

UNIVERSITATEA "POLITEHNICA" TIMIȘOARA
FACULTATEA DE MECANICĂ

Ing. HLUȘCU MIHAI

TEZĂ DE DOCTORAT

CONSIDERAȚII ASUPRA FLUAJULUI
OȚELURILOR TERMOREZISTENTE ÎN CONDIȚII
DE TEMPERATURĂ VARIABILĂ

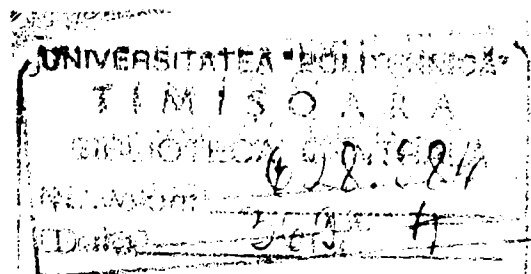
BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

Conducător științific:

Prof.Dr.Ing. TIBERIU DIMITRIE BABEU

Eur.Ing., membru titular al Academiei de Științe Tehnice

2001



Introducere

Ritmul rapid de dezvoltare al omenirii este strâns legat de buna funcționare și de dezvoltarea sectorului energetic. Consumul de energie, din ce în ce mai mare, nu poate fi acoperit doar de hidrocentrale și de centralele nucleare, fiind necesară utilizarea centralelor termoelectrice cu combustibil clasic sau nuclear.

În vederea creșterii randamentului acestor centrale s-a impus creșterea temperaturilor, și a presiunilor de funcționare, fapt ce a necesitat utilizarea de materiale termorezistente, în deosebi oțeluri, a căror preț este cu mult mai mare decât a materialelor obișnuite. Evident, în cazul funcționării la temperaturi ridicate apar fenomene mecanice suplimentare, (cum ar fi fluajul), respectiv modificări structurale care de regulă au efect negativ concretizat în degradarea mai accelerată în timp a elementelor ce lucrează la temperaturi ridicate, (conducte, coloane, palete de turbină, etc.). În consecință, după un anumit număr de ore de funcționare, elementele trebuie înlocuite, ceea ce are implicații majore asupra costurilor de producere a energiei, (sau a altor produse în cazul tubulaturilor din uzinele chimice).

De aceea studiile au urmărit pe de o parte elaborarea de oțeluri termorezistente mai performante, iar pe de altă parte evaluarea posibilităților de menținere în exploatare un timp cât mai îndelungat, peste durata de exploatare estimată inițial, dar în condiții de deplină siguranță. În acest scop este necesară o studiere cât mai amănunțită a condițiilor din exploatare: variația presiunii și a temperaturii, regimurile de pornire și de oprire ale instalațiilor, șocurile termice ce pot determina producerea unor tensiuni suplimentare, etc., ceea ce va permite efectuarea unor încercări fizico-mecanice cât mai concludente și extrapolarea cât mai corectă a rezultatelor încercărilor de fluaj.

Ținând seama că în centralele termoelectrice, dar mai ales în cele atomoelectrice, cazanele și tubulatura sunt supuse, în timpul exploatării, la presiuni și temperaturi variabile este important să se studieze influența acestor variații asupra caracteristicilor mecanice, și în special asupra comportării în timp a materialelor, deci asupra fluajului.

În prezenta lucrare autorul și-a propus să-și aducă o mică contribuție la studiul comportării mecanice, de scurtă și de lungă durată, a unor oțeluri termorezistente frecvent utilizate în centralele termoelectrice din România. Primele capitole, (1...5), au ca obiect o sinteză a principalelor aspecte care determină fenomenul de fluaj, cu evidențierea aspectelor particulare datorate condițiilor de variație a temperaturii și/sau presiunii. De asemenea sunt integrate și principalele preocupări ale autorului de folosire a calculatorului pentru studiul fluajului cu metoda elementelor finite.

În capitolele 6 și 7 sunt prezentate o parte din încercările experimentale realizate pe trei mărci de oțeluri, în condiții de variație a temperaturii și a încărcării.

Capitolul 8 este consacrat prezentării principalelor concluzii și contribuții ale autorului.

În ansamblul ei teza reprezintă o sinteză a activității de cercetare desfășurată sub coordonarea atentă și competentă a Prof.dr.ing. Constantin Cristuinea, primul conducător științific, și mai apoi a Prof.dr.ing.Eur.ing.Tiberiu Babeu, membru titular al Academiei de Științe Tehnice, reputați specialiști, oameni de o deosebită probitate morală și profesională, pe care doresc să îi asigur de întreaga mea recunoștință și gratitudine.

Pentru sprijinul acordat în formarea ca inginer și mai apoi pe întreaga durată a activității în Universitatea Politehnica din Timișoara adresez multe mulțumiri Prof.dr.ing. Ion Dumitru, fără sprijinul căruia nu aș fi acum în învățământul superior.

Exprim mulțumiri speciale domnului Prof.dr.ing.Iosif Haidu, colegilor din catedra de Rezistența materialelor, personalului tehnic al catedrei, și tuturor acelor care, într-un fel sau altul, prin observațiile, sugestiile sau ajutorul acordat, au contribuit la ducerea la bun sfârșit a acestei lucrări.

Nu în ultimul rând, trebuie să exprim cele mai calde mulțumiri și adâncă recunoștință părinților mei precum și întregii familii pentru sprijinul moral dar mai ales material acordat.

CUPRINS

Introducere.....	pag.	2
Cuprins.....		4
Capitolul 1. FLUAJ		
1.1. Fluaj. Noțiuni generale.....		7
1.2. Influența temperaturii asupra fluajului oțelurilor.....		13
Capitolul 2. TEORII ȘI MECANISME DE FLUAJ		
2.1. Teorii de fluaj. Clasificare.....		19
2.2. Teorii macroanalitice.....		20
2.3. Ipoteze de fluaj.....		22
2.3.1. Ipoteza întăririi.....		24
2.3.2. Ipoteza curgerii.....		27
2.3.3. Ipoteza îmbătănirii.....		27
2.3.3. Ipoteza eredității plastice.....		28
2.4. Mecanisme de fluaj.....		29
2.4.1. Fluajul datorat dislocațiilor.....		30
2.4.2. Fluajul prin difuzie.....		32
2.4.3. Diagramele mecanismelor de deformare și utilizarea lor.....		35
Capitolul 3. METODE DE EVALUARE A REZISTENȚEI DE DURATĂ, $\sigma_{R/t}$.		
3.1. Rezistența la rupere la fluaj, $\sigma_{R/t}$, timpul până la rupere, t_r , degradarea materialului, ψ		36
3.2. Metoda de evaluare a degradărilor.....		39
3.2.1. Metoda însumării liniare a degradărilor.....		39
3.2.2. Metoda de evaluare a t_r -ului pe baza vitezei deformației de fluaj.....		42
3.2.3. Evaluarea degradării pe baza energiei disipate în procesul de fluaj ...		45
3.2.4. Evaluarea metodei însumării liniare a degradărilor, pentru variația în trepte a sarcinii.....		49
3.3. Metode de extrapolare a rezultatelor încercărilor de fluaj.....		53
3.3.1. Extrapolarea pe baza încercărilor de scurtă durată.....		53
3.3.2. Metode parametrice de extrapolare.....		54
3.3.2.1. Metoda Larson-Miller.....		56
3.3.2.2. Metoda Sherby-Dorn.....		58
3.3.2.3. Metoda Manson-Haford.....		58

3.3.2.4. Metoda Murry.....	60
3.3.2.5. Metoda Constantinescu	60
3.3.2.6. Metoda Manson	60
3.3.3. Metoda grafică de extrapolare	60
3.4. Determinarea caracteristicilor de fluaj prin încercări la întindere cu viteză de deformare mică, (LSRTT)	63
3.4.1. Încercarea la tracțiune cu viteză de deformare scăzută	63
3.4.2. Evaluarea duratei de viață remanente	65
3.5. Determinarea duratei de viață, (t_r), printr-o încercare de fluaj incremental	67
Capitolul 4. FLUAJ NESTAȚIONAR	
4.1. Fluaj sub sarcină variabilă	73
4.2. Fluaj la temperatură variabilă	84
4.2.1. Fluaj tranzitoriu sub sarcină constantă și temperatură variabilă.....	85
4.2.2. Fluaj staționar la sarcină constantă și temperatură variabilă.....	86
4.2.3. Încercări de fluaj la temperatură variabilă în trepte	89
4.3. Fluajul în condițiile variațiilor mari de sarcină și/sau temperatură	93
4.4. Interacțiunea fluaj-oboșală	98
4.4.1. Interacțiunea fluaj-oboșală în domeniul durabilităților mici	100
Capitolul 5. METODE DE CALCUL LA FLUAJ PENTRU UN TUB CU PEREȚI GROȘI, SOLICITAT LA PRESIUNE INTERIOARĂ	
5.1. Cazul fluajului stabilizat.....	108
5.1.1. Relații de bază pentru tubul cu pereți groși	108
5.1.2. Calculul la fluaj stabilizat	111
5.1.3. Calculul fluajului staționar la tuburile cu pereți groși, cu încălzire neuniformă	113
5.1.4. Calculul la fluaj în cazul temperaturii variabile radial, ținând cont de deformațiile și de tensiunile termice	114
5.1.5. Calculul la fluaj nestaționar	118
5.2. Determinarea timpului până la rupere, la fluajul unui tub cu pereți groși	123
5.3. Metoda elementului finit, (F.E.M.), aplicată la analiza termoelasto-plastică a fluajului	130
5.3.1. Metoda elementului finit-considerații generale	131
5.3.2. Particularitățile aplicării metodei elementului finit, FEM, în cazul fluajului termoelasto-plastic.....	133

5.3.3. Algoritm de rezolvare a unei probleme de element finit cu programul de analiză TESPAC.....	137
5.3.4. Verificarea programului TESPAC	138
5.4. Aplicarea programului COSMOS/M pentru un tub cu pereți groși solicitat la presiune interioară variabilă ciclic în condițiile existenței unui gradient termic logaritmic pe grosimea peretelui.....	141
Capitolul 6. ÎNCERCĂRI EXPERIMENTALE EFECTUATE ASUPRA A DOUĂ OȚELURI FERITICE, ÎN VEDEREA EVALUĂRII COMPORTĂRII MECANICE LA TEMPERATURI RIDICATE	
6.1. Influența temperaturii asupra caracteristicilor mecanice de scurtă durată	163
6.2. Încercări pentru determinarea caracteristicilor de fluaj	168
6.2.1. Încercări de fluaj asupra oțelului A42C	168
6.2.2. Încercări de fluaj asupra oțelului OAT1	172
6.3. Încercări de fluaj asupra oțelului OAT1 în condițiile variației în trepte a tensiunii aplicate.....	176
6.3.2. Încercări de fluaj la temperatură variabilă	186
Capitolul 7. INFLUENȚA TEMPERATURILOR VARIABLE ASUPRA COMPORTĂRII MECANICE ȘI LA FLUAJ, A UNOR ȚEVI DINTR-UN ALIAJ REFRACTAR, (INCOLLOY 800)	
7.1. Încercări mecanice de scurtă durată	190
7.1.1. Încercări mecanice pe țevi	190
7.1.2. Încercări mecanice pe materialul țevilor	191
7.1.2.1. Încercări la tracțiune statică folosind epruvete cilindrice..	191
7.1.2.2. Încercări la tracțiune statică folosind epruvete plate	193
7.2. Încercări de fluaj	196
Capitolul 8. CONCLUZII ȘI CONTRIBUȚII PERSONALE.....	
8.1. Concluzii.....	203
8.2. Contribuții personale	204
BIBLIOGRAFIE	206
ANEXE	215

CAPITOLUL 1.

FLUAI.

1.1. Fluaj. Noțiuni generale.

Comportarea plastică a unui metal la cald poate fi reprezentată într-o diagramă triaxială (Fig.1.1), [18], care prezintă creșterea deformației specifice a unei bare de secțiune constantă sollicitată la întindere axială, în funcție de timp și de sollicitare.

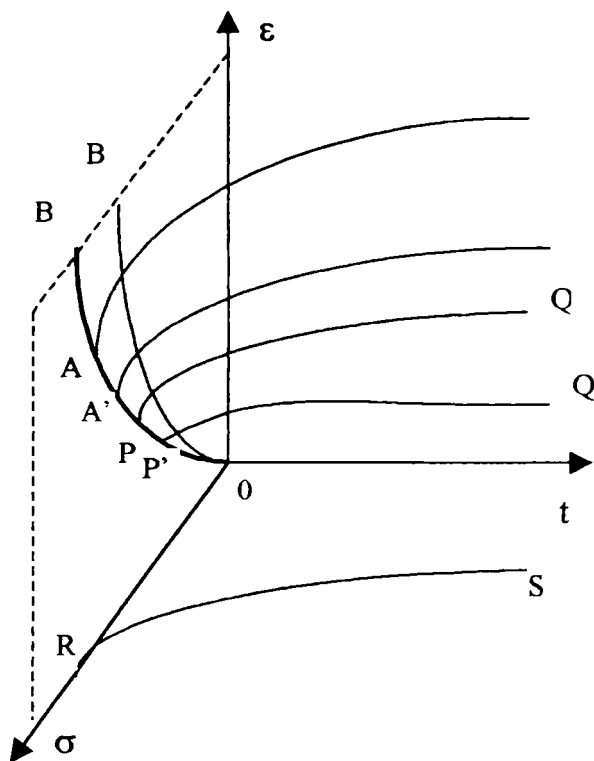


Fig.1.1. Curbe "σ-ε-t".

Curba OAB reprezintă curba caracteristică "σ-ε" la timpul inițial iar curbele PQ și P'Q' creșterea deformației în funcție de timp pentru două valori constante ale tensiunii.

La temperaturi ridicate curba "σ-ε" nu este unică, ea depinzând de viteza cu care se face încărcarea. Curba OAB' situată într-un plan în care deformația este proporțională cu timpul, arată scăderea tensiunii necesare pentru producerea unei deformații, cu viteza de încărcare.

Curbele tensiune-deformație-timp (σ-ε-t) deși nu descriu în mod exact comportarea material oarecare, dau totuși o idee calitativă a relației existente între cele trei tipuri de încercări

curente:

- încercarea la întindere (σ-ε) la viteză de deformație constantă (curbele OAB);
- încercarea la fluaj (curbele PQ);
- încercarea la relaxare (curba RS).

Fluajul este definit ca fiind fenomenul de deformare plastică continuă a materialului în timp. Comportarea metalelor la fluaj este descrisă de cele mai multe ori prin intermediul curbelor clasice de fluaj (ε-t la sarcină sau σ constante), Fig.1.2, sau prin intermediul curbelor izocrone "σ-ε", (la t= constant). Curba de fluaj este puternic influențată de valoarea tensiunii sau a temperaturii la care se desfășoară încercarea (Fig.1.3.b). Pentru determinarea caracteristicilor de fluaj ale materialelor se efectuează încercări de fluaj la temperatură și sarcină sau tensiune

constante, din care să rezulte curbe de fluaj. Pe o curbă de fluaj clasică se pot evidenția următoarele domenii :

- OA - deformația inițială;
- I - domeniul fluajului decelerat (primar);
- II - domeniul fluajului stabilizat (secundar, staționar);
- III- domeniul fluajului accelerat (terțiar).

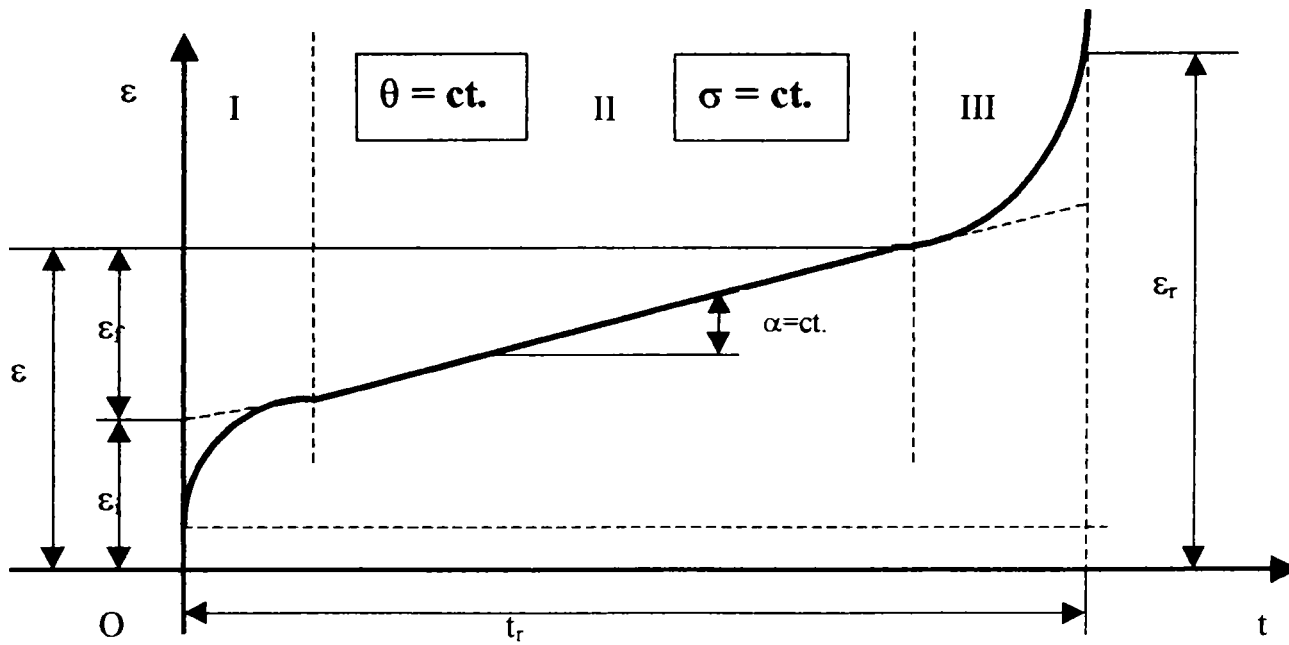


Fig.1.2. Curbă clasică de fluaj,
obținută la sarcină și temperatură constantă,[20].

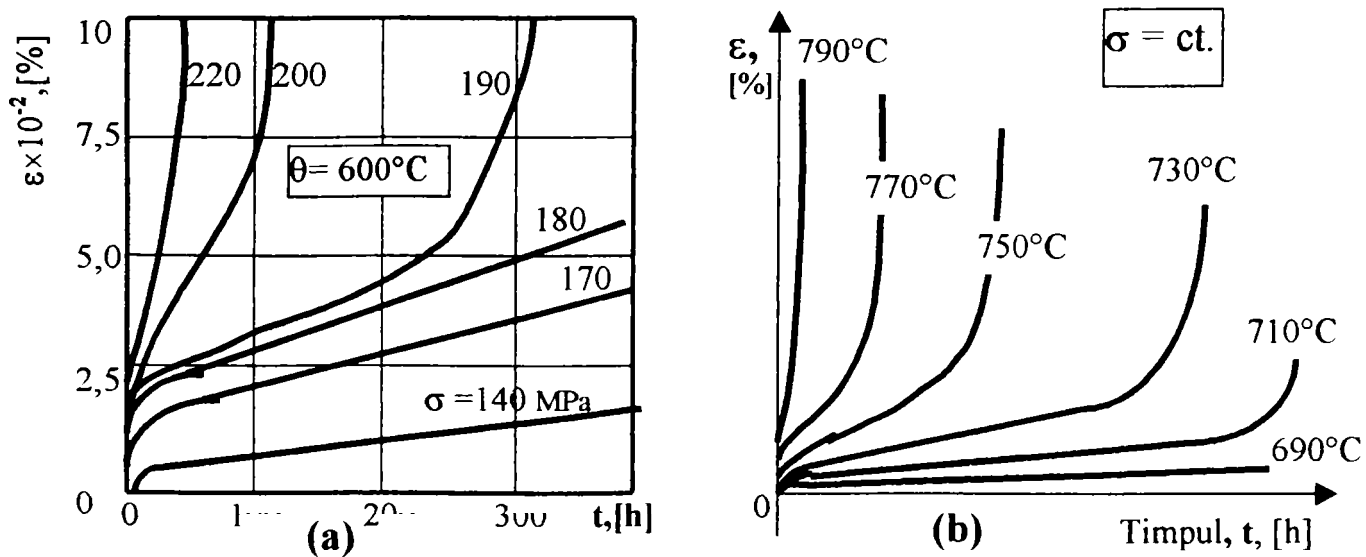


Fig.1.3. Curbe de fluaj obținute pentru diverse:
a)-tensiuni; b)-temperaturi,[62], [75].

In plus:

- viteza minimă de fluaj $\text{tg } \alpha = \dot{\epsilon}$;

- ruperea care se produce în punctul **D** caracterizat de t_r și ε_r (timpul până la rupere și respectiv deformația totală la rupere).

Cea mai des întâlnită descriere a curbei de fluaj este dată sub forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_i + \varepsilon_f \quad (1.1)$$

care consideră deformația totală de fluaj ca fiind compusă dintr-o deformație inițială ε_i (reprezentând segmentul determinat pe axa deformațiilor de prelungirea dreptei BC) și o deformație de fluaj stabilizat (la viteza de deformație constantă) ε_f .

În această relație:

$$\varepsilon_i = A \cdot \sigma^m \quad (1.2)$$

unde **A** și **m** sunt constante de material dependente de temperatură, iar:

$$\varepsilon_f = t \cdot B \cdot \sigma^n \quad (1.3)$$

unde **B** și **n** sunt constante de material dependente de temperatură.

Dacă deformația ε se produce într-un interval de timp mare (cazul turbinelor, conductelor de aburi etc.) deformația inițială poate fi neglijată și ecuația (1.1) se reduce la :

$$\varepsilon = \varepsilon_f = t \cdot B \cdot \sigma^n \quad (1.4)$$

din care rezultă:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = B \cdot \sigma^n \quad (1.5)$$

în care **B** este constantă de material la o temperatură dată și reprezintă viteza:

$$B = \frac{\dot{\varepsilon}_1}{\sigma_1^n} \quad (1.6)$$

unde: $\dot{\varepsilon}$, viteza de fluaj; **n** - panta dreptei "log σ - log $\dot{\varepsilon}$ " constantă pentru un material la o temperatură dată:

$$n = \frac{\lg\left(\frac{\dot{\varepsilon}_1}{\dot{\varepsilon}_2}\right)}{\lg\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)} \quad (1.7)$$

Fluajul a fost interpretat ca fiind consecința deteriorării microstructurii pe baza a diverse mecanisme de degradare, dintre care cel mai important pare a fi, cel puțin pentru oțeluri, cel bazat pe teoria dislocațiilor. Astfel legea lui Norton dezvăluie măsura în care viteza de fluaj este

influențată de principalele variabile ale procesului de fluaj (rezistența materialului, temperatură și tensiune):

$$\varepsilon = (\sigma_0 - \sigma_i)^n \cdot e^{\frac{Q}{RT}} ; \varepsilon = \dot{\varepsilon} \cdot t \quad (1.8)$$

unde: σ_i , tensiunea internă; σ_0 - tensiunea aplicată; T - temperatura de serviciu; Q - energia de activare termică; R - constanta gazelor perfecte; $n > 4$ - exponentul lui Norton.

Conform acestei legi durata de serviciu se încheie când ε atinge valoarea alungirii de rupere $A_u = \dot{\varepsilon} t_R$. Până la rupere materialul trece prin diversele stadii de fluaj timp în care suferă transformări care însoțesc deformarea la temperaturi înalte, (Fig. 1.4).

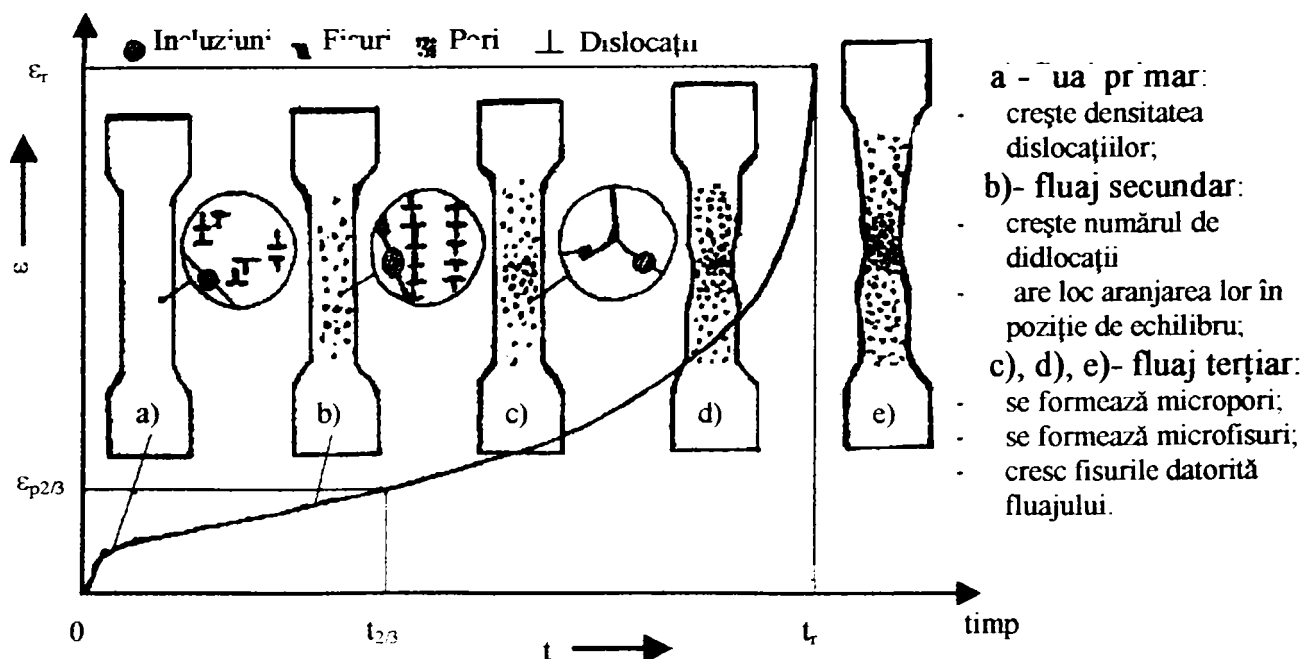


Fig. 1.4. Evoluția deformării pe diferitele stadii de fluaj, [82].

