răcire a izidării turnului  
 14-inel de susținere; 16-arzător concentrat

Anexa Nr. 1 - fig. 1.2.1.

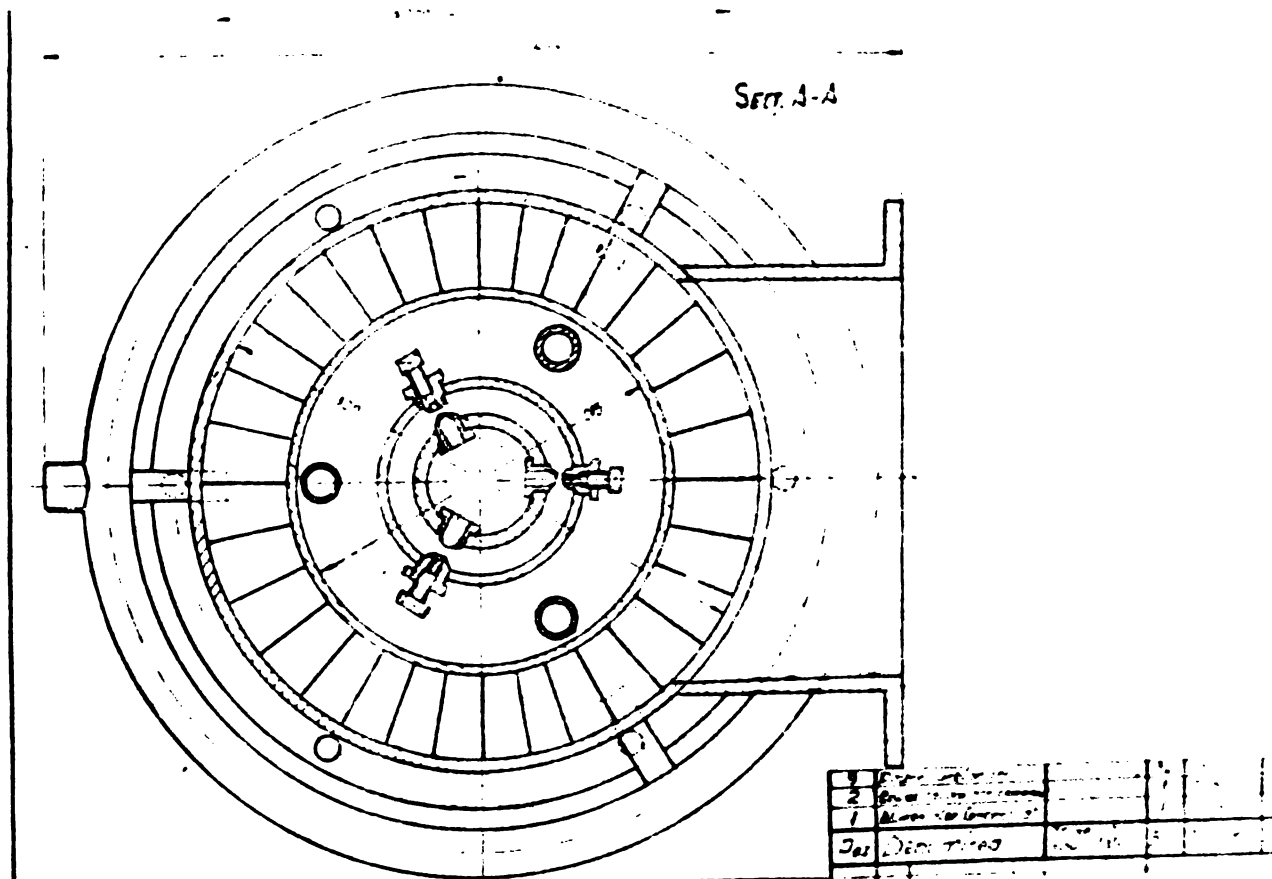
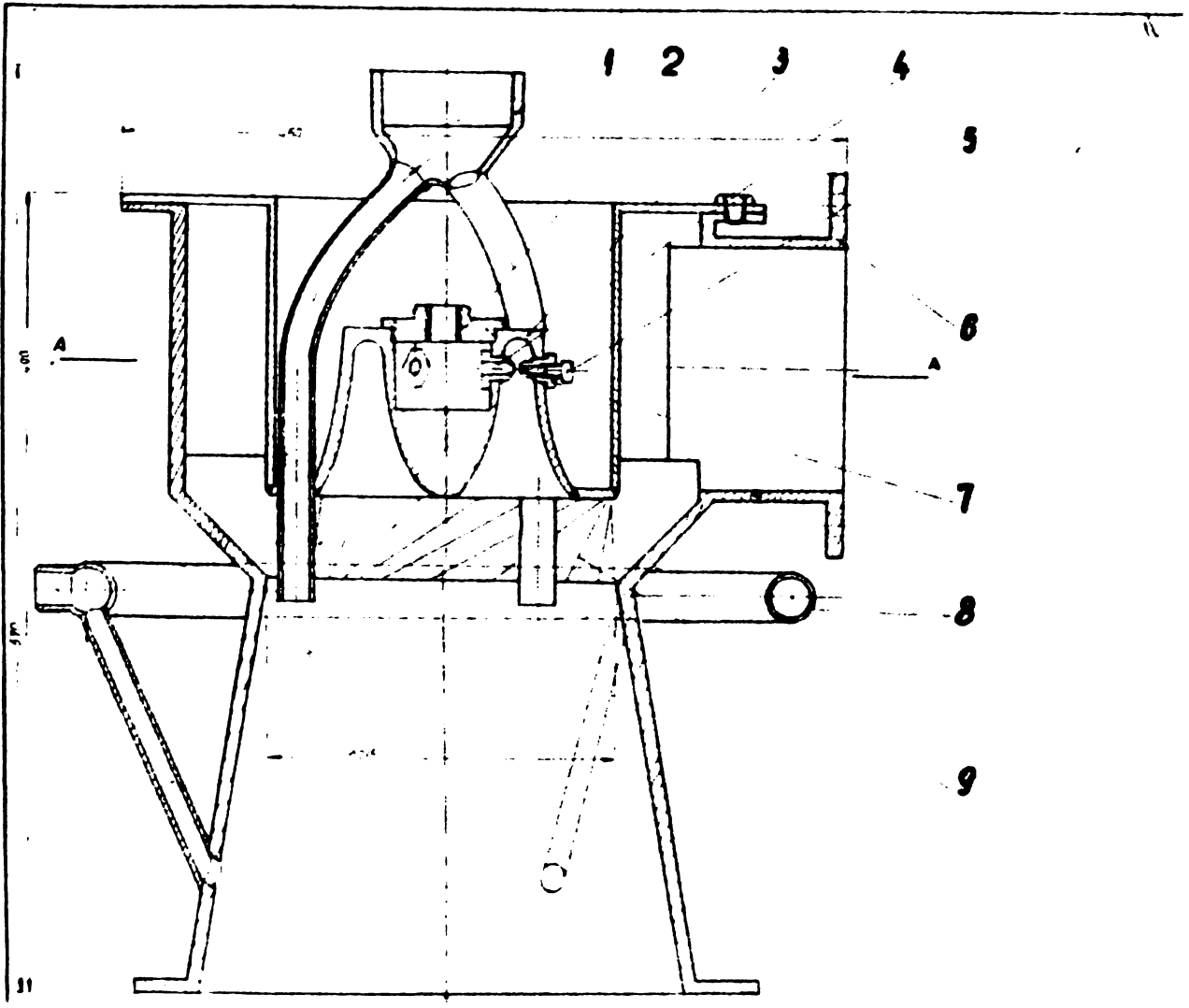
Anexa Nr.11.-fig.231.