Astfel primele stadii de fluaj sunt determinate de formarea și deplasarea dislocațiilor, care determină producerea simultană a ecruisării și revenirii, fenomene care tind să aducă structura spre o stare stabilă din punct de vedere termodinamic. Aceste transformări sunt în general reversibile. Pe domeniul fluajului primar, (I/a-în Fig.1.4), are loc creșterea numărului de dislocații, creștere care continuă și pe domeniul fluajului staționar, concomitent cu aranjarea dislocațiilor în poziții de echilibru, (II/b-în Fig.1.4). În cel de-al 3-lea stadiu al fluajului se produc transformări suplimentare ireversibile cum ar fi formarea microporilor, a microfisurilor și creșterea fisurilor prin fluaj, (III/c,d,e- în Fig.1.4). Creșterea vitezei de fluaj este determinată de creșterea tensiunii ca urmare a reducerii ariei secțiunii transversale cauzată de microfisuri, micropori și de gătuirea materialelor ductile.

Dacă nivelul tensiunilor este ridicat predomină influența creșterii tensiunilor datorată gâtuirii; la tensiuni relativ scăzute înainte de producerea contracției locale s-a remarcat formarea de micropori. În acest ultim stadiu de fluaj, mecanismul de fluaj se modifică trecând de la un proces transcristalin când tensiunile sunt mari la un proces intercristalin când tensiunile sunt scăzute [111],[119].

Fiecare stadiu al fluajului poate fi descris de câte o relație. Astfel pentru fluajul tranzitoriu (primar sau parabolic) este valabilă relația:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \beta \cdot t^m \quad (1.9)$$

unde: β , m constante. Andrade a propus pentru m valoarea $1/3$ dar cercetări ulterioare au arătat că m ia valori între $(0,15; 0,8)$, [111].

Al doilea stadiu numit și staționar, cvasivâscos sau secundar, este reprezentat de o dreaptă:

$$\varepsilon = k + \alpha \cdot t \quad (1.10)$$

O curbă clasică de fluaj (vezi Fig.1.2) poate fi descrisă cu ajutorul unei funcții de forma:

$$\varepsilon = f(\sigma, t, T) = f_1(\sigma) \cdot f_2(t) \cdot f_3(T) \quad (1.11)$$

în care σ , t și T reprezintă tensiunea aplicată, timpul și respectiv temperatura.

Există, desigur, diferite forme ale funcțiilor $f_1(\sigma)$, $f_2(t)$ și $f_3(T)$ propuse de diverși cercetători. Câteva dintre cele mai des utilizate sunt prezentate mai jos:

Pentru $f_1(\sigma)$:

- Norton : $f_1(\sigma) = K \cdot \sigma^n$
- Mc.Vetty : $f_1(\sigma) = A \cdot \sinh(\sigma/\sigma_0)$
- Soderberg : $f_1(\sigma) = B [\exp(\sigma/\sigma_0) - 1]$ (1.12)
- Dorn : $f_1(\sigma) = C \cdot \exp(\sigma/\sigma_0)$
- Johnson : $f_1(\sigma) = D_1 \cdot \sigma^{m_1} + D_2 \cdot \sigma^{m_2}$
- Garofalo : $f_1(\sigma) = A [\sinh(\sigma/\sigma_0)]^m$

unde K , A , B , C , D , m , n , m_1 și m_2 sunt constante de material, [34],[42],[63],[71],[88].

Pentru $f_2(t)$:

- Andrade : $f_2(t) = (1 + b \cdot t^{1/3}) \exp(kt) - 1$,
- Bailey : $f_2(t) = F \cdot t^n$ ($1/3 \leq n \leq 1/2$) (1.13)
- Mc.Vetty : $f_2(t) = G \cdot (1 - e^{-qt}) + H \cdot t$

- Graham și Walles : $f_2 = \sum a_i \cdot t^{n_i}$

unde $F, G, H, a_i, b, k, n, n_i$ și q sunt constante de material, [44], [83], [110], [115].

Pentru $f_3(T)$ cea mai utilizată formă este:

$$f_3(T) = A \cdot \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad (1.14)$$

unde: Q - energia de activare; R - constanta lui Boltzmann; T - temperatura absolută, [28].

Pentru majoritatea aplicațiilor se utilizează legea lui Norton. Ca urmare, ținând cont de formele cele mai uzuale ale funcțiilor f_1, f_2, f_3 , ecuația (1.11) devine:

$$\varepsilon = K_c \cdot \sigma^n \cdot t \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (1.15)$$

sau

$$\varepsilon = K_c \cdot \sigma^n \cdot \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \quad (1.16)$$

unde K_c și n , constante de material.

Pentru starea triaxială de tensiune, ecuațiile (1.15) respectiv (1.16) rămân valabile cu specificarea că în locul deformației, ε , și al tensiunii, σ , se vor utiliza deformația echivalentă, ε_e , și respectiv tensiunea echivalentă, σ_e , definite cu relațiile, [92]:

$$\varepsilon_e = \frac{\sqrt{2}}{3} [(\varepsilon_x - \varepsilon_y)^2 + (\varepsilon_y - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_x)^2 + 6(\gamma_{xy}^2 + \gamma_{yz}^2 + \gamma_{zx}^2)]^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} \sigma_e &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)]^{\frac{1}{2}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Pentru viteza de fluaj a unui oțel austenitic tip 304, legea lui Norton a fost exprimată de Pizzo, în [91], sub forma:

$$\dot{\varepsilon} = 4,63 \cdot 10^{34} \cdot \frac{D}{GT} \cdot \left(\frac{\sigma}{G}\right)^3, \left[\frac{1}{h}\right],$$

unde:

$$D = 0,37 \cdot 10^{-4} \cdot \exp\left(\frac{3,37 \cdot 10^4}{T}\right), [m^2/s],$$

$$G = 8,1 \cdot 10^4 \cdot [1 - 4,7 \cdot 10^{-4}(T - 300)] \quad [\text{MPa}],$$

, și T este temperatura materialului, în $^{\circ}\text{K}$.

1.2. Influența temperaturii asupra fluajului oțelurilor.

Principalele efecte ale temperaturii asupra caracteristicilor mecanice ale oțelurilor, determinate pe baza încercărilor statice, sunt :

- caracteristicile de rezistență, (limitele de proporționalitate, de elasticitate și de curgere), scad cu creșterea temperaturii;
- caracteristicile de ductilitate, (alungirea la rupere, A , și gătuirea la rupere, ψ), cresc cu creșterea temperaturii, după ce înregistrează valori minime la o temperatură cuprinsă între 200 și 300 $^{\circ}\text{C}$;
- limita de curgere, $\sigma_{0,2}$ este mai puțin evidențiată pe curba caracteristică peste 600 $^{\circ}\text{C}$;
- rezistența la rupere, R_{tm} , crește, atinge o valoare maximă la aceeași temperatură la care A este minimă, apoi scade brusc, cu creșterea temperaturii .

Durata de expunere a oțelurilor la temperaturi ridicate influențează în mică măsură caracteristicile lor mecanice, [64]. Vitezele de deformare în schimb, modifică esențial toate caracteristicile mecanice, așa cum se poate vedea din Fig.1.5 pentru cazul unui oțel feritic, cu 2,25 % Cr și 1 % Mo. Se constată că atât limita de curgere, $\sigma_{0,2}$, cât și rezistența la rupere, R_{tm} , scad cu creșterea temperaturii, scăderea mai accentuată având-o $\sigma_{0,2}$, la viteze mari de deformare.

Pentru viteze de deformare mici, specifice fluajului, $\sigma_{0,2}$ are o descreștere mai puțin accentuată decât cea corespunzătoare vitezelor mari, în timp ce R_{tm} - ul are un maxim în jurul temperaturii de 370 $^{\circ}\text{C}$, după care scade foarte rapid. La temperaturile de interes pentru fluaj, între 500 $^{\circ}\text{C}$ și 600 $^{\circ}\text{C}$, rezistența la rupere are practic o valoare cu mult mai scăzută decât cea corespunzătoare încercărilor de tracțiune clasice, (la viteze mari de deformație).

Kanter, [51], a scos în evidență încă din 1938 că fluajul este determinat de procese activate termic. Cinetica acestor procese depinde de temperatura după o lege exponențială : " $\exp(-\Delta H_i/RT)$ ", unde : ΔH_i = energia de activare a procesului "i", care controlează fluajul; R = constanta gazelor perfecte; T = temperatura absolută.

Cum fluajul este un mecanism complex în care intervin mai multe mecanisme la scară atomică, fiecare din ele cu energia proprie de activare, este necesar să se cunoască aceste mecanisme și modul lor de acțiune, adică să se știe dacă ele se produc sau nu, simultan. Dacă mecanismele care intervin în timpul fluajului sînt interdependente, atunci mecanismul cel mai lent va da energia de activare care influențează decisiv fluajul, și această energie este cea

maximă. Dacă mecanismele se produc succesiv, adică independent unul față de altul, atunci mecanismul cel mai rapid va determina fluajul prin energia sa de activare, care este cea mai mică.

Viteza de fluaj, [18], se poate exprimi prin relația :

$$\dot{\varepsilon} = \sum Z_i(v, T, S) \cdot \sigma_i(T, S) \cdot \exp\left[-\frac{\Delta H_i(T, S)}{RT}\right], \quad (1.22)$$

unde :

- Z_i = o funcție de frecvență a vibrațiilor deplasărilor elementare, de variația entropiei, de temperatura T_i și de factorul de structură S_i ;

- σ_i = o funcție reprezentând influența tensiunii, care variază cu temperatura și cu structura;

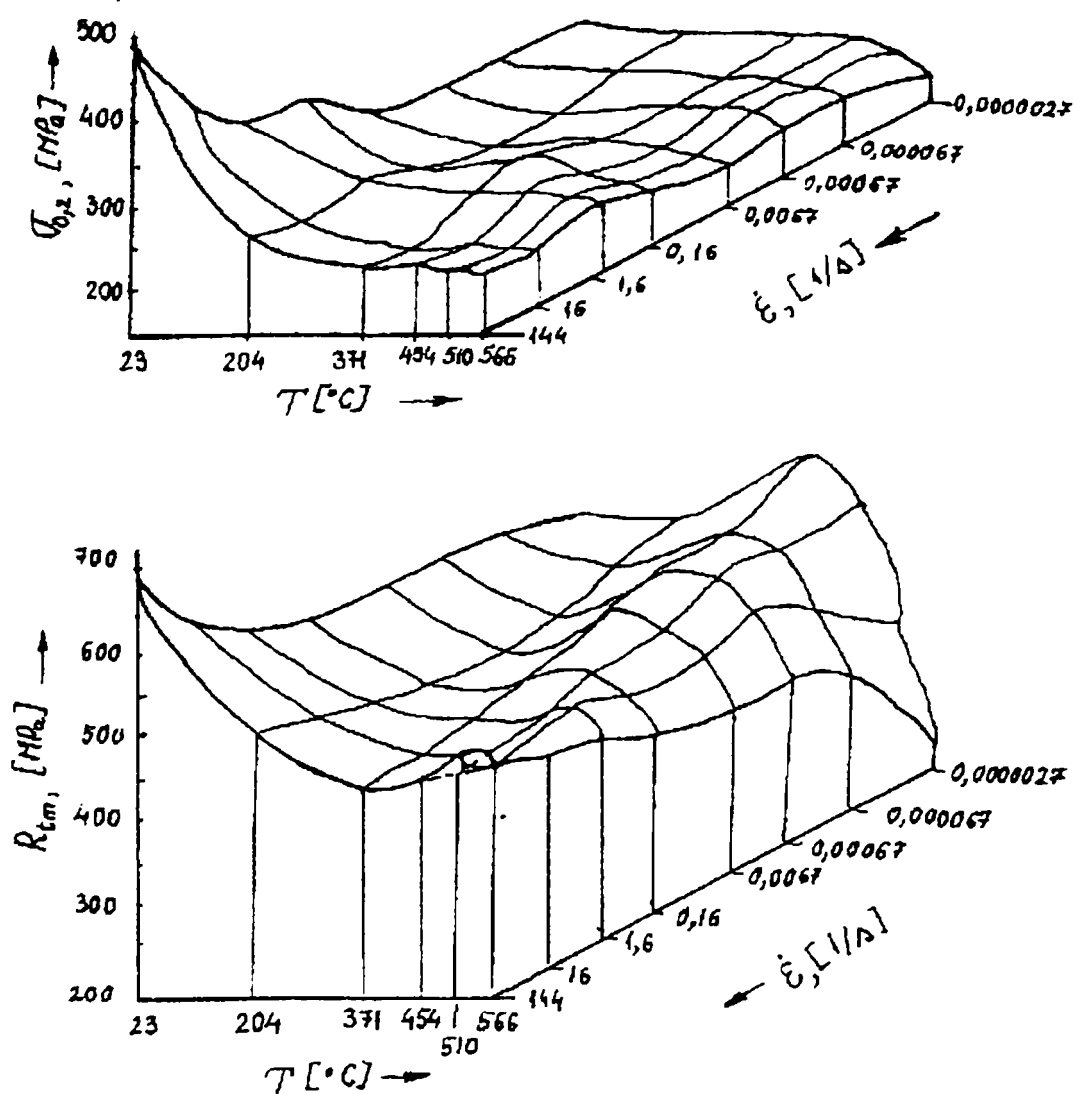


Fig.1.5. Variația valorilor $\sigma_{0,2}$ și R_{tm} cu temperatura și viteza de deformație,[64].

- ΔH_i = energia de activare a mecanismului "i" care controlează fluajul, și care poate depinde de temperatură și de structură.

Factorul de structură S depinde de numărul, distribuția și lungimea dislocațiilor, de mărimea grăunților, de natura și repartiția precipitărilor, ca și de alți diverși parametri geometrici.

Determinarea lui ΔH_i este dificilă și de aceea practic se determină o valoare ΔH_c , apropiată de ΔH_i , considerîndu-se că Z_i și σ_i se mențin constante pentru intervale mici de temperatură și pentru o deformare și o tensiune date, și că ΔH_i nu depinde de σ . Pentru a găsi valoarea lui ΔH_c , în timpul unei încercări de fluaj se modifică brusc temperatura, de la valoarea T_1 la T_2 , (T_2 poate fi mai mică sau mai mare decât T_1) și se calculează ΔH_c cu relația:

$$\Delta H_c = \frac{R \cdot \ln(\dot{\epsilon}_1 / \dot{\epsilon}_2)}{(1/T_2 - 1/T_1)}, \quad (1.23)$$

unde ϵ_1 și ϵ_2 sînt vitezele de fluaj înainte și respectiv după modificarea temperaturii (Fig.1.6).

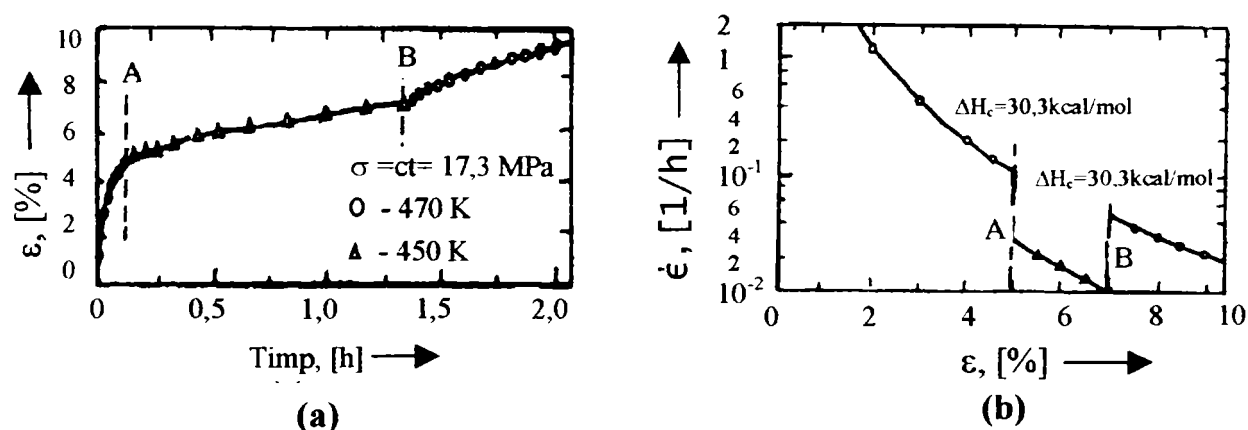


Fig.1.6. Determinarea experimentală a lui ΔH_c , [42]; a)-curba de fluaj;

b)-variația vitezei de fluaj, la modificarea bruscă a temperaturii în punctele A și B.

În Fig.1.6 se prezintă o încercare la fluaj pe o probă de Al, în timpul căreia temperatura se modifică brusc de două ori, în momentele A și B. Fig.1.6a prezintă efectele asupra curbei de fluaj, iar Fig.1.6b arată variația vitezei de fluaj cu deformația ϵ , la modificarea bruscă a temperaturii, între 450°C și 470°C, în A și B.

Principalele mecanisme care controlează fluajul metalelor și aliajelor la temperaturi scăzute sunt: lunecările și intersecțiile dislocațiilor. Fluajul la temperaturi ridicate este "controlat" de procesele de difuzie și autodifuzie. La temperaturi de aproximativ $0,5 T_f$, (T_f —temperatura de topire), ΔH_c este apropiată de energia de autodifuzie ΔH_d , care pentru oțelurile carbon are valori cuprinse între 53,8 și 59 kcal/mol. Pentru oțelurile inoxidabile feritice și pentru cele austenitice,

la tensiuni relativ mici și la temperaturi sub 816°C, ΔH_c variază puțin cu compoziția chimică și structura, și se poate determina pe baza relației :

$$\ln \sigma = \frac{\ln \dot{\epsilon}}{n \cdot S'} + \frac{\Delta H_c}{n \cdot R \cdot T}, \quad (1.24)$$

unde:

- S' = factor de structură care rămîne constant pe durata fluajului secundar;
- n = indice de fluaj.

Influența temperaturii asupra procesului de fluaj se apreciază prin "temperatura echivalentă", T_{ech} , egală cu raportul dintre temperatura absolută la care se face încercarea, T_{inc} , și temperatura absolută de topire a materialului respectiv, T_f :

$$T_{ech} = \frac{T_{inc}}{T_f} \quad (1.25)$$

Prin intermediul lui T_{ech} se poate face o comparație între comportarea la fluaj a două sau mai multe materiale diferite, considerându-se că fluajul s-ar desfășura identic dacă materialele ar fi încercate la aceeași valoare a lui T_{ech} , chiar dacă temperaturile efective de încercare sunt diferite.

Spre exemplu, fluajul unei probe din oțel la $T_{inc} = 675^\circ\text{C}$, se desfășoară la fel cu fluajul unei probe din Cu la 445°C , din Al la 210°C sau din Pb la 40°C , (Fig.1.7).

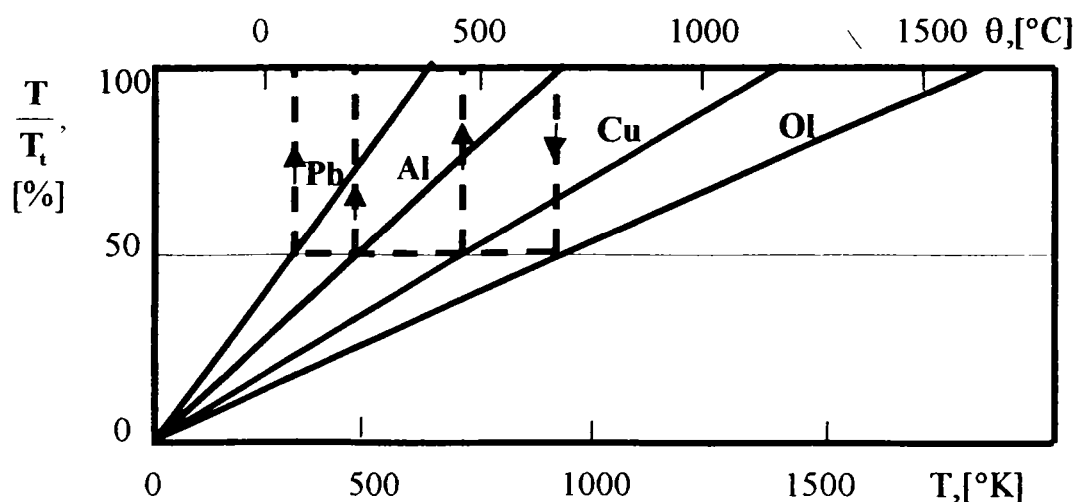


Fig.1.7. Diagrama temperaturilor echivalente, T_{ech} , [95].

Variația rezistenței la fluaj, $(\sigma_{e/tr})$, funcție de temperatură pentru cîteva oțeluri frecvent utilizate în instalații ce lucrează la fluaj, este prezentată în Fig.1.8, [51]. Pe figură se pot evidenția și domeniile de temperatură pentru care utilizarea fiecărei mărci de oțel este recomandată.

Un alt aspect al influenței temperaturii asupra procesului de fluaj, este legat de așa numita "temperatură de echicoeziune", TEC, definită de Jefries ca fiind temperatura la care atât grăunții

cît și limitele lor au aceeași rezistență (Fig.1.9a). Această valoare a temperaturii, care marchează trecerea de la ruperea transcristalină la cea intercristalină, nu este fixă. În afară de efectul pe care-l are tensiunea asupra TEC, aceasta mai este influențată și de viteza de deformație.

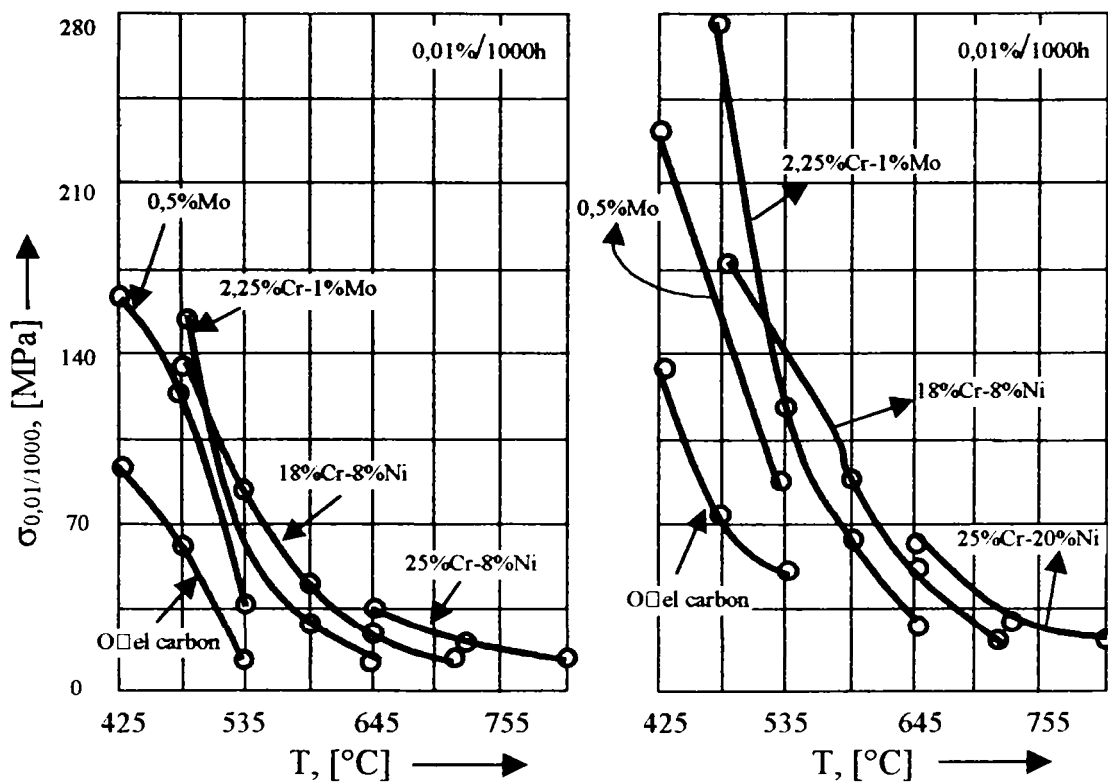


Fig. 1.8. Variația rezistenței la fluaj, $\sigma_{\varepsilon/tr}$, cu temperatura, pentru cîteva mărci de oțel, [51].

În Fig.1.9b se observă că scăderea vitezei de deformare conduce la o micșorare a valorii TEC, și ca urmare, se mărește tendința de rupere intercristalină. Se poate observa că efectul vitezei de deformare asupra relației dintre rezistență și temperatură este mult mai pronunțat pentru rezistența limitelor, decît pentru cea a grăunților. Deoarece mărimea suprafeței limitelor scade atunci cînd crește dimensiunea grăunților, un material cu o granulație mai mare va avea o rezistență mai mare peste TEC, decît un material cu o granulație fină. Sub TEC lucrurile se petrec invers.

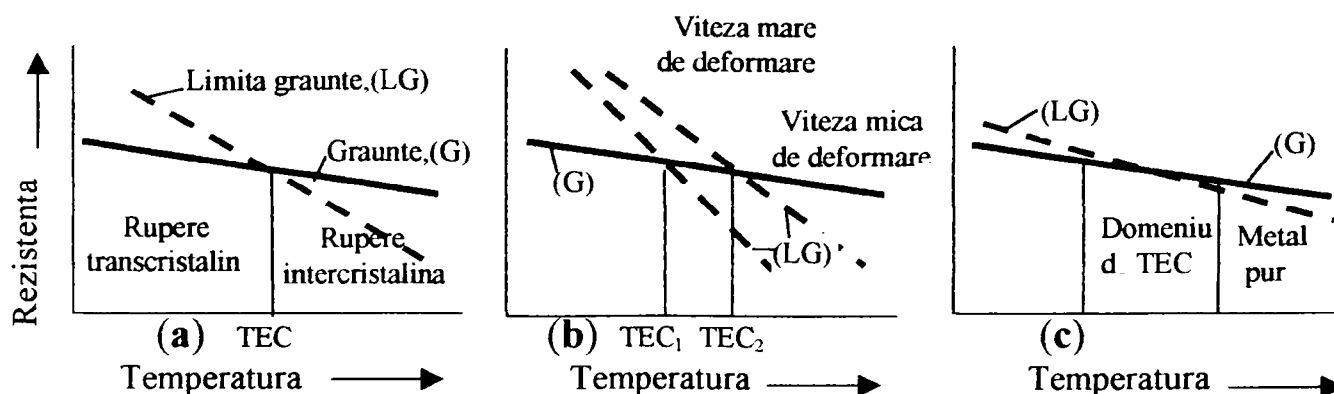


Fig. 1.9. Definierea temperaturii de echicoeziune, [29].

Pentru un material cu puritate ridicată există un domeniu larg de temperaturi în care rezistența grăunților și cea a limitelor sunt apropiate, (Fig.1.9c), astfel că ruperea transcristalină poate să se producă și la temperaturi destul de ridicate.

În condiții de fluaj au fost remarcate două tipuri de rupere intercristalină. În cazul în care poate apărea alunecarea limitelor, fisurile se pot iniția în punctele triple, în care se întâlnesc trei grăunți. Acest tip de rupere datorat limitelor este predominant când tensiunile aplicate sunt mari. În Fig.1.10 se prezintă schematic mai multe moduri în care se pot forma fisurile, ca urmare a alunecărilor ce au loc de-a lungul limitelor grăunților.

Zener,[29], a arătat că într-un punct triplu trebuie să se dezvolte tensiuni normale de tracțiune mari, datorită tensiunilor tangențiale ce acționează de-a lungul limitelor. În cazurile în care este posibil să se producă migrații și îngroșări ale limitelor, scade tendința de rupere datorită limitelor. Migrația limitelor produce o deplasare a limitei deformate într-o zonă nedeformată a cristalului, în timp ce formarea de îngroșări permite reducerea concentrării de tensiune existentă în colțurile grăunților, datorită deformării plastice ce are loc în interiorul grăunților.

Al doilea tip de rupere intercristalină se caracterizează și este determinat de porii limitelor grăunților, în special pe acelea care sînt perpendiculare pe tensiunea normală. Porii cresc în dimensiuni și se unesc, pentru a forma fisuri. Acest tip de rupere este predominant cînd tensiunile aplicate sînt mici, deci cînd ruperea se produce după un timp îndelungat. Explicarea acestei rupe se poate face prin două teorii. Prima admite ipoteza că porii se formează prin condensarea vacanțelor și cresc datorită difuziunii acestora. Baluffi și Seigle,[29], au propus o teorie care explică creșterea porilor prin mecanisme asemănătoare celor care au loc la sinteza pu ber lor metalice. Mai este, însă, ca porii să se formeze atît printr-un proces de condensare a vacanțelor, cît și ca urmare a unei curgeri plastice locale.

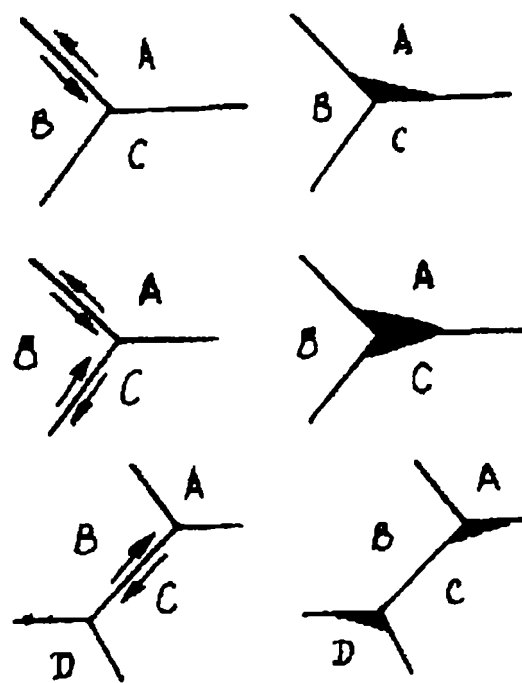


Fig. 1.10. Formarea fisurilor ca urmare a alunecărilor pe rosturile grăunților,[29].

CAPITOLUL 2.

TEORII SI MECANISME DE FLUAJ

2.1. Teorii de fluaj. Clasificare.

Observațiile experimentale asupra mecanismelor de producere a fluajului au permis stabilirea de legi matematice care să lege deformațiile de timp și să precizeze influența tensiunii și a temperaturii asupra vitezei de fluaj. Aceste legi bazate pe micromecanismele care intervin la scară atomică poartă denumirea de legi fizice ale fluajului.

Deși s-au propus, în timp, multe teorii de fluaj, puține dintre ele concordă cu rezultatele experimentale și aceasta deoarece unele dintre ele, cele mai vechi, se bazează pe modele atomice incomplete sau nerealiste. Teoriile fizice mai recente, bazate pe deplasarea dislocațiilor se arată a fi mai apropiate de realitate, dar nici ele nu pot explica satisfăcător numeroasele aspecte ale comportării la fluaj și mai ales modificările structurale care apar în cursul deformării.

Teoriile de fluaj pot fi grupate în două mari clase:

A. Teorii de fluaj macroanalitice, bazate pe modele mecanice prin combinarea modelelor elastice, (de tip Hooke), cu modele tenace sau vâscoase, (de tip Newton).

B. Teorii tehnice sau ipoteze de fluaj, elaborate plecând de la ecuația mecanică de stare și ținând cont de încercările experimentale:

B.1. Ipoteza întăririi;

B.2. Ipoteza curgerii;

B.3. Ipoteza îmbătrânirii;

B.4. Ipoteza eredității plastice

C. Teorii fizice de fluaj.

C.1. Teorii ale fluajului tranzitoriu

C.1.1. Teorii bazate pe saturație,[105]:

- Teoria Mott și Nabarro;

- Teoria fluajului logaritmic (Smith).

C.1.2. Teorii în care intervine fenomenul consolidării,[117]:

- Teoria fluajului parabolic (Bailey- Orowan, Leckie- Ponter);

- Teoria frecărilor interioare rețelei (Weertman, Chen-Argon);

- Teorii bazate pe mecanismul intersecțiilor dislocațiilor (Seeger, Osborne și Dorn).

C.1.3. Teorii bazate pe multiplicarea și blocarea dislocațiilor (Li, Akulov, Mitra,

McLean).

C.2. Teorii ale fluajului staționar:

C.2.1. Teorii ale fluajului vâscos (difuziei),[121]:

- Teorii bazate pe difuzia vacanțelor (Nabarro- Herring, Kanter);
- Teorii care țin cont de cinetica transformărilor (Glasstone, Eyring, Kauzman).

C.2.2. Teorii de fluaj care țin cont de dislocații,[88]:

- Teoria consolidării (Nowick și Machlui, Gittus);
- Teoria restaurării (Cottrell și Aytkeni, Mott);
- Teoria cățărării dislocațiilor (Rice, Weertman);
- Teoria propagării dislocațiilor printre obstacole (Mott, Felthan);
- Teoria nodurilor de dislocații (Li).

C.2.3. Teorii de fluaj ale agregatelor:

- Teoria microfluajului (Weertman);
- Teorii valabile pentru aliaje cu faze disperse (Ansell și Weertman).

C.2.4. Teoria dislocațiilor mobile și a influenței mărimii grăunților (Lee, Xiao, Delph), [63].

C.3. Teorii de fluaj bazate pe mecanismul transformărilor intergranulare:

- Teoria deformării vâscoase a limitelor grăunților (Mott, Ke).
- Teoria inițierii fisurilor pe limitele dintre grăunți, (Gell, Leverant, Raj, Ashby).
- Teoria lunecării limitelor grăunților, (Crossman, Ashby).

2.2. Teorii macroanalitice.

Aceste teorii se bazează pe mecanica mediilor continue și studiază comportarea materialelor (din punct de vedere reologic) pe baza unor concepte fizice, concepte matematice și îndeosebi pe teoriile elasticității și plasticității.

Pentru elaborarea modelelor care să descrie dependența dintre deformații, tensiuni, vitezele lor de modificare și timp, au fost propuse mai multe modele mecanice, constituite din combinații de modele elastice (tip Hooke) și tenace sau vâscoase (tip Newton).

Constructiv, modelul Hooke poate fi reprezentat sub forma unui arc (Fig. 2.1 a), a cărui alungire (δ_y) este proporțională cu forța aplicată, P:

$$\delta_y = k_1 \cdot P \quad (2.1)$$

unde k_1 este coeficientul de proporționalitate.

Modelul Newton este reprezentat sub forma unui cilindru hidraulic, (Fig.2.1b), al cărui piston se deplasează cu viteza $d\delta_v / dt$, proporțională cu forța aplicată P :

$$\frac{d\delta_v}{dt} = k_2 \cdot P \quad (2.2)$$

unde: k_2 este coeficientul de proporționalitate;

δ_v - deplasarea relativă a pistonului față de cilindru.

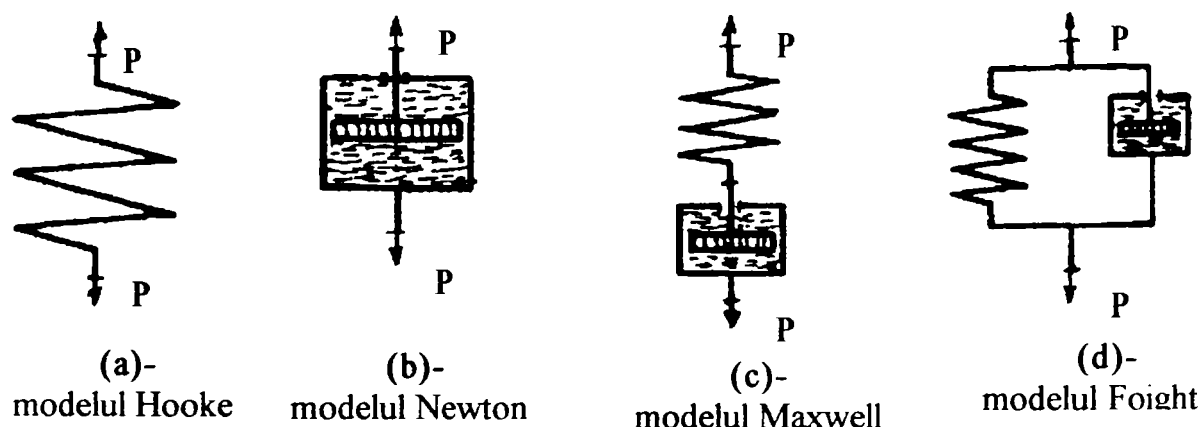


Fig.2.1. Modele mecanice pentru descrierea fluajului,[34].

Prin legarea în serie a celor două modele se obține modelul corpului Maxwell, (Fig.2.1c), pentru care deplasarea δ este suma deplasărilor corpurilor Hooke și Newton:

$$\delta = \delta_y + \delta_v \quad (2.3)$$

Prin diferențiere, în funcție de timp, și înlocuirea deplasării cu ϵ , a forței cu σ și a coeficienților K_1 și K_2 cu $1/E$, respectiv $1/\eta$, se obține:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} \quad (2.4)$$

unde: η este coeficientul de vâscozitate;

E - modulul de elasticitate.

Prin legarea în paralel a celor două modele de bază, (Fig.2.1d), se obține modelul corpului Foight, pentru care este evident că forța aplicată P este suma forțelor preluate de fiecare din modele:

$$P = P_y + P_v \quad (2.5)$$

Folosind relațiile de definiție pentru modelele de bază se obține relația:

$$P = \frac{\delta}{k_1} + \frac{1}{k_2} \cdot \frac{d\delta}{dt} \quad (2.6)$$

din care trecând la σ și ε rezultă:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon + \eta \frac{d\varepsilon}{dt} \quad (2.7)$$

Prin integrarea acestei ecuații la $\sigma = ct$ și ținând cont că la $t = 0$, $\varepsilon = 0$, rezultă:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\eta} \cdot t\right) \right] \quad (2.8)$$

Modelele Maxwell și Foight nu dau o caracterizare suficient de concordantă cu rezultatele studiului experimental al fluajului și ca urmare pentru o descriere mai completă se folosesc modele mai complicate obținute prin combinarea a mai multor modele elementare. Aceste modele însă, introduc dificultăți matematice mari.

2.3. Ipoteze de fluaj.

Elaborarea ipotezelor de fluaj este legată de necesitatea evaluării comportării materialelor în condiții reale de exploatare, pe baza încercărilor de fluaj efectuate în condiții de laborator standardizate. O ipoteză de fluaj, care constă într-o relație funcțională între variabilele ce intervin în procesul de fluaj, (deformația- ε , tensiunea- σ , viteza de variație a deformației- $\dot{\varepsilon}$, viteza de variație a tensiunii- $\dot{\sigma}$, timpul- t , temperatura- θ , starea materialului, tipul încercării, etc.), trebuie să descrie atât fenomenul de variație a deformațiilor în timp, (fluaj propriu-zis), cât și fenomenul de variație în timp a tensiunilor, (relaxarea tensiunilor). În general, piesele care funcționează în condiții de fluaj sunt supuse unor variații de sarcină și de temperatură în timp, dificil de reprodus în laborator. Ipotezele de fluaj, trebuie să permită determinarea principalelor caracteristici de rezistență la fluaj și de relaxare pe baza unor încercări de fluaj propriu-zis.

Kostinc,[65], a propus o relație completă cu un înalt grad de generalitate, cunoscută sub numele de “ecuația mecanică de stare”, ecuație care exprimă deformația infimezimală $d\varepsilon$ din intervalul de timp dt în funcție de $\sigma(t)$, temperatură, $\theta(t)$, parametrii structurali și proprietățile materialului:

$$d\varepsilon = d\varepsilon_e + d\varepsilon_t + d\varepsilon_p + d\varepsilon_f \quad (2.9)$$

unde:

- $d\varepsilon_e$ este diferențiala deformației elastice: $\varepsilon_e = \sigma / E(\theta)$;
- $d\varepsilon_t$ - diferențiala deformației datorate temperaturii:

$$\varepsilon_t = \theta \cdot \alpha(\theta); \quad (2.10)$$

- $d\varepsilon_p$ - diferențiala deformației plastice, dată de relația:

$$d\varepsilon_p = R_1 \cdot dt + R_2 \cdot d\sigma + R_3 \cdot d\theta \quad (2.11)$$

- $d\varepsilon_f$ - diferențiala deformației de fluaj: $d\varepsilon_f = R_4 \cdot dt$.

Mărimile R_i , ($i= 1,2,3,4$), sunt funcție de timp, tensiune, temperatură și de parametrii structurali q_r , ($r= 1,2,\dots,n$), definiți cu relația de forma:

$$dq_i = a_{i1} \cdot dt + a_{i2} \cdot d\sigma + a_{i3} \cdot d\theta \quad (2.12)$$

R_1 reprezintă:

- R_1 , influența proceselor care depind de timp, asupra deformației plastice (difuzie, îmbătrânire);
- R_2 - modificarea izotermă instantanee a deformației plastice în legătură cu variația tensiunii;
- R_3 - influența variației temperaturii asupra deformației plastice;
- R_4 - viteza de fluaj.

Fiecare dintre coeficienții R_i și a_{ij} au două ramuri pentru aceleași valori ale timpului, tensiunii și temperaturii. Una dintre ramuri, R'_i și a'_{ij} , corespunde deformației plastice active, iar cealaltă, R''_i și a''_{ij} , descărcării. Dependențele $R_i(t,\sigma,\theta,q_r)$ și $a_{ij}(t,\sigma,\theta,q_r)$ nu sunt cunoscute în totalitate datorită volumului mare de încercări necesare pentru separarea efectelor fiecărui parametru și a imposibilității controlului asupra celorlalți parametri.

Complexitatea deosebită a ecuației mecanice de stare prezentate, care după alți autori (Vorotnikov, Rosinski), ar trebui completată cu încă un parametru (tipul încercării), face ca abordarea fluajului la tensiune și temperatură variabilă să necesite ipoteze simplificatoare, corelate cu datele experimentale acumulate în timp.

Aprecierea oricărei ipoteze de fluaj poate fi făcută numai prin verificarea experimentală, prin diferite metode, dintre care cea mai simplă constă în compararea cu rezultate experimentale obținute pentru relaxarea tensiunilor. Studiul experimental al relaxării simple este piatra de încercare a oricărei ipoteze de fluaj.

2.3.1. Ipoteza întăririi.

La baza acestei teorii stă presupunerea că, la o anumită temperatură (deci $\theta = ct$), există un raport constant între deformația plastică (ϵ_p), viteza deformației plastice ($\dot{\epsilon}_p$) și tensiunea aplicată (σ), adică este valabilă o relație de tipul:

$$\phi_1(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p, \sigma) = 0 \quad (2.12)$$

Ipoteza a fost propusă de Nadai și Davenport,[75], și va fi examinată cu metoda trasării curbei de relaxare simplă pe baza curbelor deformației izoterme [$\epsilon = f(t)$], pentru diverse valori ale tensiunii σ .

Cunoscând curbele deformației izoterme, (Fig.2.2), pentru diverse valori ale tensiunii σ , analiza procesului de relaxare în intervalul de timp t_0 , presupune parcurgerea următoarelor etape:

- se trasează o dreaptă paralelă cu axa absciselor la distanța $\epsilon_0 = \sigma_0/E$ de aceasta;
- se împarte intervalul t_0 în n intervale $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_n$, nu neapărat egale;
- se presupune că pe fiecare interval Δt_i procesul de creștere a deformației se desfășoară la o tensiune constantă egală cu σ_{i-1} ; în acest caz după parcurgerea lui Δt_1 , pe curba corespunzătoare tensiunii σ_0 , deformația acumulată va fi ϵ_{p1} determinată de segmentul AK;
- se determină deformația elastică de la sfârșitul lui Δt_1 cunoscându-se că ϵ total este constant și egal cu ϵ_0 și că $\epsilon_{p1} =$ mărimea segmentului AK:

$$\frac{\sigma_1}{E} = \frac{\sigma_0}{E} - \epsilon_{p1} \quad (2.13)$$

- σ_1/E este deformația elastică de la sfârșitul intervalului Δt_1 și pe desen îi corespunde segmentul AR.

- în următorul interval Δt_2 creșterea deformației plastice are loc la tensiune constantă σ_1 . Viteza inițială a deformației la începutul lui Δt_2 este cea dată de tangenta în punctul C la curba deformației izoterme corespunzătoare tensiunii σ_1 , deoarece $\dot{\epsilon}_p$ nu depinde de timp ci doar de ϵ_p și σ . Prin urmare traseul urmat de deformație este AB_1 care reprezintă o parte a curbei σ_1 deplasată paralel cu ea însăși din punctul C în punctul A și luată până la intersecția cu verticala de la distanța $\Delta t_1 + \Delta t_2$.

- se determină creșterea deformației plastice pe intervalul Δt_2 , ca fiind segmentul B_1M , deformația plastică la sfârșitul lui Δt_2 , ca fiind segmentul B_1L , și se calculează valoarea deformației elastice σ_2/E pentru t_2 cu o relație de același tip cu (2.13).

Această deformație elastică este reprezentată de segmentul B_1S .

după înlocuire și integrare ținând cont că la $t=0$ $\sigma = \sigma_0$, se obține ecuația familiei de curbe de relaxare sub forma implicită (2.17).

Integrala (2.17) se exprimă prin funcții elementare, dacă unul din cei trei coeficienți β , γ , $\beta+\gamma$ este un număr întreg. În caz contrar integrarea relației (2.17) se va face numeric sau grafic.

$$t = \frac{1}{\alpha \cdot E^{\beta+1}} \int [\sigma_0 - \sigma]^\beta \cdot \frac{d\sigma}{\sigma^\nu} \quad (2.17)$$

Intrucât folosirea relației (2.14) în calculele de fluaj conduce la mari dificultăți matematice, chiar și pentru probleme simple, în locul acestei relații, Ciurikov a propus utilizarea următoarelor două relații:

$$\sigma = b \cdot \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p \cdot \varepsilon_p^c}{a} \text{ dacă } : (\varepsilon_p \cdot \varepsilon_p^c) > a \quad (2.18)$$

$$\sigma = 0, \text{ dacă } : (\varepsilon_p \cdot \varepsilon_p^c) \leq a \quad (2.19)$$

unde a , b și c sunt coeficienți de material care depind și de temperatură.

Pentru familia curbelor izoterme de fluaj și pentru curbele de relaxare s-au obținut relații asemănătoare cu cele ale lui Davis, cu deosebirea că integrala din ecuația implicită a curbelor de relaxare se poate rezolva cu ajutorul funcției " Γ ".

O variantă aparte a ipotezei întăririi este prezentată într-o lucrare de Pao Yoh-han și Marin. Conform acestora, deformația totală de fluaj la întindere monoaxială este:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_{p'} + \varepsilon_{p''} \quad (2.20)$$

unde: - $\varepsilon_e = \sigma/E$ reprezintă deformația elastică;

- $\varepsilon_{p'}$ = componentă a deformației plastice care variază în timp odată cu variația vitezei de deformație;

- $\varepsilon_{p''}$ = componentă constantă a deformației plastice.

Pe lângă (2.20) se mai admit ca valabile, și relațiile:

$$\varepsilon_{p'} = a \cdot (k_1 \cdot \sigma^n - \varepsilon_{p'}) ; \varepsilon_{p''} = k_2 \cdot \sigma^n \quad (2.21)$$

unde a , k_1 , k_2 și n sunt coeficienți care depind de material și de temperatură.

Avantajul variantei propuse de Marin constă în posibilitatea descrierii fluajului invers. Dezavantajele constau în complexitatea ecuațiilor de bază și în necesitatea determinării experimentale a 4 constante ceea ce îngreunează folosirea ei în calculele de fluaj.

2.3.2. Ipoteza curgerii.

La baza acesteia stă presupunerea că există un raport constant între $\dot{\varepsilon}_p$, σ și timpul, t , deci că este valabilă ecuația de bază a curgerii, propusă de Davenport:

$$\phi_2(\dot{\varepsilon}_p, \sigma, t) = 0. \quad (2.22)$$

Metoda grafică de obținere a curbei de relaxare este analoagă celei descrise la ipoteza întăririi. Diferența constă, doar, în aceea că $\dot{\varepsilon}_p$ nu depinde de ε_p , și deci viteza inițială pe intervalul Δt_2 , va fi dată de tangenta în punctul D, la curba corespunzătoare tensiunii σ_1 , (Fig.2.2). Se va obține curba OAB₂U ale cărei distanțe până la dreapta FI, reprezentând deformațiile elastice, sunt mai mici decât în cazul întăririi. Curba relaxării simple, obținută cu această ipoteză, se va situa, întotdeauna, sub cea corespunzătoare ipotezei întăririi, datorită vitezelor de deformație, $\dot{\varepsilon}_{pi}$, mai mari.

Cea mai utilizată relație analitică între $\dot{\varepsilon}_p$, σ și t , este:

$$\dot{\varepsilon}_p = \sigma^n \cdot B, \quad (2.23)$$

unde n = coeficient de material, funcție și de temperatură; B = o funcție de timp și temperatură.

Tinând cont că $\sigma = \text{constant}$, și că la $t=0$, $\varepsilon=0$, se obține:

$$\varepsilon_p = \sigma^n \cdot B \cdot t \quad (2.24)$$

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + (n-1) \cdot E \cdot \sigma_0^{n-1} \cdot \Omega \right]^{-\frac{1}{n-1}} \quad (2.25)$$

adică relația familiei de curbe izoterme de fluaj. Pentru curbele de relaxare se obține ecuația:

În baza acestei ipoteze Kacianov a fundamentat principiile variaționale ale teoriei fluajului, cu ajutorul cărora a elaborat metodele aproximative de calcul, bazate pe cunoașterea stărilor limită, a stării elastice inițiale și a stării fluajului staționar.

2.3.3. Ipoteza îmbătrânirii.

Presupune că la o anumită temperatură există un raport constant între ε_p , σ și t , deci că este valabilă relația de bază propusă de Soderberg:

$$\phi_3(\varepsilon_p, \sigma, t) = 0 \quad (2.26)$$

Trasarea grafică a curbei relaxării tensiunilor este simplă în acest caz, și este ilustrată în Fig.2.3a și 2.3b.

Diferitele relații analitice între ε_p , σ și t pot fi încadrate în două grupe:

$$(a) \varepsilon_p = Q \cdot \Omega \text{ și } (b) \varepsilon = Q_1 \cdot \psi + Q \cdot t \quad (2.27)$$

unde Q_1 , Q = funcții de σ și θ ; Ω și Ψ = funcții de timp și de θ , Ψ având o descreștere monotonă și rapidă în timp.

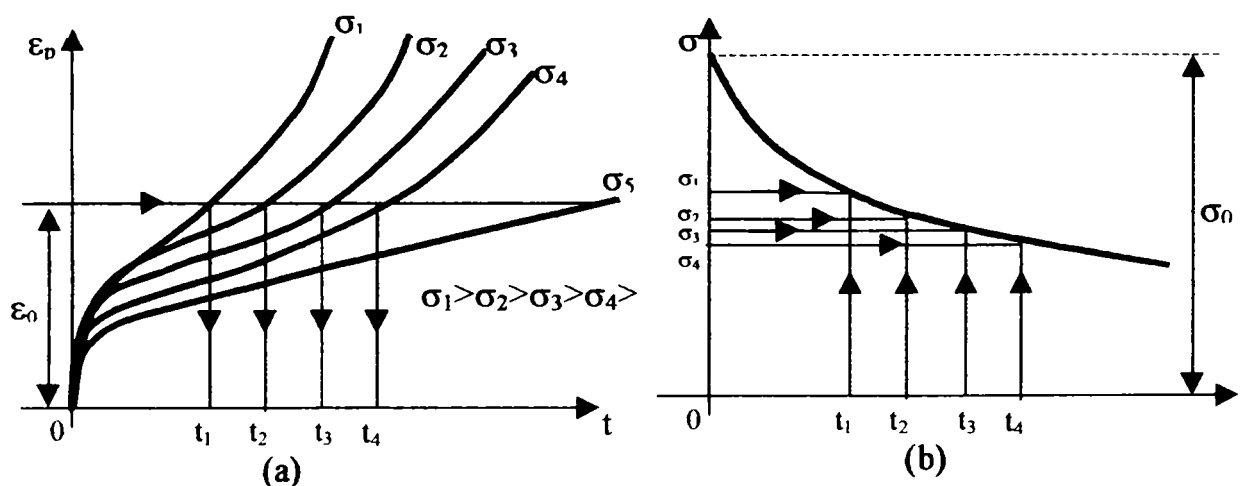


Fig.2.3. Determinarea grafică a curbei de relaxare:

a)- curbe izoterme la diferite $\sigma=ct$; b)- curba de relaxare rezultată.

Această ipoteză a fost utilizată de Soderberg, Kacianov, Beliaev și Rabotnov, ultimul propunând o relație de bază de tipul: $\sigma=f(\varepsilon,t)$, care permite efectuarea calculelor la fluaj pe baza curbelor deformației izoterme trasate în coordonate σ - ε , pentru un timp dat, asemănător calculelor obișnuite de rezistență. Pentru curbele σ - ε s-a propus relația:

$$\sigma = \varphi(\varepsilon) \cdot \psi(t), \quad (2.28)$$

unde $\varphi(\varepsilon)$ depinde doar de ε , iar $\Psi(t)$ doar de timp. Funcția $\varphi(\varepsilon)$ se obține experimental, iar pentru $\Psi(t)$ s-a propus relația:

$$\psi(t) = \frac{1}{1 + a \cdot t^b}, \quad (2.29)$$

unde a și b sunt coeficienți de material funcție de temperatură.