Anexa Nr. III - fig. 2.3.2.



8	Carosier al motorului	1	120 x 100				
7	Receptor	1	120 x 100				
6	Corp orizontal de aer	1	120 x 100				
5	Barab. de rotatie	3	120 x 100				
4	Axuta de rotatie	1	120 x 100				
3	Receptor aer	1	120 x 100				
2	Motor	1	120 x 100				
1	Structura	1	120 x 100				

ANEXA nr. V.

SPECIFICAREA PROBEL		1	2	3	4	5	6	7
		1	2	3	4	5	6	7
PRIMUL VOLANTIL PILOT RACITOR 1	ARZATOR VECHI	4,20	2,20	17,95	-	17,01	0,	9,17
PRIMUL VOLANTIL PILOT RACITOR 1	ARZATOR NOU	7,45	0,00	11,10	-	13,19	4,17	11,42
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 1	ARZATOR NOU	3,14	10,00	10,10	-	12,50	4,35	9,11
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 2	ARZATOR VECHI	7,00	10,00	15,00	-	19,40	3,34	12,10
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 2	ARZATOR NOU	3,15	1,00	19,00	-	15,41	4,04	11,61
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 2	ARZATOR NOU	4,70	0,00	0,00	-	11,19	4,34	10,80
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 3	ARZATOR NOU	12,00	0,10	10,40	-	1,78	4,10	12,70
AL DOILEA VOLANTIL PILOT RACITOR 3	ARZATOR NOU	14,04	10,40	10,50	-	8,97	3,35	10,04
PRIMUL VOLANTIL PILOT CAMERA								
AL DOILEA VOLANTIL PILOT CAMERA	ARZATOR NOU	3,40	10,10	19,00	-	17,30	1,83	9,00
AL DOILEA VOLANTIL CICLON	ARZATOR VECHI	11,81	10,74	17,02	-	3,06	3,10	4,06
AL DOILEA VOLANTIL PILOT CICLON	ARZATOR NOU	13,89	10,10	11,31	-	7,48	4,40	10,75