2.3.4. Ipoteza eredității plastice.

La baza acestei ipoteze stă o relație integrală liniară de tip Voltera, de speța a 2-a:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_e(t) + \int Q[t - \tau, \sigma(\tau), \theta(\tau)] d\tau, \quad (2.30)$$

unde: $\varepsilon(t)$ = deformația totală (plastică + elastică);

- $\varepsilon_e(t)$ = deformația elastică, dată de legea lui Hooke;
- $\sigma(\tau)$, $\theta(\tau)$ = funcții de timp ale tensiunii și temperaturii.

Pentru deformația de fluaj se obține :

$$\varepsilon(t) = f(\sigma_0) [\varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)] \quad (2.31)$$

Funcția $\varphi(t)$ îndeplinește condiția că la t tinzând la ∞ rezultă:

$$[\varphi(t) - \varphi(t - \tau_0)] \rightarrow 0 \text{ și } \varepsilon(t) \rightarrow 0 \quad (2.32)$$

ceea ce înseamnă că întreaga deformație de fluaj este recuperabilă.

Ipoteza eredității plastice este singura care poate descrie fenomenul de fluaj invers, (ε_r), prezentat schematic în Fig.2.4.

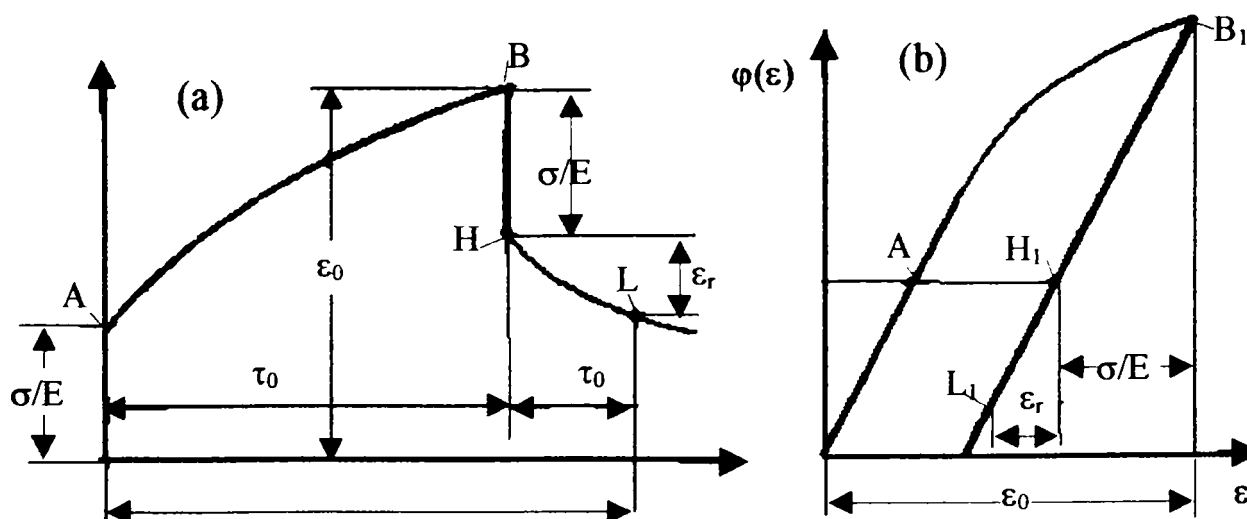


Fig.2.4. Schemă a fluajului invers; a)-curba de fluaj; b)-graficul funcției $\varphi(\varepsilon)$, [95].

2.4. Mecanisme de fluaj.

Dacă un material este solicitat de o sarcină mecanică la temperaturi înalte, el curge, adică se deformează continuu și ireversibil sub o tensiune mai mică decât aceea care ar cauza aceeași deformație plastică la o încercare convențională de tracțiune sau compresiune. Modul de realizare a deformării și ruperii la fluaj, la nivel atomic, poartă numele de mecanism de fluaj. Există două mecanisme principale de fluaj și anume: fluajul prin difuzie, (care dă legea liniară a fluajului vâscos), și fluajul prin dislocații, (cărui îi corespunde comportamentul după legea clasică a lui Norton). Cele două mecanisme ascultă de legea lui Arrhenius, difuzia fiind de obicei fenomenul limitant. Difuzia devine importantă în vecinătatea temperaturii de $0.3 T_f$, (T_f = temperatura de topire), și deci peste această temperatură materialul începe să curgă.

2.4.1. Fluajul datorat dislocațiilor.

Deformația plastică se produce atunci când tensiunea aplicată este suficient de mare pentru ca dislocațiile să nu fie blocate nici de frecarea intrinsecă cu rețeaua și nici de obstacolele extrinseci, (atomii interstițiali, precipitățile sau alte dislocații). Difuzia atomilor poate ajuta la deblocarea dislocațiilor, deplasarea acestora, sub efectul tensiunii aplicate, producând fluaj. Modul de depășire a unui obstacol, (o particulă de precipitat), de către o dislocație este reprezentat în Fig.2.5.

Deplasarea dislocației în planul de alunecare s-a făcut sub acțiunea forței de alunecare, ($\tau \cdot b$), până în momentul obstrucționării trecerii, când forța de alunecare este echilibrată de reacțiunea f_0 a precipitatului. Blocarea este doar temporară, (în afară de cazul puțin probabil că dislocația se reazemă în planul median al precipitatului), deoarece există o componentă a

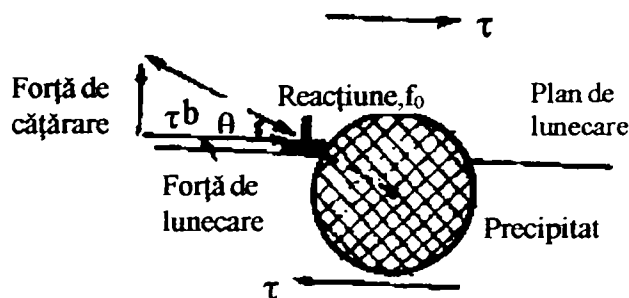


Fig.2.5. Dislocație blocată,[103].

forței: $\tau \cdot b \cdot \text{tg } \theta$, care tinde să urce dislocația în afara planului de alunecare. Dislocația nu poate glisa pe înălțime prin forfecarea planelor atomice, (se opune geometria cristalului), ci doar dacă atomii de la baza semiplanului suplimentar migrează, departe de dislocație, prin difuzie, (Fig.2.6). Migrația se produce datorită diferenței de concentrație în prezența câmpului de tensiune. Urcarea dislocației poartă numele de cățărare și ea nu se poate produce sub $0.3 T_f$, deoarece sub aceste temperaturi nu are loc difuzia atomilor. La temperaturi scăzute, ($0.3 \dots 0.5 T_f$), difuzia inimii dislocației este mecanismul dominant, (Fig.2.6b), iar la temperaturi mai mari, difuzia în interiorul cristalului, (Fig.2.6.a)

Mecanismul de cățărare deblochează dislocațiile ancorate de precipitații și alunecarea poate să se producă din nou, (Fig.2.7). Similar se comportă dislocațiile în cazul altor obstacole. Cum se vede din Fig.2.7 fenomenul de blocare se repetă ceea ce explică natura continuă și progresivă a fluajului. Rolul difuziei, cu coeficientul de difuzie D , explică dependența de temperatură a vitezei de fluaj:

$$D = D_0 \cdot e^{-\frac{Q}{R \cdot T}}, \quad \dot{\epsilon}_s = A \cdot \sigma^n \cdot e^{-\frac{Q}{R \cdot T}} \quad (2.33)$$

Dependența de tensiune a vitezei de fluaj este datorată evident forței de cățărare. Cu cât tensiunea este mai mare cu atât mai mare este forța de cățărare, numărul de dislocații deblocate într-o secundă crește, viteza de alunecare se accelerează și viteza de deformare este mai importantă,[40].

La alegerea unui material rezistent la fluajul prin dislocații trebuie respectate următoarele

criterii:

a)- se alege un material cu punct de fuziune ridicat, deoarece difuzia și deci viteza de fluaj, cresc cu T/T_f ;

b)- pentru aliajele tip soluții solide, sau cu precipitate, se vor multiplica obstacolele în calea dislocațiilor prin tratamente termomecanice adecvate; precipitățile trebuie să fie stabile la temperatura de utilizare;

c)- se alege un material cu frecare internă puternică: rețelele covalente, (cum ar fi cele ale oxizilor, silicaților, carburilor și nitrurilor de Si, etc.).

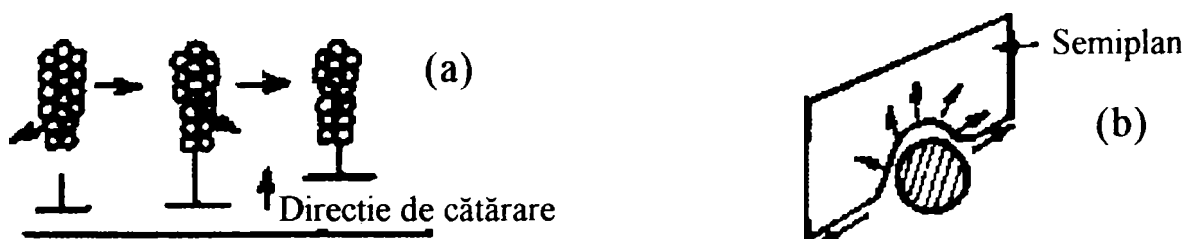


Fig.2.6. Cățărarea prin difuzie: a)- difuzie volumică; b)- difuzia miezului dislocației.

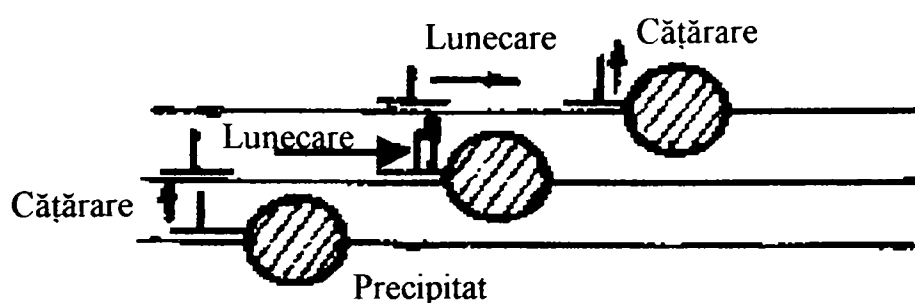


Fig.2.7. Fluajul ca urmare a succesiunii cățărare-lunecare a dislocațiilor,[42].

În ordinea crescătoare a temperaturii de fuziune cele mai frecvent utilizate materiale la fluaj sunt:

- aliajele de Al care conțin precipitate și o soluție solidă, cu T_f și densitate mică, utilizabil până la 150°C;
- oțelurile INOX 304, 316, 321, a căror compoziție este Fe în soluție solidă cu adaus de Ni și Cr, și cu precipități (intermetalice și carburi), utilizabile până la 600°C;
- oțelurile feritice slab aliate, care conțin până la 4% elemente de aliere, (Cr,Mo,V,ș.a.), și care datorează rezistența la fluaj în principal carburilor, se utilizează până la 650°C;
- superaliajele bazate pe Ni, care conțin, în soluție solidă, în principal Cr,W,Co; se utilizează până la 950°C;
- oxizii refractari și carburile, în special alumina (Al_2O_3), sticlele ceramice bazate pe SiO_2 , carbura de Si (SiC), nitrura de Si (Si_3N_4), aliajele care conțin SiAl, Si_3N_4 și Al_2O_3 ; aceste

materiale se utilizează până la 1500°C, în principal datorită frecării intrinseci a rețelei mari.

2.4.2. Fluajul prin difuzie.

S-a constatat că viteza de fluaj variază cu temperatura după legea lui Arrhenius, (ecuația 2.33), ceea ce înseamnă că ϵ_s crește exponențial cu temperatura sau că timpul necesar pentru a se acumula o anumită deformare de fluaj scade exponențial cu temperatura, așa cum se indică în Fig.2.8. În coordonate logaritmice funcție de $1/T$ pentru viteza de fluaj se obține o dreaptă cu panta $-Q/R$, (unde Q = energia de activare termică a fluajului, în [J/mol], și $R= 8.31$ [J/mol K]= constanta gazelor perfecte),[103].

Difuzia se produce după legea lui Fick,[63], care descrie fluxul de particule care difuzează pe unitatea de suprafață:

$$J = -D \cdot \frac{dc}{dx} \quad (2.34)$$

unde: J = fluxul de particule, (număr de particule pe secundă și unitatea de arie), D = coeficient de difuzie în [m^2/s], c = concentrația de particule în [număr de particule/ unitatea de volum].

Coeficientul de difuzie D are expresia:

$$D = \frac{v \cdot r_0^2}{6} \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (2.35)$$

În Tabelul 2.1 se prezintă valorile constantelor de material care intervin în expresia lui D pentru diferite materiale. Se observă că pentru o anumită clasă de materiale, (de exemplu metale ce cristalizează în rețea CVC- cubică cu volum centrat, etc), coeficientul D_0 , care este important la fluaj este aproape constant. De asemenea energia de activare termică este proporțională cu T_f , și deci raportul Q/RT_f este constant, ceea ce explică de ce proprietățile de fluaj sunt funcție de T_f . Cu datele din Tabelul 2.1 se pot rezolva cu aproximație multe din problemele de difuzie.

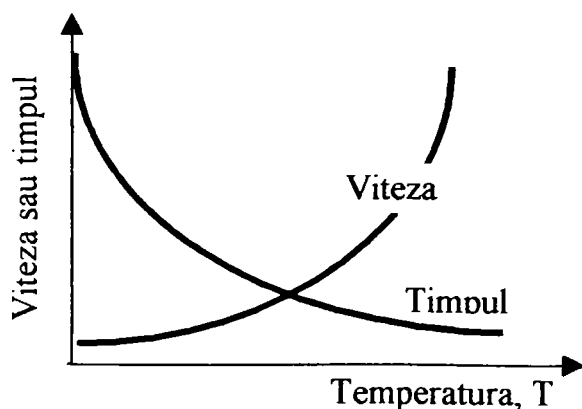


Fig.2.8. Consecințe ale legii lui Arrhenius.

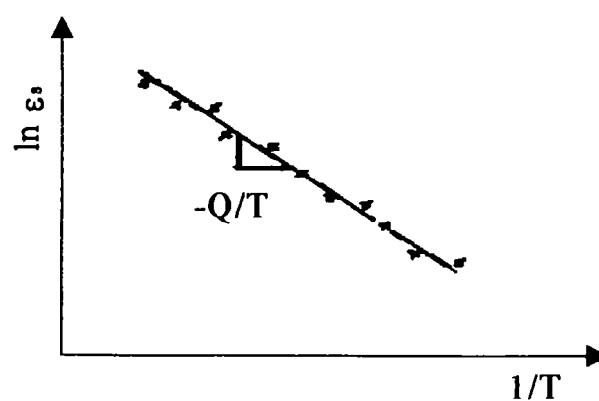


Fig.2.9. Variația vitezei de fluaj, ϵ_s cu $1/T$.

În metalele cu rețea cristalină difuzia intracristalină, Fig.2.10 și 2.11, poate fi:

-interstițială, când atomii de dimensiuni mai mici difuzează printre atomii rețelei de bază care sunt mai mari, de exemplu atomii de C,O,N,B,H, în majoritatea cristalelor;

-lacunară, când atomii care difuzează au aceeași dimensiune cu cei ai rețelei de bază și nu pot să se strecoare printre atomii rețelei de bază, trebuind să aștepte crearea unei vacanțe în spațiul învecinat; este mecanismul cel mai frecvent în cristale, de exemplu difuzia atomilor de Zn în alamă.

Difuzia intracristalină poate fi uneori scurtcircuitată de difuzia de-a lungul limitelor grăunților, (Fig.2.10), sau de cea din inima dislocațiilor, (Fig.2.11). Limita dintre grăunți se comportă ca un canal plan, larg de circa două distanțe interatomice, cu un coeficient de difuzie care poate să fie de 10^6 ori mai mare decât cel intracristalin,[29].

Tabelul 2.1,[34].

Materialul	D_0 , [m ² /s]	Q/RT_f
Metale CVC, (cubic cu volum centrat) W,Mo,Fe sub 911°C	$1.6 \cdot 10^{-4}$	17.8
Metale cu rețea hexagonală Zn,Mg,Ti,etc	$5 \cdot 10^{-5}$	17.3
Metale CFC, (cubic fețe centrate) Cu,Al,Ni,Fe peste 911°C	$5 \cdot 10^{-5}$	18.4
Halogenuri alcaline NaCl, LiF, etc	$2.5 \cdot 10^{-3}$	22.5
Oxizi MgO, FeO, Al ₂ O ₃ , etc	$3.8 \cdot 10^{-4}$	23.4

Asemănător, inima dislocației poate să se comporte ca un tub de mare conductivitate, pentru atomii difuzanți, cu secțiunea de ordinul $(2b)^2$, b fiind distanța interatomică.

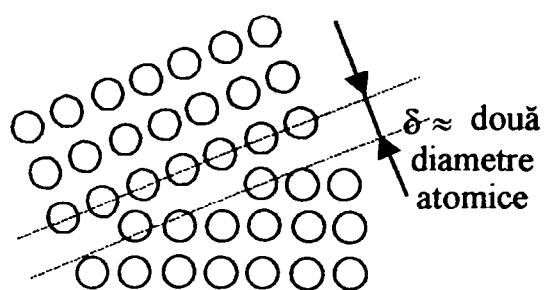


Fig.2.10. Difuzie la linmita a doi grăunți.

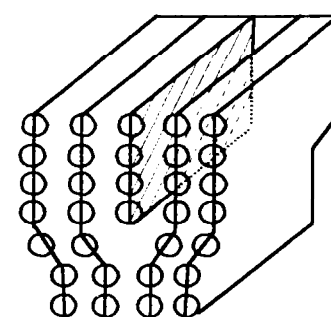


Fig.2.11. Difuzie inima dislocației.

Contribuția ultimelor două tipuri de difuzie la fluxul total de difuzie depinde de densitatea limitelor grăunților sau de cea a dislocațiilor: dacă limitele sunt mici și dislocațiile numeroase, contribuția lor la fluxul total de difuzie poate fi foarte importantă.

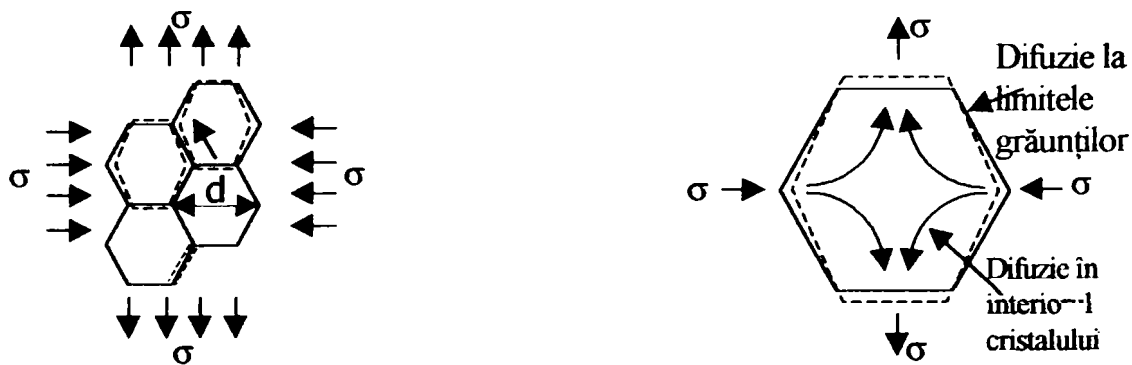


Fig.2.12. Schematizarea fluajului prin difuzie,[41].

Dacă tensiunea scade, viteza de fluaj dată de legea (2.33) scade și mai rapid, deoarece n , (exponentul de fluaj), are valori între 3 și 8, dar fluajul nu se oprește. În Fig.2.12, se schematizează modul de producere a fluajului prin difuzie. În urma alungirii grăunților tensiunea aplicată se poate relaxa, σ jucând rolul unei forțe motrice mecanice pentru difuzia unei granițe spre alta. La T/T_f mare această difuzie se produce în interiorul cristalului, caz în care viteza de fluaj este proporțională cu coeficientul de difuzie D , și cu σ , (σ fiind forța motrice a difuziei). Viteza de fluaj variază și cu $1/d^2$, d fiind mărimea grăunțului, (cu cât d este mai mare, cu atât atomii trebuie să difuzeze pe distanțe mai lungi):

$$\dot{\epsilon}_s = C \cdot \frac{D \cdot \sigma}{d^2} = \frac{C' \cdot \sigma \cdot e^{-Q/R T}}{d^2}, \quad (2.36)$$

unde C și C' sunt constante. Pentru valori mici ale raportului T/T_f , când difuzia intracristalină este foarte lentă, predominantă devine difuzia pe limitele grăunților, viteza de fluaj rămânând proporțională cu σ . Pentru a evita apariția cavitațiilor între grăunți la limita acestora trebuie să se producă lunecări repetate,[17].

Fluajul prin difuzie este important când grăunții sunt mici, (cazul materialelor ceramice), și când piesa este supusă la sarcini mecanice mici și la temperaturi înalte. La alegerea unui material care să reziste în aceste condiții se vor respecta următoarele criterii:

- a)- se alege un material cu temperatura, T_f , ridicată;
- b)- se fac tratamentele necesare pentru a se obține grăunții cei mai mari posibili, (de preferat ar fi monocristalele), astfel încât distanțele de difuzie să fie mari și difuzia pe limitele cristalelor ne semnificativă;
- c)- să se obțină un precipitat intergranular care să împiedice lunecarea pe rosturile grăunților.

2.4.3. Diagramele mecanismelor de deformare și utilizarea lor.

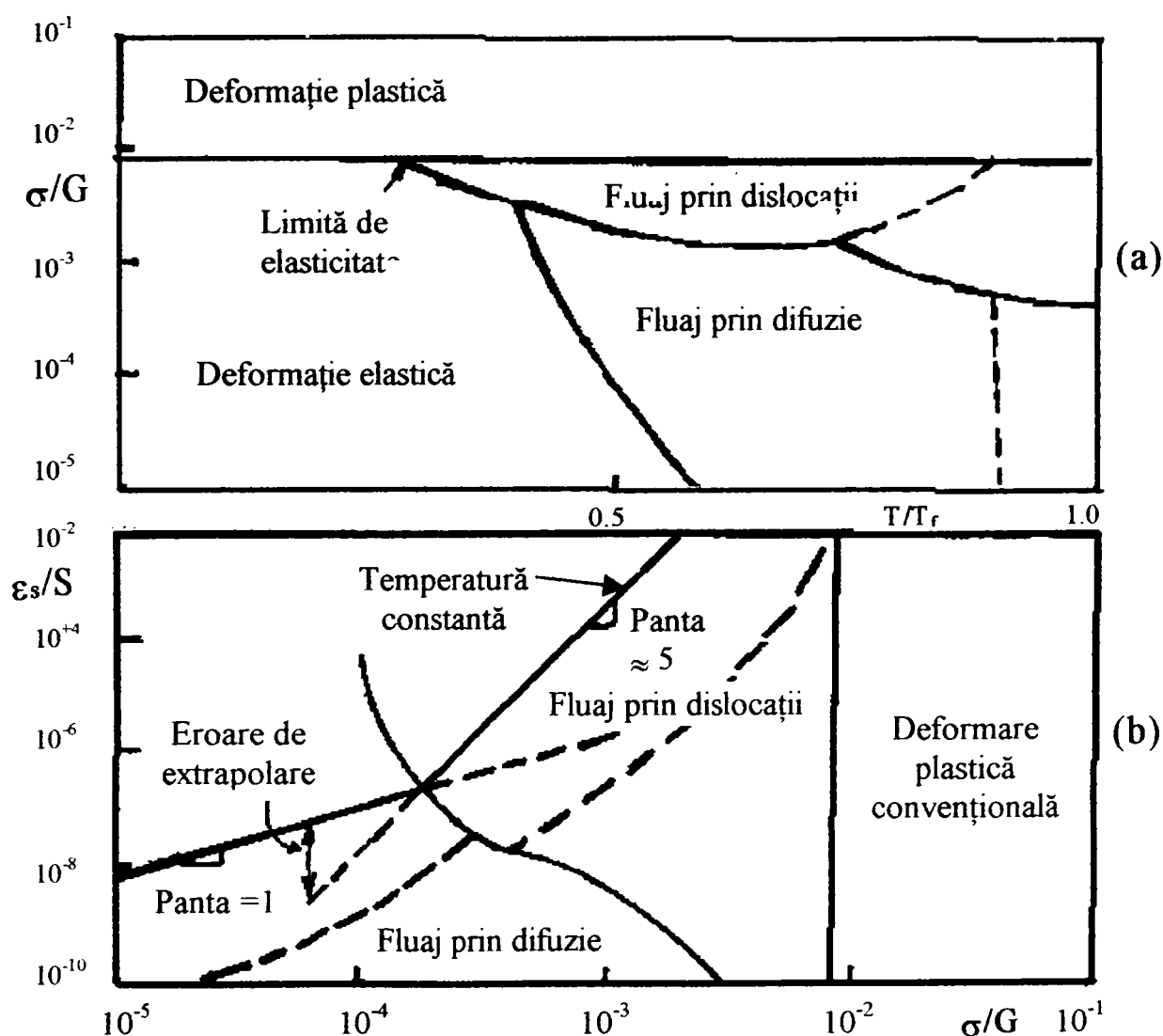


Fig.2.13. Diagramele mecanismelor de deformare: a)- $\sigma = \sigma(T)$; b)- $\epsilon_s = \epsilon_s(\sigma)$, [11].

Competiția dintre diferitele mecanisme de fluaj se poate rezuma sub forma unor diagrame, care arată ce tip de fluaj este așteptat în fiecare domeniu de σ și temperatură, Fig.2.13.a, sau σ și viteză de deformare, Fig.2.13.b,[17]. Pe diagrame sunt indicate și domeniile de deformare elastică și cel de deformare plastică.

Aceste diagrame, disponibile pentru multe metale și materiale ceramice, constituie rezumate practice ale comportamentului la fluaj, utile la alegerea unui material de utilizat la temperaturi ridicate. Astfel pentru extrapolarea rezultatelor încercărilor efectuate la sarcini mari pentru durate de utilizare mari trebuie să se țină cont că dacă la accelerarea încercării, (prin creșterea sarcinii sau a temperaturii), se traversează o frontieră dintre două mecanisme de deformare diferite, pot să apară erori ce denaturează complet rezultatele, (vezi eroarea de extrapolare din Fig.2.13.b).

CAPITOLUL 3.

METODE DE EVALUARE A REZISTENȚEI DE DURATĂ, σ_{R/t_r} .3.1. Rezistența la rupere la fluaj, σ_{R/t_r} ,timpul până la rupere, t_r , degradarea materialului, Ψ .

În multe din aplicațiile practice condițiile efective de exploatare a pieselor sunt puțin sensibile la valoarea deformației acumulate de piese și singura condiție ce trebuie satisfăcută este aceea ca piesa să nu se rupă, (de exemplu cazanele și recipientii sub presiune, conductele de abur, etc.).

Pentru aceste condiții de exploatare este necesară determinarea valorii rezistenței de durată, σ_{R/t_r} , care este definită ca fiind raportul dintre sarcina la care se produce ruperea probei întinse, după o anumită perioadă de timp, t_r , și aria secțiunii transversale inițiale a probei. Această caracteristică de rezistență se determină prin încercări pe probe solicitate la diverse tensiuni. Rezultatele acestor încercări, care durează până la rupere, se reprezintă grafic, iar pe acest grafic se determină σ_{R/t_r} , pentru t_r -ul impus. În coordonate logaritmice graficul are, de obicei, forma unei linii frânte (Fig.3.1), al cărei punct de inflexiune corespunde trecerii de la ruperea transcristalină la cea intercristalină.

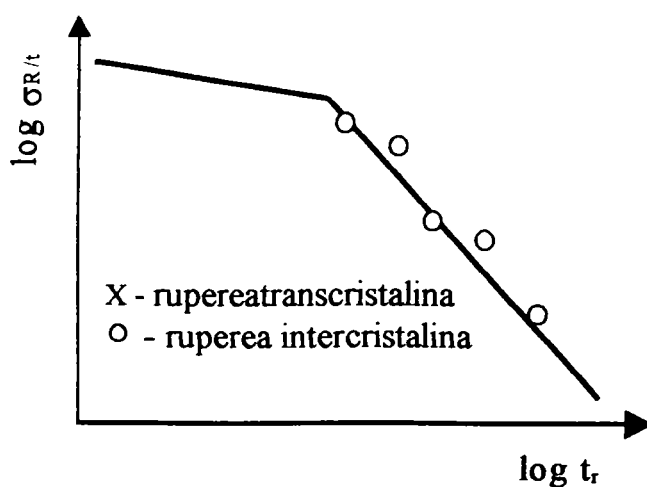


Fig.3.1. Graficul rezistenței de durată σ_{R/t_r} funcție de t_r , [75].

Caracterul ruperii în condiții de fluaj, poate fi:

- tenace (transcristalin, cu reducerea ariei secțiunii trar
- fragil (intercristalin, fără deformații mari);
- mixt.

Tipul de rupere este influențat de structura materialului, de nivelul temperaturii, de viteza

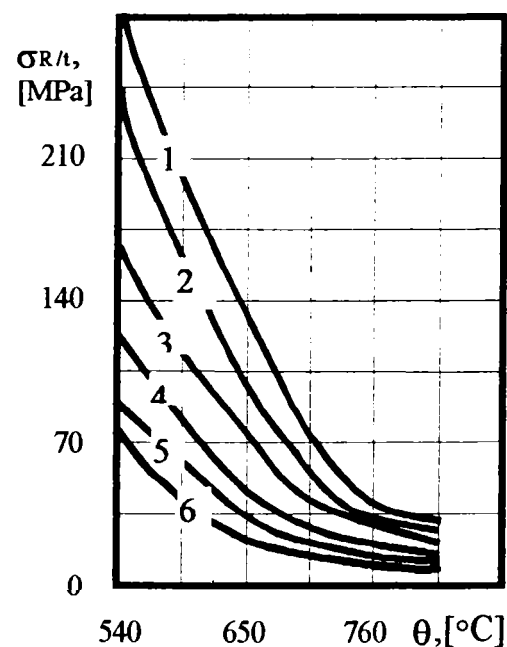


Fig.3.3. Graficul $\sigma_{R/t_r} - \theta$ cu t_r ca parametru, [75].

deformării și în măsură ne semnificativă de concentratorii de tensiune. Temperatura ridicată și durata de menținere la temperaturi ridicate, conduc la trecerea de la o rupere tenace la una fragilă, pentru unul și același material. Influența temperaturii asupra rezistenței de durată se poate urmări pe exemplele din Fig.3.2 și 3.3.

În Fig.3.3 curbele indicate prin 1,2,...,6 corespund duratelor pînă la rupere de 1h, 10h, 100h, 1.000h, 10.000h și respectiv 100.000h. Datorită fragilizării materialului cu creșterea temperaturii, θ , și micșorarea vitezei de deformație, apare fenomenul de fragilizare care determină micșorarea alungirii remanente la rupere, δ_r . Dacă tensiunea și temperatura se mențin constante, timpul pînă la rupere, t_r , poate fi estimat în funcție de degradarea acumulată, ca urmare a formării de vacanțe, a alunecărilor pe limitele grăunților și a creșterii intensității ambelor fenomene.

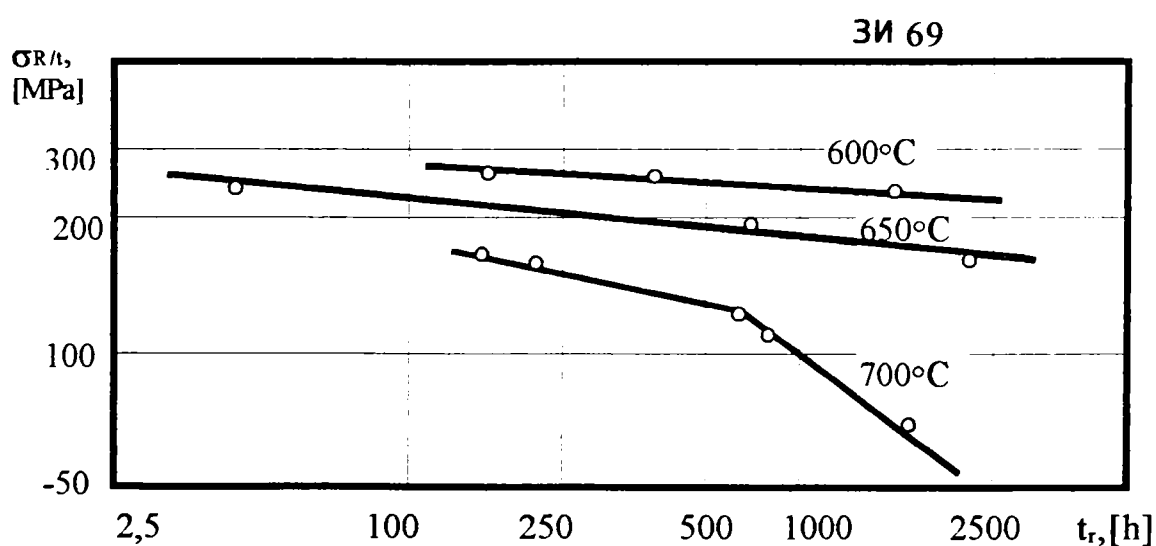


Fig.3.2. Variația lui $\sigma_{R/t}$ cu t_r . Pentru oțelul ЭИ 69, [75].

Metoda prezentată în cele ce urmează,[95], este denumită a continuității factorului de degradare, Ψ , definit ca fiind raportul dintre aria efectivă a secțiunii transversale, A_{ef} , capabilă să preia încărcarea după un anumit interval de timp și aria inițială a secțiunii transversale, A_0 :

$$\Psi = A_{ef} / A_0 \quad (3.1)$$

Dacă tensiunea inițială este:

$$\sigma_0 = F / A_0 \quad (3.2)$$

unde F este sarcina aplicată probei, atunci după un interval de timp t , tensiunea efectivă, σ_t , va crește la valoarea:

$$\sigma_t = \frac{F}{A_{ef}} = \frac{\sigma_0}{\Psi} \quad (3.3)$$

Presupunînd că viteza degradării este o funcție de tensiune, și reprezentând aceasta printr-o funcție de putere, se obține:

$$\frac{d\Psi}{dt} = -C \cdot \sigma_t^n \quad (3.4)$$

Tinând cont de (3.3) această ecuație devine:

$$\frac{d\Psi}{dt} = -C \cdot \left(\frac{\sigma_0}{\Psi}\right)^n \quad (3.5)$$

Cum la $t=0$ materialul este 100% nedegradat, deci $\Psi=1$, în timp ce la $t=t_r$, continuitatea este redusă la zero, $\Psi=0$, prin integrarea ecuației (3.5) pentru $\sigma = \text{constant} = \sigma_0$, se obține:

$$\int_0^1 \Psi^n d\Psi = - \int_0^{t_{r0}} C \sigma_0^n dt \Leftrightarrow -\left(\frac{1}{1+n}\right) = -C \cdot \sigma_0^n \cdot t_{r0} \quad (3.6)$$

de unde rezultă:

$$t_{r0} = \frac{1}{C (n+1) \cdot \sigma_0^n} \quad (3.7)$$

unde t_{r0} = timpul până la rupere la tensiunea σ_0 .

Dacă tensiunea este variabilă, $\sigma_{0,t}$, integrarea ecuației (3.5), cu utilizarea relației (3.7), va da timpul de rupere t_r , sub tensiunea $\sigma_{0,t}$, sub forma:

$$\int_0^{t_r} \frac{dt}{C (n+1) (\sigma_{0,t})^n} = 1 \quad (3.8)$$

Ecuația (3.8) este forma integrală continuă a legii însumării fracțiunilor de degradare, exprimată de ecuația:

$$\sum_{i=1}^n \frac{t_i}{t_{ri}} = 1 \quad (3.9)$$

care este folosită pentru evaluarea efectului modificărilor în trepte a temperaturii pe durata exploatarei pieselor solicitate la temperaturi ridicate.

3.2. Metode de evaluare a degradărilor.

3.2.1. Metoda însumării liniare a degradărilor.

Dacă regimul de încărcare a materialului este nestaționar, (adică tensiunea, σ , și/sau temperatura, θ , sunt variabile), astfel încât variația lui σ și a lui θ să respecte programul din Fig.3.4,[21], timpul total până la rupere se determină cu relația:

$$t_r = \sum_{i=1}^n t^i \quad (3.10)$$

Dacă se notează cu $t_{1r}, t_{2r}, \dots, t_{ir}, \dots, t_{kr}$, valorile duratelor necesare pentru ruperea probei în cazul încercării cu tensiunea constantă și egală cu $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_k$, aceste valori se pot determina pe curbele rezistenței de durată trasate, pentru diferitele temperaturi $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_i, \dots, \theta_k$, (Fig.3.5).

Rapoartele:

$$\frac{t^1}{t_{1r}}, \frac{t^2}{t_{2r}}, \dots, \frac{t^i}{t_{ir}}, \dots, \frac{t^k}{t_{kr}}$$

reprezintă fracțiuni ale degradării pe fiecare interval de timp,[96].

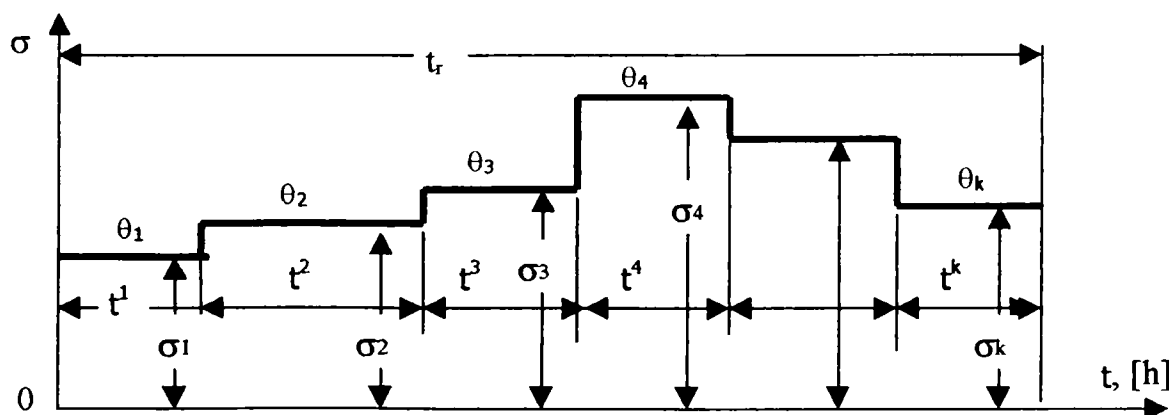


Fig.3.4. Regim nestaționar de σ și θ , care se termină cu ruperea probei,[21].

Cercetările experimentale asupra rezistenței de durată la regimuri nestaționare de temperatură și tensiune, au permis să se stabilească că suma degradărilor, pentru un material dat, este egală cu unitatea:

$$\sum_{i=1}^n \frac{t^i}{t_{i_r}} = 1 \quad (3.11)$$

In cazul modificării continue a tensiunii și temperaturii, relația (3.10) ia forma:

$$\int_0^{t_r} \frac{dt}{t_{i_r}} = 1 \quad (3.12)$$

unde t_r = timpul total până la rupere, iar t_{ir} = timpul necesar pentru ruperea la o anumită tensiune σ_i . Mărimile t_{ir} se determină pe baza graficului de variație al tensiunii și temperaturii în timp (vezi Fig.3.6), și cu ajutorul curbelor din Fig.3.5, trasate pentru diverse temperaturi.

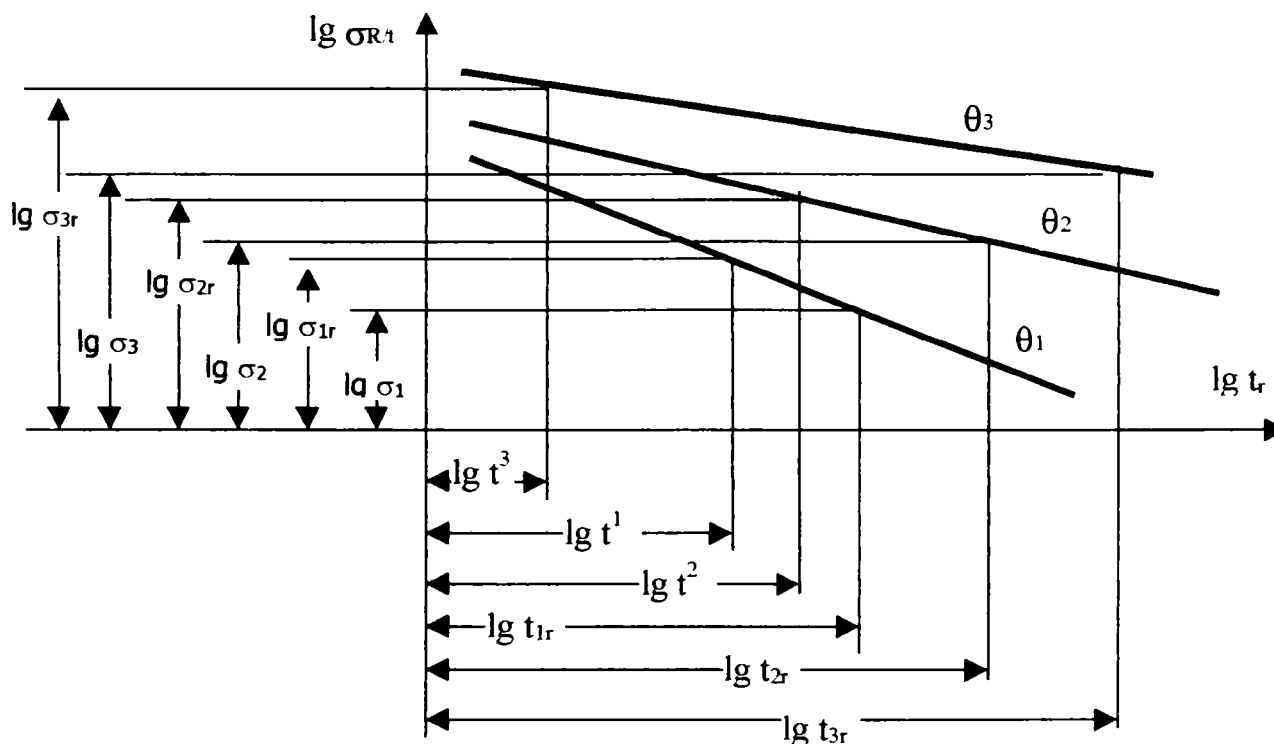


Fig.3.5. Dependenta σ_{Rt} - t_r la diverse temperaturi.

Pentru determinarea coeficientului de siguranță în timp, η_d , numit și coeficient de fiabilitate, și a coeficientului de siguranță în funcție de σ , η_σ , (coeficientul de pierderi), vom considera regimul nestaționar reprezentat în Fig.3.4, cu diferența că ruperea nu se mai produce după t_{kr} .

Acești coeficienți, η_d și η_σ , se determină, pentru o încercare la $\sigma = \text{constant}$, cu relațiile:

$$\eta_d = \frac{t_r}{t} \quad \text{și} \quad \eta_\sigma = \frac{\sigma_{Rt}}{\sigma} \quad (3.13)$$

Intre cei doi coeficienți există relația:

$$\eta_d = \eta_\sigma^m \quad (3.14)$$

Intrucât:

$$t = A \cdot \sigma_R^{-n} \quad \text{și} \quad t_r = A \cdot \sigma^{-n} \quad (3.15)$$

Dacă presupunem că duratele de menținere la σ_i și θ_i , t_i , cresc de același număr de ori, astfel încât la sfârșitul noului regim să se producă ruperea, atunci este evident că mărimea care indică de câte ori trebuie mărit fiecare interval t_i este coeficientul de siguranță funcție de timp η_d .

Astfel se obține:

$$t_r = \sum_{i=1}^k t_{i_r} = \eta_d \cdot \sum_{i=1}^k t_i = \eta_d \cdot t \quad (3.16)$$

unde t_i reprezintă durata programului de încărcare, fără ca la capătul ei să se producă ruperea.

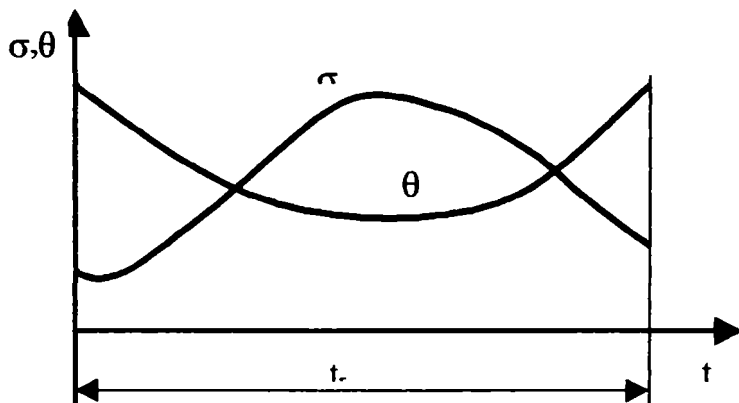


Fig. 3.6. Timpul până la rupere, în cazul în care σ și θ variază continuu.

Dacă se înlocuiește relația (3.16) în relația (3.10), obținem formula pentru determinarea coeficientului de fiabilitate

$$\eta_d = \frac{1}{\sum_{i=1}^k \frac{t_i}{t_{i_r}}} \quad (3.17)$$

Pentru determinarea coeficientului de pierderi, η_σ , se presupune că fiecare tensiune σ_i , a regimului nestaționar care durează un timp $t = t_1 + t_2 + \dots + t_k < t_r$, crește de același număr de ori η_σ , astfel încât la sfârșitul noului regim, mărit pe ordonată, să se producă ruperea. Atunci, prin introducerea în relația (3.10) a expresiilor:

$$t_{i_r} = A_i \cdot (\eta_\sigma \cdot \sigma_i)^{-m_i} ; t_i = A_i \cdot (\sigma_{i_r})^{m_i} \quad (3.18.a,b)$$

se obține o ecuație transcendentă pentru η_σ , și anume:

$$\sum_{i=1}^k \eta_\sigma^{m_i} \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_{i_r}} \right)^{m_i} = 1 \quad (3.19)$$

Ecuția (3.19) se rezolvă grafic. Pentru cazul particular al temperaturii constante, $\theta_i = \text{constant}$, ecuația (3.19) se simplifică considerabil, astfel încât $m_1 = m_2 = \dots = m_k$, și se obține:

$$\eta_\sigma = \frac{1}{\sqrt[k]{\sum_{i=1}^k \left(\frac{\sigma_i}{\sigma_{i_r}} \right)^m}} \quad (3.20)$$

3.2.2. Metoda de evaluare a t_r -ului, pe baza vitezei deformației de fluaj.

Determinarea precisă a duratei de viață a pieselor solicitate în condiții variabile, pe baza încercărilor convenționale (la sarcină constantă) este dificil de efectuat cu metodele clasice. O metodă alternativă constă în compararea deformației acumulate prin fluaj cu deformația capabilă la fluaj. În Fig.3.7 se ilustrează conceptul deformație capabilă la fluaj, pentru o încercare la sarcină constantă. Curba trasată cu linie întreruptă este una teoretică, calculată cu relația:

$$\varepsilon = A \cdot e^{B \cdot \sigma} \cdot (1 + C \cdot \varepsilon^F) \quad (3.21)$$

unde: A, B, C, F = constante care depind de material.

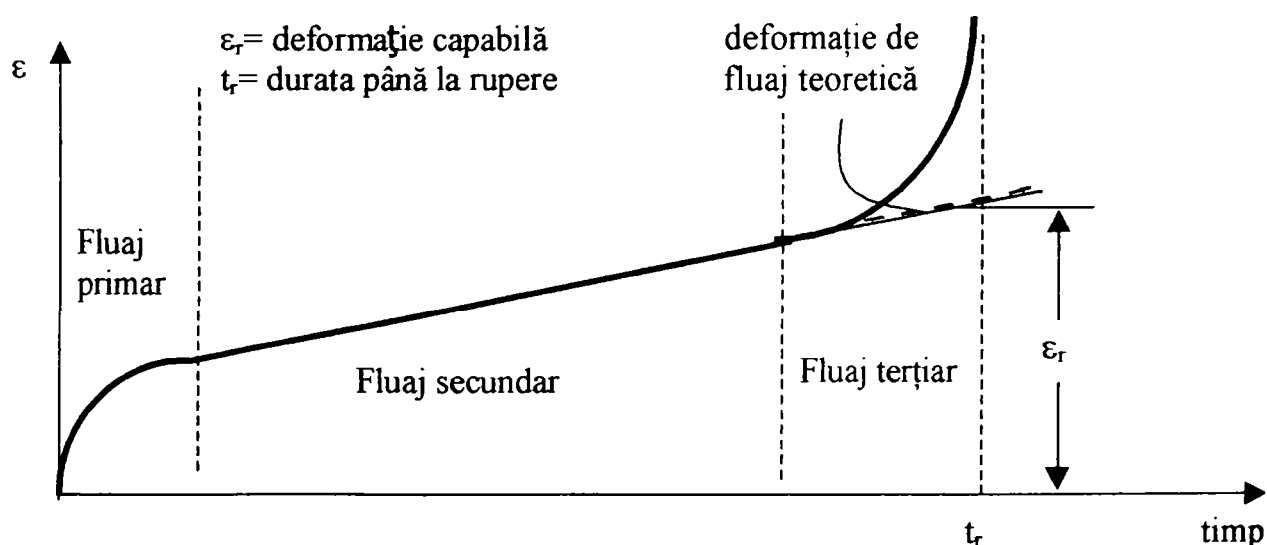


Fig.3.7. Curbă de fluaj la sarcină constantă,[102].

Termenul $A \cdot e^{B \cdot \sigma}$ din expresia (3.21) reprezintă viteza minimă de fluaj, în timp ce termenul $(1 + C \cdot \varepsilon^F)$ este un coeficient necesar pentru modelarea vitezei de fluaj în stadiul tranzitoriu (primar). Nu s-a făcut nici o încercare de a se modela fluajul terțiar (cel accelerat), întrucât mare parte din creșterea vitezei de fluaj, pe acest domeniu, se datorează gâtuirii probelor. Gâtuirea a fost sesizată la probele mici, la încercările de laborator, dar este mai probabil ca deformația de fluaj acumulată în piesele reale, să fie descrisă prin continuarea fluajului staționar. În orice caz rezultatul este mai acoperitor, adică deformația capabilă estimată este mai mică decât cea reală. Deformația capabilă la fluaj este notată cu ε_r .

Dacă se determină valorile lui ε_r pentru o serie de curbe izoterme de fluaj la sarcină constantă, (Fig.3.8), se constată că locul geometric al acestora se găsește pe o curbă descrescătoare cu σ și crescătoare cu timpul până la rupere.

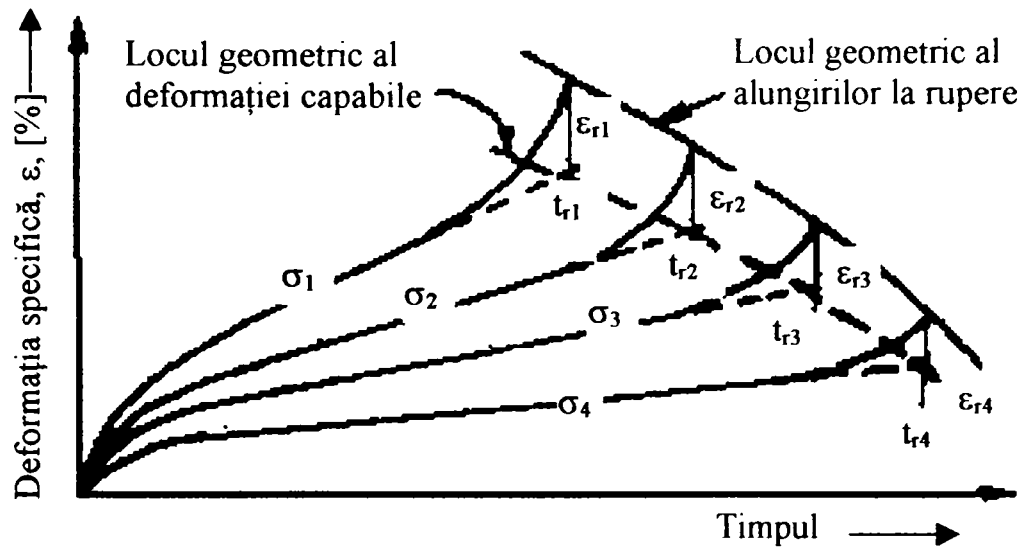


Fig.3.8. Deformația capabilă la încercările la rupere sub sarcină constantă.

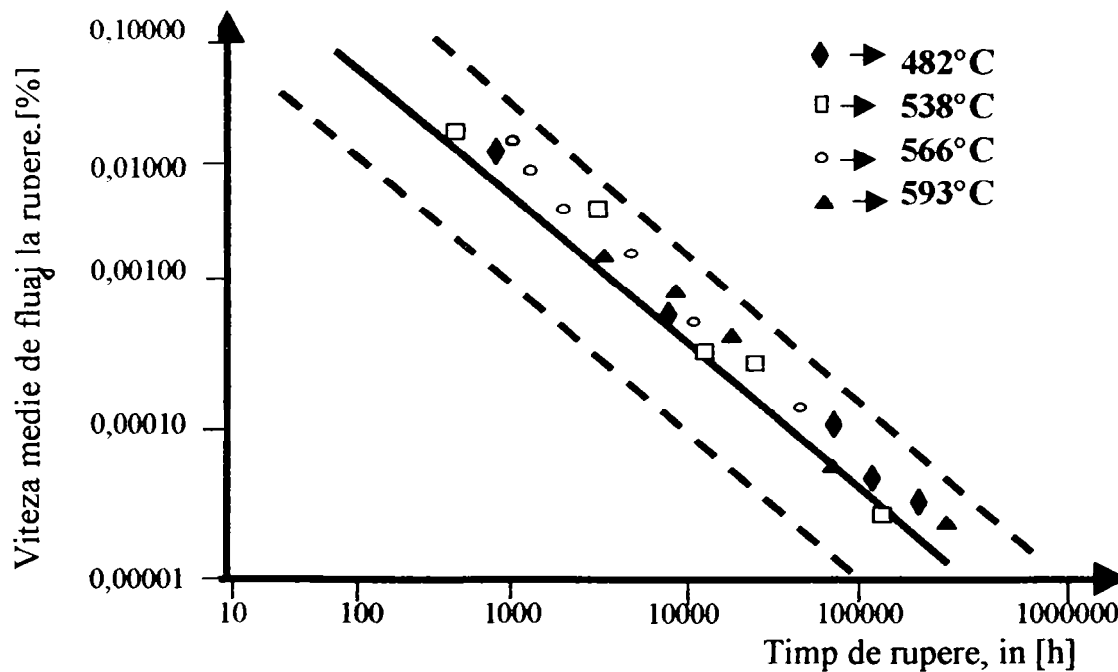


Fig.3.9. Viteza medie de fluaj la rupere, pentru un oțel slab aliat cu Cr-Mo-V, [124].

O altă constatare posibilă este aceea că piesele care se deformează cu viteze de fluaj mai mari se rup în timp mai scurt dar acumulează o deformație capabilă mai mare. Aceasta indică faptul că într-un criteriu de evaluare a degradării, sunt importante atât deformația acumulată cât și viteza la care se acumulează această deformație.

Una dintre caracteristicile de material care înglobează cele două mărimi, este viteza medie de fluaj la rupere, $\dot{\epsilon}_{med}$, care prin definiție este:

$$\dot{\epsilon}_{med} = \epsilon_r / t_r \quad (3.22)$$

Pentru a evalua $\dot{\epsilon}_{med}$, s-au efectuat încercări de rupere la fluaj, pe probe dintr-o șarjă de oțel slab aliat cu Cr-Mo-V, folosit la turbine, la patru temperaturi diferite, și pentru un domeniu

de tensiuni ce produc ruperea în intervale de timp de la foarte scurte la extrem de lungi. Rezultatele au fost reprezentate grafic, în coordonate logaritmice, în Fig.3.9. Analiza acestui grafic conduce la următoarele concluzii:

- dispersia rezultatelor este foarte strânsă, pentru t_r între 90 și 60.000 ore;
- în domeniul de temperaturi analizat (482°C-593°C) nu se semnaleză o dependență explicită evidentă de temperatură, și deci temperatura poate fi neglijată (nu intervine ca variabilă);
- curba poate fi extrapolată pentru durate mari;
- există o dependență liniară între $\log(\dot{\epsilon}_{med})$ și $\log(t_r)$, ceea ce permite obținerea simplă a unei relații analitice.

Această relație se poate scrie sub una din formele:

$$\log t_r = \log P + Q \cdot \log \dot{\epsilon}_{med} \text{ sau } t_r = P \cdot \dot{\epsilon}_{med}^Q \quad (3.23)$$

unde P și Q sunt coeficienți care descriu curba medie din Fig.3.9. Corelația (3.23) poate fi utilizată în legătură cu metodele de calcul a deformațiilor de fluaj pentru a se determina fracțiunea din durata de viață epuizată.

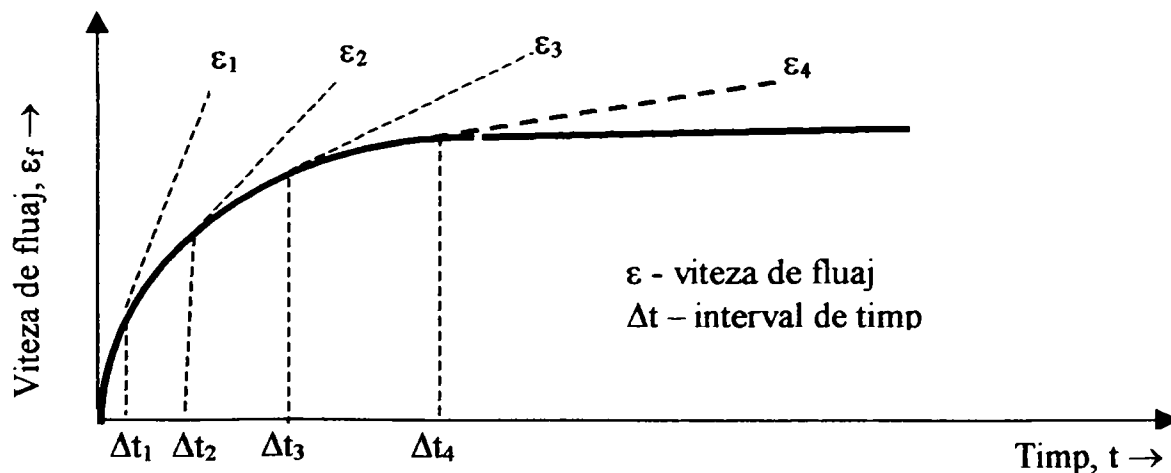


Fig.3.10. Viteza de deformație în timpul degradării,[59].

Pentru aceasta, curba de fluaj din Fig.3.10 este împărțită în intervale mici de timp, Δt_i , pentru care se determină viteza de fluaj $\dot{\epsilon}_i$. Pentru fiecare $\dot{\epsilon}_i$, cu relația (3.23), se poate determina timpul până la rupere t_{ri} :

$$t_{ri} = P \cdot \dot{\epsilon}_i^Q \quad (3.24)$$

Fracțiunea din durata de viață epuizată (degradarea) în timpul t_{ri} corespunzător oricărui interval este:

$$\Delta D_i = \frac{\Delta t_i}{t_{ri}} \quad (3.25)$$

unde D = mărimea degradării prin deformație, Δt_i = intervalul de timp pentru care se calculează degradarea, t_{ri} = timp de rupere pentru viteza de deformație dată.

Cum pe fiecare interval vitezele de deformație sunt, se obțin timpi de rupere diferiți și ca urmare și valori pentru creșterile degradării diferite. Degradarea totală, corespunzătoare pentru n intervale Δt_i va fi dată de suma creșterilor degradării:

$$D = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\Delta t_1}{t_{r1}} + \frac{\Delta t_2}{t_{r2}} + \dots + \frac{\Delta t_n}{t_{rn}} \right) \quad (3.26)$$

Cu această metodă timpul până la rupere se definește ca fiind valoarea timpului căreia îi corespunde $D=1$.

Ecuatia degradării este folosită uzual sub formă diferențială, cu timpul de rupere exprimat de relația (3.23):

$$\frac{dD}{dt} = \frac{1}{P} \cdot \dot{\epsilon}^{-Q} \quad (3.27)$$

Metoda descrisă poate fi aplicată oricăror condiții de încărcare și presupune parcurgerea a două etape:

- 1.- se determină comportarea la fluaj a materialului, și deci vitezele de fluaj;
- 2.- se aplică relația (3.26) pentru a prognoza degradarea.

3.2.3 Evaluarea degradării materialului pe baza energiei disipate în procesul de fluaj.

Metoda propusă de Astafeev în 1983,[2], introduce ca parametru structural mărimea energiei disipate în timpul fluajului:

$$D(t) = \int_0^{t_r} \sigma \cdot \epsilon \cdot dt \quad (3.28)$$

care este un parametru al macrostructurii,[62], și care ia în momentul ruperii o valoare limită.

Procesul de fluaj, caracterizat de viteza de fluaj $\dot{\epsilon}$, tensiunea σ , temperatura θ , și parametrii de structură q_1, q_2, \dots, q_n , va fi analizat în continuare ca fiind rezultatul interconexiunii a două procese ireversibile:

- acumularea deformației de fluaj, $\epsilon(t)$;

- acumularea degradării, $\omega(t)$.

Aceste două procese, din punct de vedere termodinamic, sunt elemente ale aceluiași proces de disipare a energiei. Pentru materialele care se comportă fragil se introduce noțiunea de tensiune efectivă,[95]: $\sigma/(1-\omega)$, care este legată de capacitatea de disipare a energiei prin relația:

$$\dot{D}(t) = \sigma \cdot \dot{\epsilon}(1 - \omega) \quad (3.29)$$

Ecuatiile cinetice pentru deformația de fluaj, $\epsilon(t)$, degradarea la fluaj, $\omega(t)$, și energia disipată, $D(t)$, și criteriul de rupere se scriu sub forma:

$$\dot{\epsilon} = B \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^n, \text{ dacă : } \epsilon(0) = 0 \quad (3.30)$$

$$\dot{\omega} = A \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^m, \text{ dacă : } \omega(0) = 0 \quad (3.31)$$

$$\dot{D} = B \left(\frac{\sigma}{1 - \omega} \right)^{n-1}, D(0) = 0 \quad (3.32)$$

$$\int_0^{t_r} \dot{D} \cdot dt = D_r = \text{constant} \quad (3.33)$$

Aici A, B, m, n, D_r sunt parametrii ai materialului care depind și de temperatură. Prin integrarea ecuațiilor (3.30,...,3.32), pentru $\sigma = \text{constant}$, se obțin:

$$\epsilon(t) = \frac{B}{A} \cdot \sigma^{n-m} \cdot \frac{1 - [1 - \omega(t)]^{m+1-n}}{m+1-n} \quad (3.34)$$

$$\omega(t) = 1 - [1 - A \cdot (m+1) \cdot \sigma^m \cdot t]_{m+1}^{\frac{1}{m+1}} \quad (3.35)$$

$$D(t) = \frac{B}{A} \cdot \sigma^{n+1-m} \cdot \frac{[1 - \omega(t)]^{m-n}}{m-n} \quad (3.36)$$

Având în vedere criteriul de rupere (3.33), din relațiile (3.34) și (3.35) se obțin:

- timpul până la rupere:

$$t_r = \frac{1 - [1 - \omega_r(\sigma)]^{m+1}}{A \cdot (m+1) \cdot \sigma^m}, \quad (3.37)$$

- deformația în momentul ruperii:

$$\epsilon_r = \frac{B}{A} \cdot \sigma^{n-m} \cdot \frac{1 - [1 - \omega_r(\sigma)]^{m+1-n}}{m+1-n} \quad (3.38)$$

unde $\omega_r(\sigma)$ este mărimea degradării în momentul ruperii, care se exprimă prin energia disipată până la rupere D_r :

$$\omega_r(\sigma) = 1 - [1 - (m - n) \cdot \frac{A \cdot D_r}{B} \cdot \sigma^{m-n-1}]^{\frac{1}{m-n}} \quad (3.39)$$

Astafeev impune condiția $m \leq n$, pentru a limita valoarea degradării la rupere, ω_r , în intervalul $0 < \omega_r < 1$. Expresia timpului t_r , (3.37), se reprezintă în coordonate logaritmice, $\log \sigma - \log t_r$, printr-o curbă convexă cu două asimptote, date de relațiile:

$$t_r = \frac{1}{A \cdot (m + 1) \cdot \sigma^m} \quad (3.40)$$

$$t_r = \frac{D_r}{B \cdot \sigma^{n+1}} \quad (3.41)$$

Relația (3.40) se aplică în cazul ruperii fragile, iar (3.41) în cazul ruperii ductile. Cele două drepte se intersectează în punctul:

$$\sigma_0 = \left[\frac{A \cdot (m + 1) \cdot D_r}{B} \right]^{\frac{1}{n+1-m}} \quad (3.42)$$

căruia îi corespunde o tensiune ce reprezintă limita relativă dintre ruperile ductilă și fragilă.

Expresia $\varepsilon_r(\sigma)$ are un domeniu crescător, $\varepsilon_r \sim \sigma^{(n-m)}$, pentru valori mici ale tensiunii, și un domeniu descrescător, $\varepsilon_r \sim \sigma^{-1}$, pentru tensiuni mari, ceea ce confirmă constatările experimentale. Din (3.38) se vede că $\sigma \cdot \varepsilon_r$ crește cu creșterea tensiunii, tinzând la valoarea limită a energiei disipate, D_r , [108].

Intrucât mărimea coeficientului m , de regulă este mare, termenul $(1 - \omega)^{m+1}$ poate fi neglijat, în comparație cu unitatea ceea ce simplifică determinarea constantelor A , B , m , n și D_r .

Etapele de parcurs sunt:

1.- se efectuează o serie de încercări de fluaj la întindere până la rupere, pentru a se stabili experimental curbele: $\dot{\varepsilon}_{\min}(\sigma)$, $\varepsilon_r(\sigma)$ și $t_r(\sigma)$;

2.- pe graficul $\dot{\varepsilon}_{\min}(\sigma)$ se determină parametrii B și n ;

3.- pe graficul $t_r(\sigma)$ se determină A și m ;

4.- se elimină ω_r între relațiile (3.38) și (3.39) și se exprimă valoarea limită a energiei disipate prin:

$$D_r = \frac{B}{A} \cdot \sigma^{n+1-m} \frac{1 - [1 - (m + 1 - n) \frac{A \cdot \varepsilon_r}{B} \cdot \sigma^{m-n}]^{\frac{m-n}{m+1-n}}}{m-n} \quad (3.43)$$

Autorul citat mai sus analizează trei materiale pentru care sunt cunoscute experimental dependențele $\epsilon_{\min}(\sigma)$, $\epsilon_r(\sigma)$ și $t_r(\sigma)$ și curbele de fluaj, (vezi Tabelul 3.1).

În Fig.3.11a și 3.11b sunt reprezentate cu linii punctate curbele teoretice de fluaj, obținute cu relația (3.34), iar cu linii continue curbele trasate experimental.

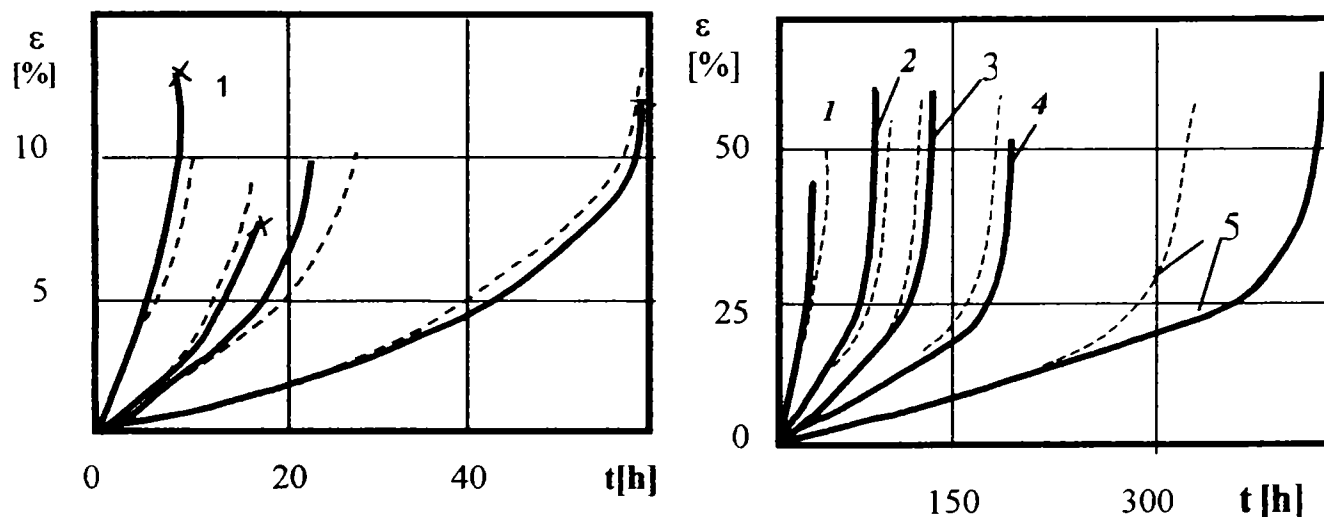


Fig.3.11. Curbe de fluaj : a)-pentru oțelul X18H10T la 500C; b)-pentru OT-4 la 500C.[2].

Curbele 1...4, din Fig.3.11a corespund, oțelului X18H10T la 850°C, și tensiunilor de 80,60,50 și respectiv 40 MPa. În Fig.3.11b, curbele 1...5 corespund tensiunilor de 180, 150, 130, 115 și respectiv 100 MPa, pentru aliajul de titan OT-4 la 500°C.

Tabelul 3.1.

Materialul (Temperatura în [°C])	Domeniu de σ [MPa]	m	n	$A(m+1)$ [Mpa] ⁻¹	B [Mpa] ⁻¹	D_r [MPa]	σ_0 [MPa]
oțel X18H10T (850)	40-80	3,07	3,2	$0,22 \cdot 10^{-6}$	$0,63 \cdot 10^{-8}$	8,5	170
aliaj de Ti (500)	100-180	3,59	3,59	$1,9 \cdot 10^{-10}$	$0,33 \cdot 10^{-10}$	154	890
oțel slab aliat (500)	62-217	2,69	3,2	$0,36 \cdot 10^{-10}$	$0,52 \cdot 10^{-12}$	2100	12000

După cum se poate vedea din datele prezentate în Tabelele 3.2, 3.3 și 3.4 și de pe graficele prezentate, metoda dă rezultate bune atât în ceea ce privește prognozarea timpului de rupere și a deformației la rupere, cât și în privința aproximării curbelor de fluaj. În Tabele 3.2, 3.3 și 3.4 se prezintă comparativ valorile experimentale ale lui t_r și ϵ_r , la numărător, iar la numitor sunt date valorile analitice, determinate cu (3.37) și respectiv, (3.38). Se constată că rezultatele teoretice obținute pentru oțelul slab aliat sunt aproape identice cu cele experimentale.

Tabelul 3.2

σ [MPa]	40	50	60	80
t_r [h]	54/54,1	23,5/26,7	15,5/14,8	6/7
ε_r [%]	12,6/13	10/11,5	8,2/10,2	12,4/8,3

Tabelul 3.3

σ [MPa]	100	115	130	150	180
t_r [h]	444/348	211/211	141/136	65/81	38/42
ε_r [%]	71/69	51/65	69/62	47/52	47/56

Tabelul 3.4

σ [MPa]	62	93	124	139	155	186	217
T_r 1000, [h]	415/421	139/141	61,2/65,2	46/47,5	34,6/35,8	21,2/21,9	14,1/14,5
ε_r , [%]	9/8,9	11/10,9	12,2/12,6	13,4/13,4	14,1/14	15,5/15,3	16,8/16,5

3.2.3. Evaluarea metodei însumării liniare a degradărilor, pentru variația în trepte a sarcinii.

Cea mai simplă și mai utilizată metodă de determinare a timpului până la rupere t_r , însumarea liniară a fracțiunilor degradării, propusă de Robinson,[96], nu este verificată întotdeauna, în sensul că se constată abateri ale sumei fracțiunilor de timp, față de unitate.

Dacă analizăm cazul unei încercări în cursul căreia tensiunea σ_1 , care acționează în intervalul t_1 , se modifică brusc la valoarea σ_2 și rămâne constantă pe durată t_2 până la ruperea probei, în momentul $t_r = t_1 + t_2$, atunci suma fracțiunilor de timp se poate scrie sub forma:

$$A = \frac{t_1}{t_{1r}} + \frac{t_2}{t_{2r}} \quad (3.44)$$

Dacă principiul însumării liniare este valabil, atunci: $A=1$. Mai mulți autori, între care Oding [73], constată abateri sistematice care depășesc limitele dispersiei normale. Aceste abateri depind de semnul diferenței ($\sigma_1 - \sigma_2$) pentru unele materiale, în timp ce pentru altele nu depind de parametrii încercărilor.

Modelul propus de Lokoșenko și Șesterikov,[74], permite descrierea abaterii mărimii A față de 1, independent de semnul diferenței ($\sigma_1 - \sigma_2$). Pentru descrierea rezistenței de durată se utilizează cunoscutul parametru al degradării $\omega(t)$, care poate lua valorile limită 0, pentru materialul

nedegradat și 1, pentru momentul ruperii, t_r . Deoarece multe materiale se comportă, la una și aceeași temperatură, tenace, la tensiuni mari, respectiv fragil, la tensiuni mici, este necesară introducerea unui parametru de degradare suplimentar, $\Omega(t)$, care respectă aceleași condiții limită ca și $\omega(t)$. Lokoșenko exprimă vitezele de degradare prin relațiile:

$$\dot{\omega} = \frac{B \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n}{f'(\omega)}; \quad \dot{\Omega} = \frac{B \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n}{F'(\Omega)} \quad (3.45)$$

cu $k = (m-n) > 0$, unde σ_0 , reprezintă valoarea tensiunii la care materialul își schimbă comportarea la rupere, și acceptă drept cea mai simplă condiție de rupere:

$$\max(\omega, \Omega) = 1 \quad (3.46)$$

Momentul ruperii se produce când unul dintre cei doi parametri devine egal cu unitatea. Pentru cazul tensiunii constante, prin integrarea relațiilor (3.45), de la 0 la t_r , utilizarea condiției (3.46) și a valorilor limită ale parametrilor ω și Ω , s-au determinat valorile timpului de rupere, ca fiind:

$$t_r = B^{-1} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^n, \text{ dacă } : \sigma < \sigma_0 \quad (3.47)$$

$$t_r = B^{-1} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^m, \text{ dacă } : \sigma > \sigma_0 \quad (3.48)$$

Relațiile (3.47) și (3.48) corespund curbelor determinate experimental, pentru rezistența de durată în coordonate dublu logaritmice, (vezi Fig.3.12).

Dacă tensiunea se modifică de la σ_1 pe intervalul t_1 , la σ_2 pe intervalul t_2 până la rupere, și σ_1 și σ_2 sunt ambele mai mari decât σ_0 , atunci analiza relațiilor (3.45) arată că parametrul Ω devine egal cu 1 mai repede decât ω , independent de valoarea lui t_1 . În acest caz a

doua dintre relațiile (3.45) va fi utilizată, iar condiția $A=1$ este întotdeauna îndeplinită. În mod asemănător, pentru $\max(\sigma_1, \sigma_2) < \sigma_0$, este valabilă prima dintre ecuațiile (3.45), și din nou $A=1$.

În cazul $\sigma_1 > \sigma_0 > \sigma_2$, ecuațiile (3.45) se vor scrie sub forma:

$$df = B \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^n \cdot dt; \quad dF = B \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m \cdot dt \quad (3.49)$$

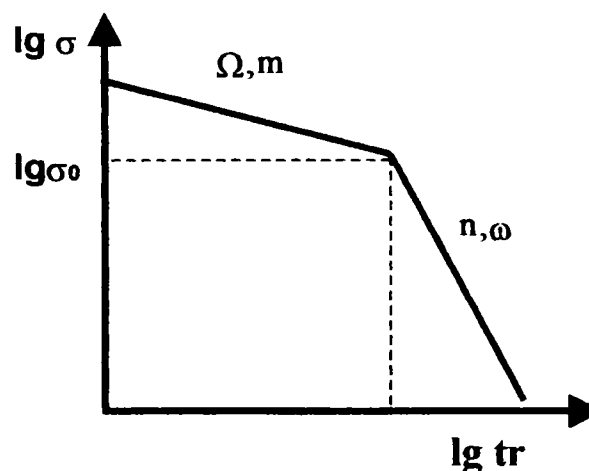


Fig.3.12. Curba rezistenței de durată,[74].

Introducând variabilele adimensionale $x = \sigma_1/\sigma_0$, $y = \sigma_2/\sigma_0$, integrând apoi ecuațiile (3.49), și determinând timpii $t_{r\omega}$ și $t_{r\Omega}$, se obține:

$$t_{r\omega} = t_1 + y^{-n} \cdot (B^{-1} - x^n \cdot t_1); \quad t_{r\Omega} = t_1 + y^{-1} \cdot (B^{-1} - x^m \cdot t_1), \quad (3.50)$$

în care $t_{r\omega}$, respectiv $t_{r\Omega}$ reprezintă timpul după care parametrul ω și funcția $f(\omega)$, respectiv parametrul Ω și funcția $F(\Omega)$, devin egale cu 1.

Timpul real de rupere se determină ca fiind valoarea minimă dintre $t_{r\omega}$ și $t_{r\Omega}$. Din compararea celor doi timpi rezultă că:

- $t_r = t_{r\omega}$, pentru $t_1/t_{1r} < c_1$;
- $t_r = t_{r\Omega}$, pentru $t_1/t_{1r} > c_1$,

unde mărimea c_1 este:

$$c_1 = \frac{(1 - y^k)}{(1 - y^k \cdot x^{-k})} \quad (3.51)$$

Valorile:

$$t_{1r} = (B \cdot x^m)^{-1}; \quad t_{2r} = (B \cdot y^n)^{-1} \quad (3.52)$$

sunt timpii de rupere la tensiunile constante x și y , și se obțin din relațiile (3.47) și (3.48). Folosind ecuațiile (3.50) și (3.52) și calculând suma fracțiunilor de timp (3.44), rezultă:

$$A = 1 + \left(\frac{t_1}{t_{1r}}\right)(1 - x^{-k}), \text{ dacă } : \frac{t_1}{t_{1r}} < c_1 \quad (3.53.a)$$

$$A = 1 + \left(1 - \frac{t_1}{t_{1r}}\right)(y^{-k} - 1), \text{ dacă } : \frac{t_1}{t_{1r}} > c_1 \quad (3.53.b)$$

Din aceste relații se vede că independent de valoarea t_1/t_{1r} , mărimea A este întotdeauna mai mare decât 1. Valoarea maximă a mărimii A se atinge pentru $t_1/t_{1r} = c_1$ și este:

$$A_{\max} = 1 + \frac{(1 - x^{-k})(1 - y^k)}{(1 - y^k \cdot x^{-k})} \quad (3.54)$$

Cu relația (3.54) se poate găsi valoarea maximă pentru domeniul delimitat de $x > 1$ și $0 < y < 1$. Pe două margini ale acestui domeniu ($x=1$ și $y=1$), $A_{\max}=1$. Pentru $x > 0$, $y=0$, A_{\max} crește cu distanța x de la 1 tinzând asimptotic spre 2.

Deci pentru cazul $\sigma_1 > \sigma_0 > \sigma_2$ modelul propus de Lokoșenko și Șesterikov prezintă abateri față de principiul însumării liniare:

$$1 < A < 2 . \quad (3.55)$$

Pentru cazul $\sigma_1 < \sigma_0 < \sigma_2$ analiza este asemănătoare, și se obține:

$$A_{\max} = 1 + \frac{(1-x^k)(1-y^{-k})}{(1-x^k \cdot y^{-k})} \quad (3.56)$$

Și-n acest caz rezultă aceeași relație (3.55) pentru mărimea A. In Fig.3.13 se prezintă cazul $\sigma_1 > \sigma_0 > \sigma_2$, adică $x > 1$, $0 < y < 1$, pentru $k=2$, curbele 1,2 și 3 corespunzând nivelelor constante ale mărimii $A_{\max}=(1,25;1,5;1,75)$. Pentru cazul încercărilor cu mai multe cicluri $\sigma_1-\sigma_2$, rezultatele obținute au fost identice cu cele prezentate pentru o singură schimbare a tensiunii, atât în cazul trecerii prin σ_0 , cât și-n cazurile când nu se trece prin σ_0 . Se precizează că în cazul acceptării condiției de rupere:

$$\min(\omega, \Omega) = 1, \quad (3.57)$$

atunci pe baza modelului (3.45), relația de mai sus descrie abateri ale lui $A < 1$.

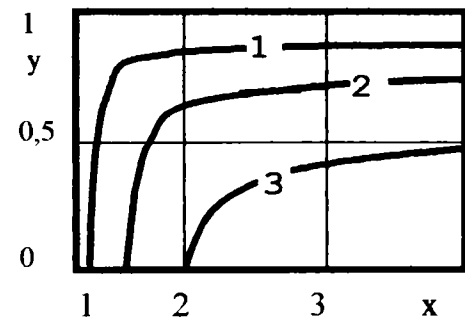


Fig.3.13. Abaterea de la principiul însumării liniare,[73].

3.3. Metode de extrapolare a rezultatelor încercărilor de fluaj.

Extrapolarea este necesară pentru a se putea prevedea momentul în care se va produce ruperea sau cel în care se va atinge o anumită deformare de fluaj, întrucât durata încercărilor, în general, nu poate depăși câteva mii de ore. În trecut s-a încercat stabilirea unor ecuații de evoluție în timp a fluajului, ecuații care să permită extrapolarea rezultatelor obținute prin încercări de fluaj de scurtă durată, pentru durate cu mult mai mari. Astfel de relații au fost deduse de: Mac Vetty, Bailey, Kacianov, Beleaev, ș.a., însă pentru durate lungi rezultatele obținute cu fiecare dintre ele diferă mult de cele reale. Explicația constă în faptul că relațiile propuse nu țin seama de evoluția în timp a mecanismelor de fluaj. Din acest motiv extrapolarea pe baza relațiilor amintite a fost abandonată.

3.3.1. Extrapolarea pe baza încercărilor de scurtă durată.

a) Metoda punctelor.

Pe mai multe șarje de proveniență diferită, pentru o aceeași marcă de oțel, la o temperatură dată, se fac mai multe încercări la nivele determinate de tensiune, σ . Durata încercărilor în cazul extrapolării la 100.000 ore, se extinde până la minimum 10.000 h.

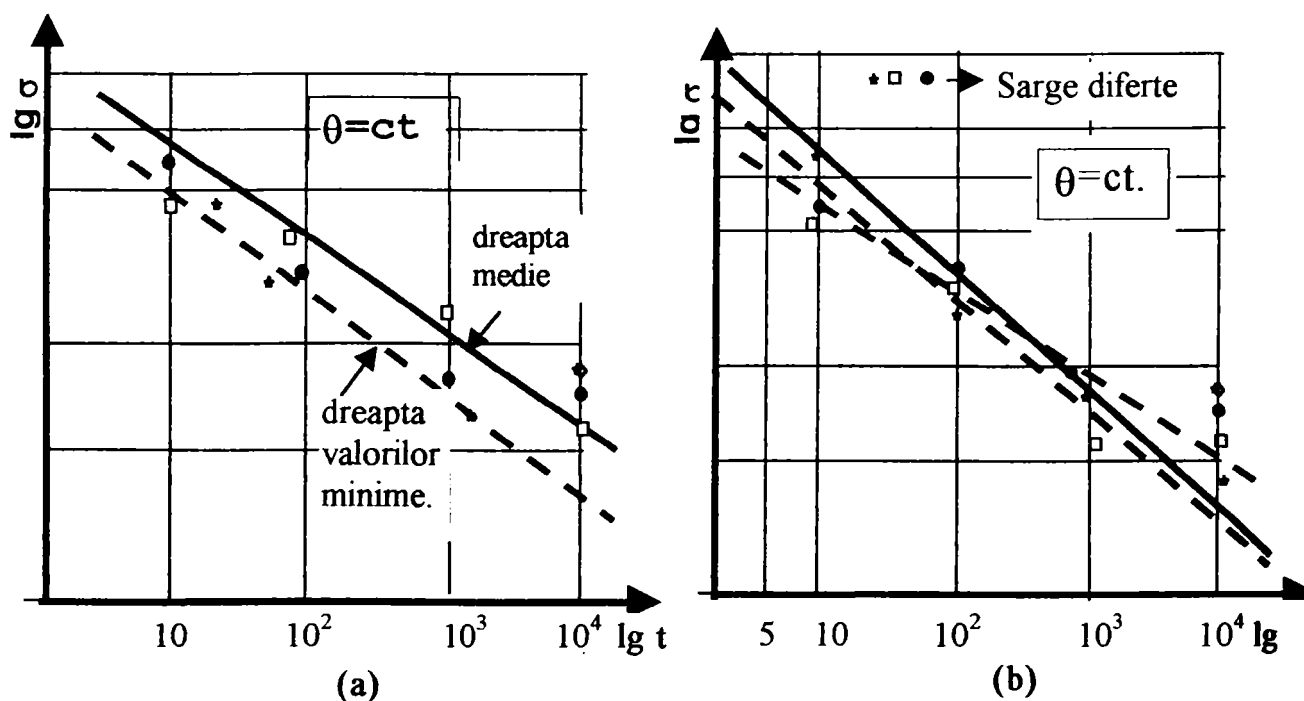


Fig. 3.14. Aplicarea metodei de extrapolare: -a) metoda punctelor; -b) metoda dreptelor, [18].

Se trasează apoi dreapta medie, pentru ansamblul punctelor raportate pe diagrama $\lg \sigma - \lg t$, Fig. 3.14.a. Dreapta valorilor minime este obținută unind valorile minime și eliminând rezultatele aberante. Dispersia constatată este în jur de (20...25)%.

b) Metoda dreptelor.

În acest caz încercările sunt efectuate ca și la metoda punctelor. Pentru fiecare șarjă se trasează dreapta medie a rezultatelor încercărilor, Fig.3.14.b.

Condițiile de omologare prevăzute de ICEM,[129].

Pentru omologarea și acceptarea oțelurilor destinate să lucreze în centralele electrice, în 1967, au fost stabilite, și impuse, instrucțiuni care să asigure o reproductibilitate corespunzătoare a caracteristicilor mecanice de lungă durată. Acestea sunt:

- σ_{rt} și σ_{st} indicate de furnizor trebuie să fie rezultate dintr-un program de încercări care să cuprindă determinări pe probe din cel puțin 10 șarje diferite, produse în decursul a minimum 3 ani. Probele din cele 10 șarje se preiau din cel puțin 15 locuri diferite și se încearcă astfel încât:

- 15 încercări, (câte una pe lot), să conducă la rupere între 100 și 300 ore;
- 15 încercări, (câte una pe lot), să conducă la rupere între 300 și 1000 ore;
- 10 încercări, (câte una pe șarjă), să conducă la rupere între 1000 și 3000 ore;
- 3 încercări, (din șarjele care au condus la nivele minime pentru t_r , la încercările de

scurtă durată), să conducă la rupere în peste 3000 ore, din care una între 6000 și 10.000 ore. În cursul acestor încercări este necesară și determinarea limitelor: $\sigma_{1/10.000}$ și $\sigma_{1/100.000}$. Extrapolarea rezultatelor se va face în coordonate dublu logaritmice, intervalul de extrapolare nedepășind de 10 ori durata maximă a încercării experimentale. Se admite transpunerea rezultatelor prin metoda Larson-Miller, pentru a se obține rezultatele la fluaj la temperatura considerată, cu mențiunea că intervalele de temperatură sunt limitate la +15°C și -25°C.

3.3.2. Metode parametrice de extrapolare.

Sunt aplicații ale principiului conform căruia fluajul poate fi accelerat crescând temperatura de încercare. Un avantaj important este acela că astfel se mărește acțiunea termică.

Fluajul poate fi de asemenea accelerat crescând valoarea tensiunii de încercare, dar pe această cale nu este afectată acțiunea termică. Crescând temperatura, și prin urmare viteza cu care se dezvoltă acțiunea termică, se poate face ca acțiunea termică din timpul încercării să se apropie de aceea care se produce în timpul duratei de serviciu, ceea ce crează o bază mai sigură de extrapolare.

Deci apariția deformației totale permise sau a rupei se accelerează, prin utilizarea unei temperaturi superioare celei de serviciu. Timpul necesar la această temperatură mai ridicată, este convertit în durata corespunzătoare temperaturii de serviciu, prin folosirea parametrilor "timp-temperatură".

Metodele parametrice au fost puse la punct pe baze teoretice, dar și empirice.

Calculul teoretic se bazează pe ecuația lui Arrhenius. Dacă se presupune că fluajul este un

fenomen activat termic care ascultă de relația (2.31), atunci durata necesară pentru a produce o deformare dată sau ruperea, devine:

$$t_r = G \cdot \exp\left(\frac{\Delta H}{RT}\right), \quad (3.58)$$

unde G = constantă corelativă cu A . Logaritmând (3.58) rezultă:

$$\lg t_r = \lg G + M \frac{\Delta H}{RT}, \quad (3.59)$$

unde: $M = \lg(e) = 0,4343$.

Dacă se presupune că G și ΔH sunt funcții numai de σ , relația (3.59) este o funcție liniară în $\lg(t_r)$ și $1/T$, pentru orice tensiune dată.

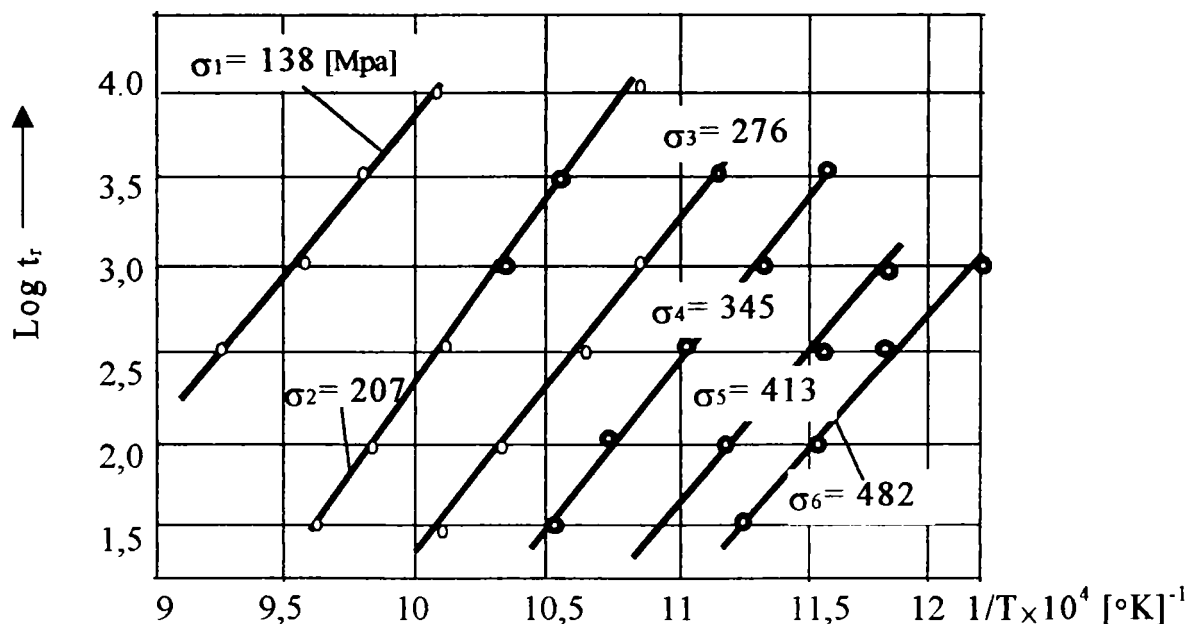


Fig.3.15. Curbe de $\sigma = \text{ct.}$, deduse de Goldhoff,[84].

În Fig.3.15. se prezintă o familie de curbe (pentru un aliaj refractar cu 20%Cr, 20%Ni și 20%Co), obținute plecând de la datele din Fig.3.16, prin reprezentarea lui $\lg(t_r)$ funcție de $1/T$, pentru diferite valori ale lui σ .

Se vede că toate curbele (din Fig.3.15) pot fi considerate cu aproximație linii drepte. Pentru o dreaptă dată, ecuația (3.59) are forma:

$$y = b + m x, \quad (3.60)$$

unde: $b = \lg(G)$, $m = M\Delta H/R$.

Caracteristicile unei asemenea familii de curbe (Fig.3.15) sunt determinate de modul în care ΔH și G variază cu σ .

Există trei posibilități:

- $G = \text{ct.}$ și $\Delta H = f(\sigma)$, când dreptele au un punct comun situat pe axa y ($\lg(t_r)$), (Fig.3.17a);
- $\Delta H = \text{ct.}$ și $G = f(\sigma)$, când rezultă o familie de drepte paralele care au aceeași pantă:

$M\Delta H/R$, (Fig.3.17b);

$G \neq \text{ct.}, \Delta H \neq \text{ct.} \Rightarrow G = f_1(\sigma), \Delta H = f_2(\sigma)$, când dreptele nu pot fi nici paralele nici concurente într-un singur punct.

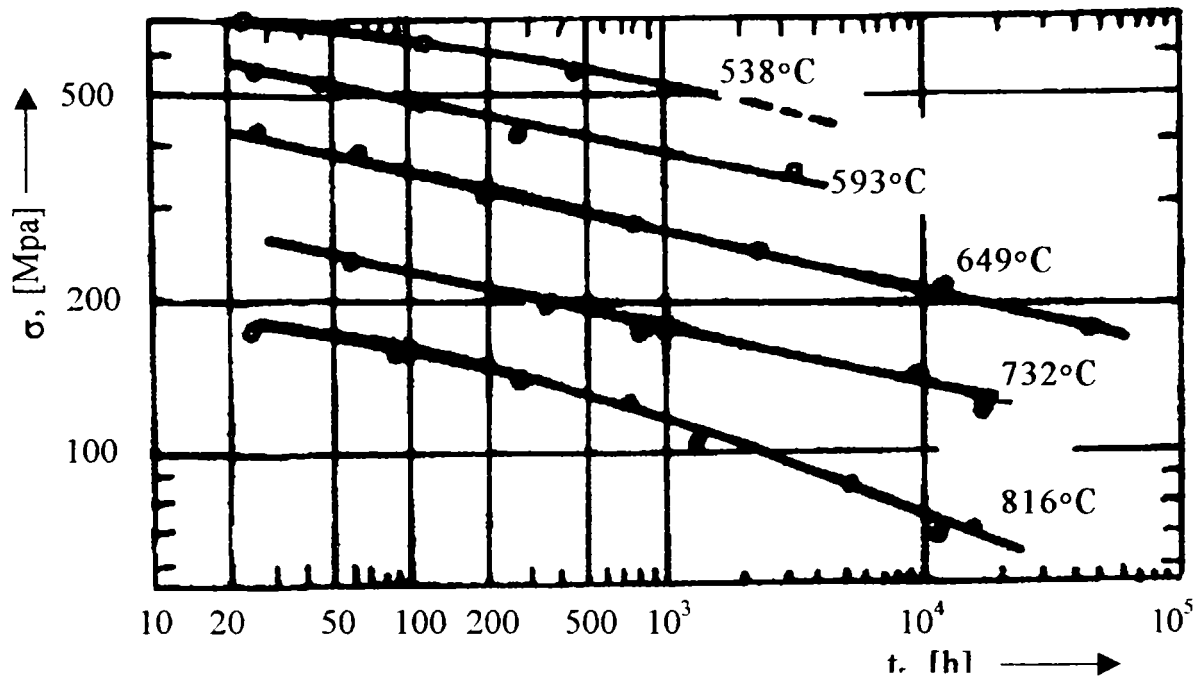


Fig.3.16. Curbele de rupere prin fluaj ptr. aliajul refractar S 590 (20 % Cr, 20 % Ni, 20 % Co, 40 % Fe), [82].

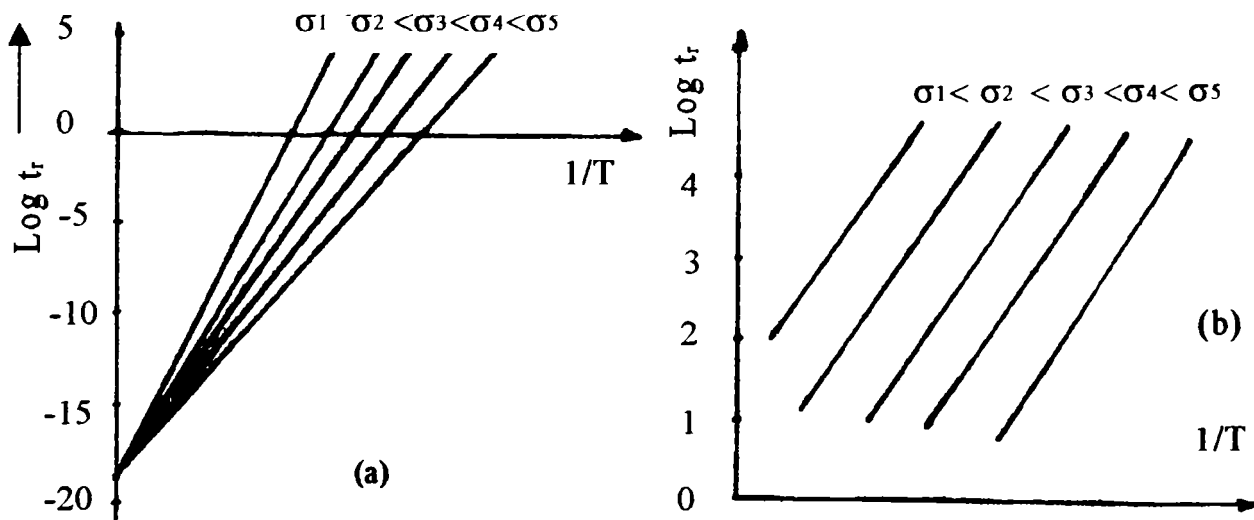


Fig.3.17. a)- drepte convergente cu $G = \text{constant}$; b)- drepte cu $\Delta H = \text{constant}$.

3.3.2.1. Metoda LARSON-MILLER.

Această metodă se bazează pe ipoteza $G = \text{ct.}, \Delta H = f(\sigma)$, dedusă de Larson și Miller din constatarea experimentală că dreptele $\sigma = \text{ct.}$ sunt concurente într-un punct pe axa $\lg(t_r)$. Dacă se notează $\lg G = -C$ și $m = M\Delta H/R$, (funcție de σ), ecuația (3.59) ia forma:

$$\lg t_r + C = m \left(\frac{1}{T} \right) \quad (3.61)$$

Valoarea lui C pentru fiecare material se poate determina dintr-o diagramă de tipul celei din

Fig.3.3.4a. Pentru oțeluri refractare $C \in (15...30)$. Pentru că m este o funcție de σ , ecuația (3.3.4) se scrie sub forma:

$$T (\lg t_r + C) = m \quad (3.62)$$

sau: $P_1 = f_1(\sigma)$, unde: $P_1 = T[\lg(t_r) + C]$ este parametrul lui Larson-Miller și $m = f_1(\sigma) = M\Delta H/R$.

Astfel dacă se evaluează P_1 , pentru o serie de valori ale perechii t_r - T , și se reprezintă valorile obținute în funcție de tensiunile corespunzătoare, se obține o curbă unică pentru orice moment dat. Această curbă se numește curba de bază și este reprezentată în Fig.3.18. În acest caz, C s-a obținut prelungind dreptele până la intersecția lor cu axa $\lg(t_r)$, (Fig.3.17.a), și utilizând punctul mediu de intersecție.

Parametrul P_1 are aceeași valoare pentru o infinitate de combinații între t_r și T , mergând de la durate scurte și temperaturi mari (parametrii ce reprezintă condițiile de încercare), până la durate lungi și temperaturi mai scăzute, (condițiile de serviciu).

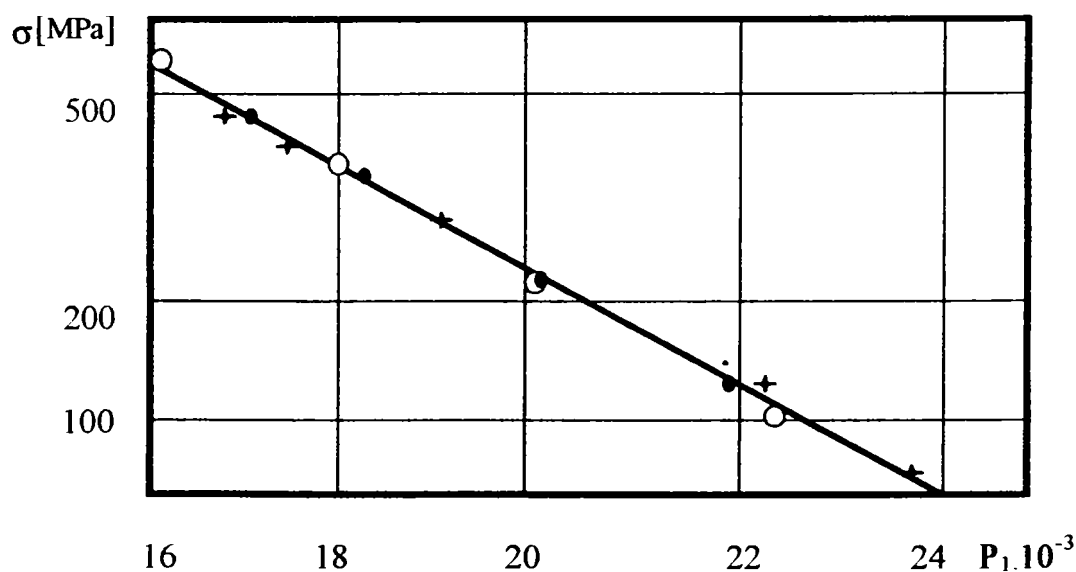


Fig.3.18. Curba de bază a aliajului S 590, ptr. parametrul "L-M", P_1 , [52].

Ca exemplu, pentru o durată de viață de 100.000 ore la 500°C (773K), valoarea lui P_1 este: $P_1 = 773(5 + 17,5) = 17400$. Aceași valoare se obține printr-o încercare de rupere la fluaj de 1.000 ore la 850K (577°C). Evident că ambele încercări dau același punct pe curba de bază: 400 MPa.

Adesea se ia în considerare o valoare medie unică a lui C pentru diferite aliaje refractare. Acest procedeu permite să se utilizeze aceeași scară pentru P_1 , pe toate curbele de bază, astfel încât ele se pot trasa pe o singură diagramă. Dacă valoarea reală a lui C , pentru fiecare aliaj, este apropiată de această valoare medie, acest procedeu se justifică prin micșorarea volumului de muncă și prin posibilitatea de a face comparații directe între aliaje. Valoarea medie curent utilizată a lui C este 20. Se obțin însă rezultate mai precise când se utilizează valoarea efectivă a lui C pentru fiecare

material.

3.3.2.2. Metoda SHERBY-DORN.

A fost fundamentată tot pe baza relației (3.59), dar acceptându-se ipoteza $\Delta H=ct.$, pentru un material dat, și că G variază cu σ . Aceasta este situația ce corespunde celei de-a doua eventualități în care dreptele $\sigma=ct.$, în coordonate $\lg(t_r)-1/T$, sunt paralele, Fig.3.17b.

Pentru condițiile acceptate s-a obținut $P_2=$ parametrul de extrapolare, funcție de tensiunea de încercare ca fiind:

$$P_2 = \varphi = f_2(\sigma) = \lg t_r - \frac{\delta}{T} \quad (3.63)$$

Constanta δ se determină, pentru un material dat, ca fiind panta comună a dreptelor din Fig.3.17b.

Ecuția (3.63) se poate reprezenta sub forma unei curbe de bază, care pentru datele din Fig.3.16 are expresia analitică: $P_2 = \lg(t_r) - 18690/T$, unde $\delta=18680$ este panta medie a curbelor din Fig.3.17b.

În acest caz pentru $t_r=100.000$ ore, la 500°C , rezultă: $P_2=-19.2$, valoare care se poate obține și pentru $t_r=1.000$ ore, la 572°C . Tensiunea σ rezultată pe curba de bază este tot 400 MPa , ca și în cazul metodei Larson-Miller, dar în acest caz temperatura este cu 5°C mai mică.

3.3.2.3. Metoda MANSON-HAFORD.

A fost stabilită pe baze empirice plecându-se de la observația neregularității curbelor din diagramele $\lg(t_r)-1/T$. Manson și Haford au încercat să reprezinte în alt mod t_r -ul în funcție de T , găsind că reprezentarea $\lg(t_r)-T$ conduce la o mai bună aliniere a rezultatelor experimentale după o dreaptă. În plus, pentru același material și tensiuni diferite dreptele sunt concurente într-un punct al graficului, (Fig.3.19).

O familie de drepte de acest gen poate fi reprezentată de ecuația:

$$T - T_a = S [\lg(t_r) - \lg(t_a)] \quad (3.64)$$

,unde S este panta dreptei funcție de σ ; $T_a, \lg(t_a)$ sunt coordonatele punctului de concurență.

Parametrul Manson-Haford, (P_3), este numit și parametru liniar, deoarece se bazează pe o relație liniară între $\lg(t_r)$ și T cum se poate vedea și în Fig.3.20 unde se prezintă curba de bază pentru același aliaj S 590.

Manson și Haford au propus următorul parametru:

$$P_3 = f_3(\sigma) = S = \frac{T - T_a}{\lg t_r - \lg t_a} \quad (3.65)$$

Pentru durata de viață de 100.000 ore la 500°C , se obține $P_3=-40$. Aceași valoare se poate

obține și pentru $t_r=1.000$ ore dacă se adoptă $T_{\text{încercare}}=580^\circ\text{C}$. Si-n acest caz tensiunea este tot de 400 MPa dar temperatura de încercare este mai mare.

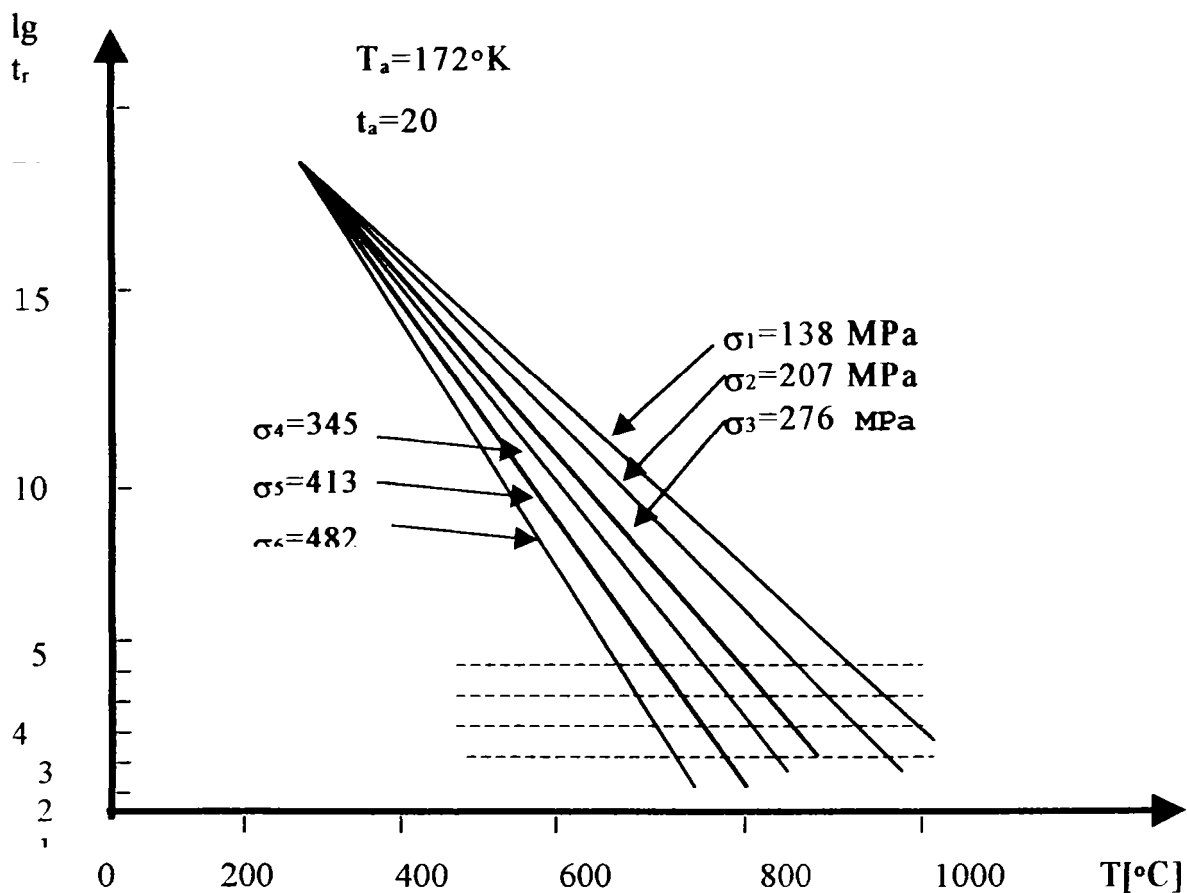


Fig.3.19. Curbele $\sigma=\text{ct.}$ pentru S 590, în coordonate $\lg(t_r)$ -T.

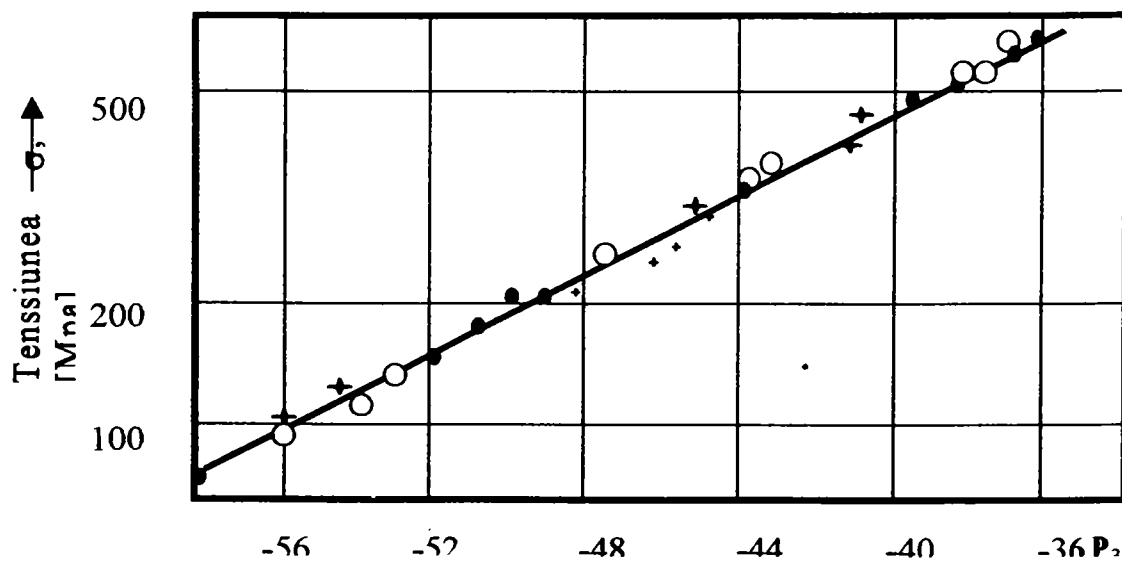


Fig.3.20. Curba de bază pentru S 590, cu P_3 .

3.3.2.4. Metoda MURRY.

Plecând de la acceptarea simultană a ipotezelor $G_{\neq \text{ct.}}$ și $\Delta H_{\neq \text{ct.}}$, pe baza rezultatelor experimentale, Murry a dedus o nouă formulă parametrică de forma:

$$F_1(\sigma_0) = \frac{\lg t_r + p \cdot \sigma_0}{\frac{1}{T} - n} \quad (3.66)$$

,unde p și n sunt constante determinate experimental; σ_0 = tensiunea inițială. Murry nu a stabilit semnificația fizică a parametrului $F_1(\sigma_0)$ pe care l-a determinat numai pe baza interpretării rezultatelor experimentale.

3.3.2.5. Metoda CONSTANTINESCU.

Pe baza datelor experimentale obținute la ICEM,[18], pentru un oțel feritic s-a introdus un nou parametru timp-temperatură:

$$P_4 = \beta(\sigma_0) = \lg t_r + \alpha \cdot T \quad (3.67)$$

,unde α este panta familiei de drepte $\sigma = ct.$, trasate în coordonatele $\lg(t_r)$ - T , iar β este o funcție de tensiunea de încercare, reprezentând ordonata la origine a fiecăreia din izobarele experimentale.

3.3.2.6. Metoda MANSON.

- constituie o generalizare a metodei Manson-Haford și este descrisă de ecuația:

$$P_6(\sigma) = \frac{\sigma^{-q} \cdot \lg t_r - \lg t_a}{(T - T_a)^r} \quad (3.68)$$

în care σ = tensiunea inițială; T = temperatura absolută; t_r = durata caracteristică; q , r , t_a , T_a = constante.

Existența a 4 constante face formula (3.68) foarte elastică, dar rezolvarea ei se poate face numai prin metoda aproximațiilor succesive. Dacă se dau anumite valori constantelor din relația (3.68), se regăsesc ecuațiile propuse de alți autori, și numeroase combinații ale alurii izobarelor corespunzând rezultatelor încercărilor diferitelor materiale (vezi Tabelul 3.5).

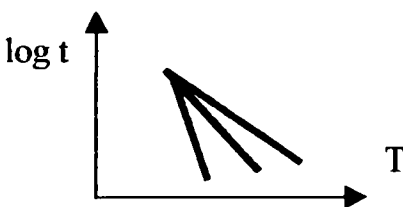
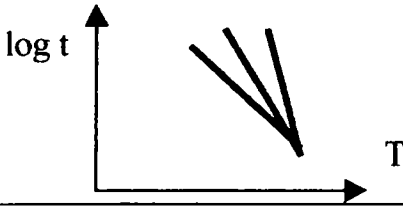

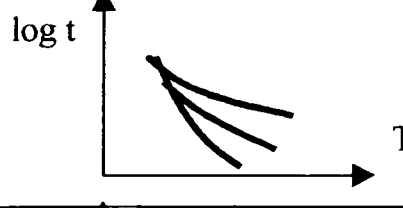
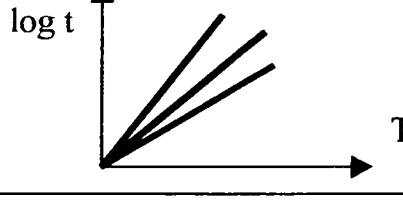
3.3.2.7. Metodă grafică de extrapolare.

Glen [82] a considerat că factorul care influențează cel mai mult rezultatele la fluaj este microstructura metalului sau aliajului. Dacă un metal sau aliaj oarecare, supus unui anumit tratament termic, posedă o anumită rezistență inițială la fluaj, aceasta este mai mică pentru un metal pur, mai mare în cazul unei soluții solide și poate avea valori foarte mari în cazul unui aliaj care conține un precipitat fin dispersat și coerent.

În cazul metalelor pure rezistența inițială se confundă cu rezistența totală la fluaj. În cazul aliajelor, însă rezistența totală se compune din cea inițială și din așa-numita rezistență latentă la fluaj. Aceasta din urmă nu intervine inițial, ea apărând în timpul încercării ca rezultat al diferitelor

fenomene de precipitare și durificare, datorate fenomenului de îmbătrânire mecanică prin deformare.

Tab.3.5

Alura izobarelor	Valori stabilite pentru constante	Ecuția parametrică rezultată
	$q=0;$ $r=1;$ $t_a < t_r.$	$P = \frac{\lg t_r - \lg t_a}{T - T_a}$ (Manson - Haferd)
	$q = 0;$ $r = 1;$ $t_a > t_r.$	$P = \frac{\lg t_r - \lg t_a}{T - T_a}$
	$q = 0;$ $r > 1;$ $t_a < t_r.$	$P = \frac{\lg t_r - \lg t_a}{(T - T_a)^r}$
	$q = 0;$ $r < 1;$ $t_a < t_r.$	$P = (\lg t_r - \lg t_a) \cdot (T - T_a)^r$ (Manson - Brown)
	$q = 0;$ $r = 1;$ $T_a = 0.$	$P = T(\lg t_r - \lg t_a)$ (Larson - Miller)

Pentru un metal pur forma curbeide fluaj este simplă, fiind întrutotul asemănătoare curbei teoretice de fluaj. In cazul aliajelor care posedă o rezistență latentă la fluaj, forma curbelor $\epsilon=f(t)$ se îndepărtează de aceea a curbei teoretice. Pentru un astfel de material ϵ scade mai întâi ca la un metal pur, pentru a descrește apoi rapid într-un interval de timp numit perioadă de tranziție a vitezei de fluaj. In Fig.3.21 se prezintă un caz în care perioada de tranziție are loc pe intervalul BD, astfel încât forma completă a curbei este ABDEF. Tot în Fig.3.21 se prezintă un aliaj cu două perioade de tranziție (BD și EG) astfel că forma completă a curbei de fluaj este ABDEGH.

Fenomenul prezentat face ca metodele de extrapolare bazate pe reprezentarea $\lg(\sigma)$ - $\lg(t_r)$ să fie afectate de unele erori, care s-ar putea evita dacă s-ar folosi metoda propusă de Glen. Aceasta constă în extrapolarea pe baza reprezentării fenomenului de fluaj în coordonate deformare-viteză de deformare, $(\epsilon-\dot{\epsilon})$.

Marele avantaj al metodei grafice constă în faptul că se poate calcula eroarea posibilă, cu care se determină mărimea extrapolată. Prin îmbunătățirea metodei eroarea poate fi redusă mult. Dezavantajul metodei constă în faptul că necesită curbele $\epsilon = f(t)$, a căror determinare cere o tehnică de laborator mai dificilă și mai laborioasă.

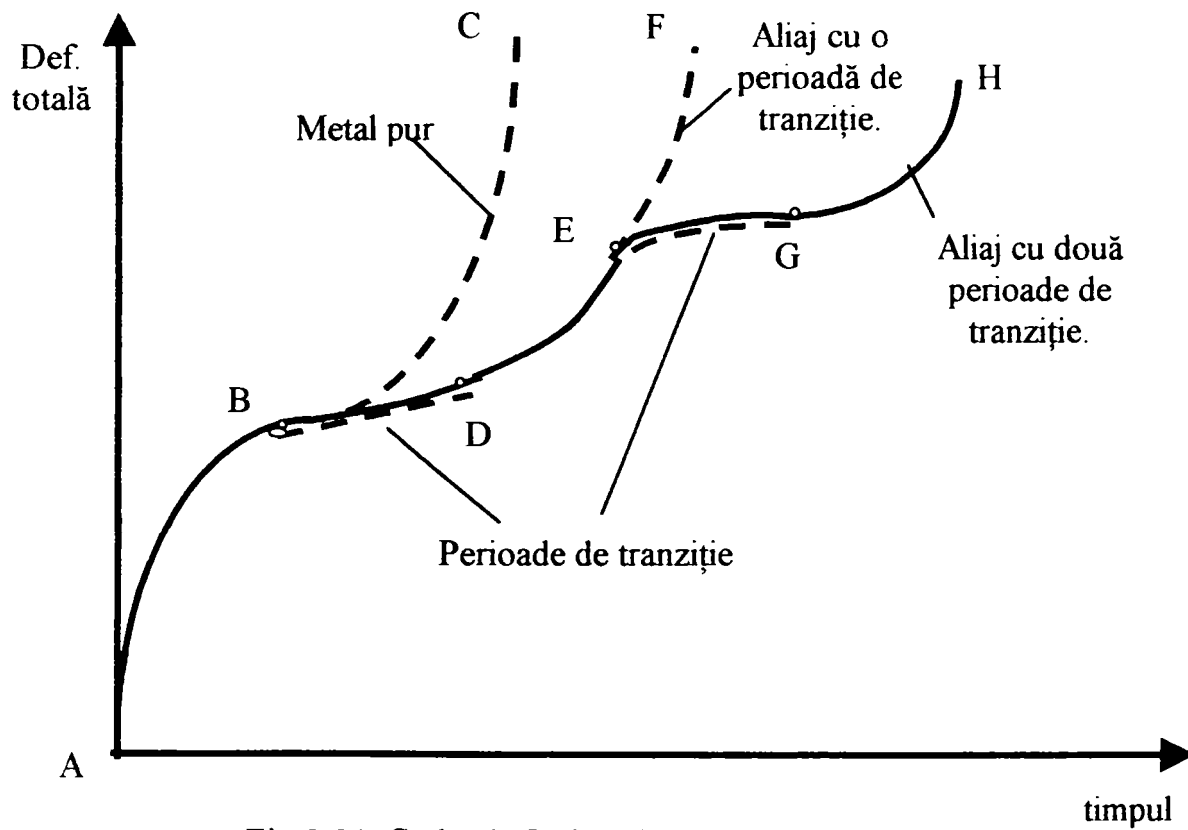


Fig.3.21. Curbe de fluaj cu diverse perioade de tranziție,[34].

3.4. Determinarea caracteristicilor de fluaj prin încercări la întindere cu viteză de deformare mică, (LSRTT).

Extrapolarea rezultatelor obținute prin încercări de scurtă durată, pentru condițiile reale de exploatare care uneori nici nu sunt cunoscute cu exactitate, va fi făcută în cele ce urmează printr-o metodă de prognoză a duratei până la rupere, t_r , elaborată la Universitatea din Gent, SUA, [109]. Această metodă se bazează pe conceptul de viteză de deformare constantă, propus de Rajakovics, [94], și permite determinarea vitezei de fluaj staționar, pentru orice tensiune de exploatare arbitrară, pe baza datelor experimentale furnizate de o serie de încercări la întindere cu $\dot{\epsilon} = \text{const.}$, cuprins între 10^{-4} și 10^{-8} [1/s], efectuate la temperatura de exploatare, (θ) .

Pe lângă evaluarea proprietăților de fluaj ale materialelor neutilizate, metoda poate fi aplicată și pentru determinarea t_r -ului remanent al materialelor utilizate într-un interval scurt de timp, comparabil cu cel al unei opriri normale pentru revizii.

3.4.1. Încercarea la tracțiune cu viteză de deformare scăzută.

O serie de probe (Fig.3.22), prelevate din materialul ce se examinează, sunt încercate la tracțiune pe mașini cu comandă hidraulică sau electromecanică, capabile să asigure controlul deformației și al sarcinii. Probele sunt prelucrate astfel încât să asigure o centrare bună care să evite încovoierea.

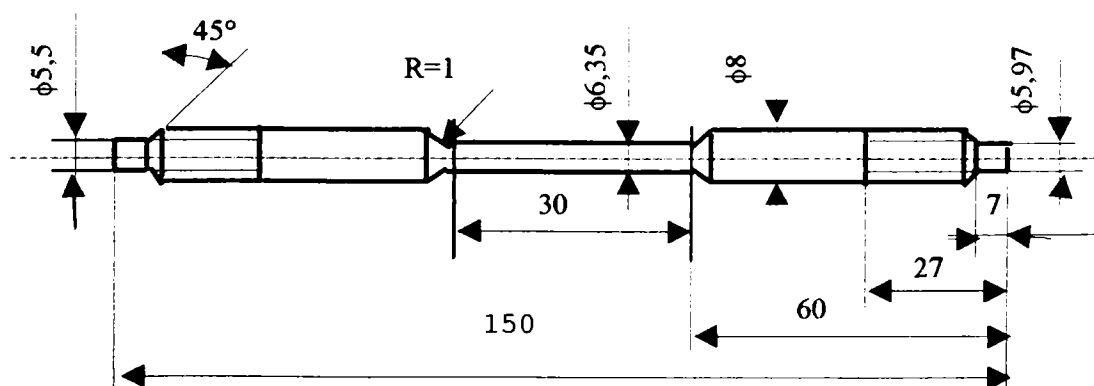


Fig.3.22.Epruvetă pentru LSRTT.

Încălzirea probei se poate realiza fie prin inducție (datorită rezistenței proprii), fie într-un cuptor cu trei serii de înfășurări. Prima metodă de încălzire, deși mai rapidă, are dezavantajul unei distribuții neuniforme a temperaturii în lungul probei, și ca urmare deformația măsurată pentru lungimea activă reală trebuie corectată, pentru a se ține seama de gradientul de temperatură. Temperatura se măsoară cu o termocuplă sudată în centrul probei, iar alungirea cu

un extensometru rezistent la temperaturi mari, prevăzut cu tije din cuarț fixate pe capetele lungimii active a probei.

În timpul încercărilor efectuate la viteze $\dot{\epsilon}$ de $10^{-5}, 10^{-6} \dots 10^{-8}$ [1/s], se înregistrează diagrama caracteristică. Încercările, care durează între 2 ore și aproximativ 3 zile, se opresc când sarcina atinge o valoare staționară (Fig.3.23). Dacă se cunoaște viteza de fluaj staționară, din încercările de fluaj, atunci se mai efectuează o încercare suplimentară la această viteză de deformare.

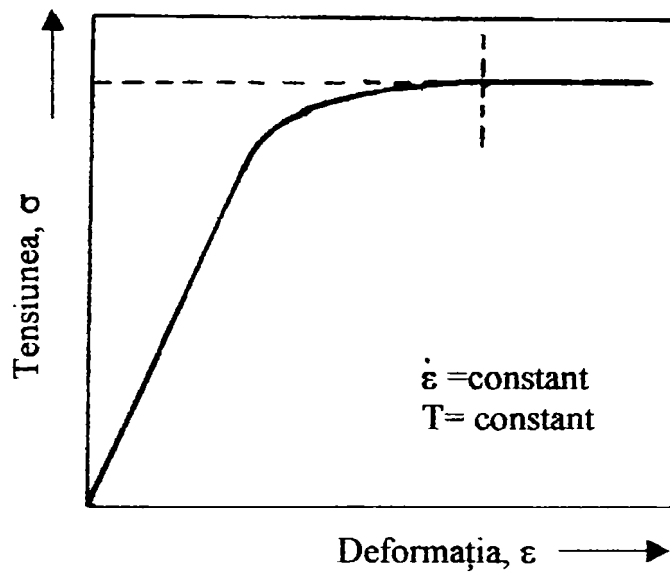


Fig.3.23. Curbă caracteristică.

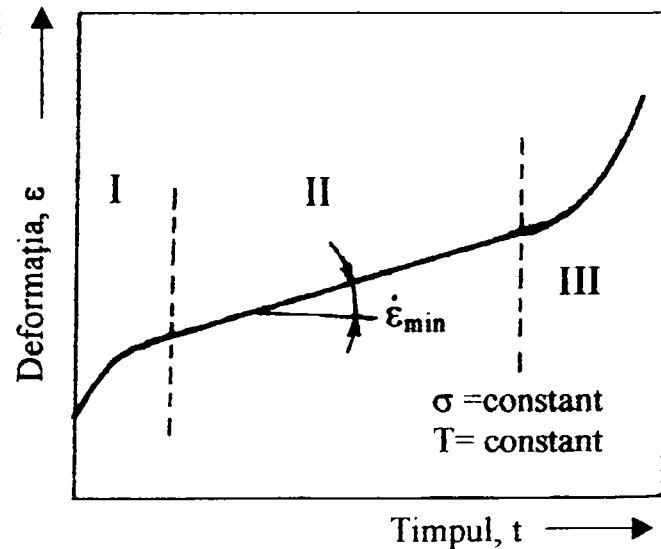


Fig.3.24. Curbă de fluaj.

Analiza curbei caracteristice a unei LSRTT la $\dot{\epsilon} = \text{const.}$ arată existența unei tensiuni staționare σ_s , care s-a presupus a fi legată de $\dot{\epsilon}$ printr-o relație similară celei dintre viteza minimă de fluaj și tensiunea $\sigma = \text{const.}$:

$$\dot{\epsilon}_{\min} = A \cdot \sigma^n \quad (3.69)$$

Datorită similitudinii dintre faza staționară a unei LSRTT și cea a unei încercări de fluaj (Fig.3.24), s-a încercat reprezentarea rezultatelor LSRTT-urilor într-un mod similar:

$$\dot{\epsilon} \sim \sigma_s^n \quad (3.70)$$

Pe baza relației (3.70), plecându-se de la rezultatele LSRTT-urilor, s-a încercat extrapolarea tensiunilor de fluaj corespunzătoare vitezelor de deformare mai mici întâlnite de obicei la fluaj ($< 10^{-8}$). Pentru aceasta s-a presupus că la valori $\dot{\epsilon}$ și $\dot{\epsilon}_{\min}$ egale corespund valori egale pentru σ și σ_s .

Utilizarea relației (3.70) la extrapolarea tensiunilor de fluaj, conduce la valori mai mici pentru perechile $\sigma - \dot{\epsilon}_{\min}$, decât cele obținute prin încercări de fluaj, așa cum se vede din Fig.3.25.

Acest lucru se explică prin faptul că în timp ce σ este o variabilă independentă, la încercările de fluaj, σ_s este o variabilă diferită de σ , funcție de $\dot{\epsilon}$, θ și de material.

Tensiunea σ_s , aplicată probei obligate să se deformeze la o viteză și o temperatură date, poate fi considerată ca tensiune internă la o încercare de fluaj efectuată la aceeași temperatură și viteză de deformare $\dot{\epsilon}_{min}$ eg. cu cea corespunzătoare încercării LSRTT.

Dacă temperatura este constantă extrapolarea la viteze mici de deformare se face cu relația:

$$\dot{\epsilon}_{min} = B \cdot (\sigma - \sigma_s)^{n_0} \quad (3.71)$$

în care n_0 are o valoare de 4,5; $B =$ constantă.

Cunoașterea relației dintre tensiunea aplicată din exterior, (σ) și tensiunea internă corespunzătoare, (σ_s), permite extrapolarea în domeniul vitezelor de fluaj. Așa cum s-a menționat în [94], această relație constă din două porțiuni liniare, și tensiunea caracteristică fluajului poate fi exprimată prin relația:

$$\sigma_s = a + b \cdot \sigma \quad (3.72)$$

unde a și b sunt parametrii care depind de material și de temperatură. Dacă pentru o anumită viteză de deformare $\dot{\epsilon}$, atât σ aplicată la o încercare de fluaj cât și σ_s determinată printr-o încercare LSRTT, sunt cunoscute, constanta B din relația (3.71) poate fi determinată. Pentru orice altă LSRTT cu alt $\dot{\epsilon}$, valoarea corespunzătoare a lui σ poate fi calculată cu (3.71). O regresie liniară pentru aceste valori ale lui σ și σ_s , va da parametrii a și b din (3.72). Cu a și b determinați se pot obține valorile diferențelor $\sigma - \sigma_s$ pentru orice tensiune de fluaj dată, după care din (3.71) se obține valoarea corespunzătoare a lui $\dot{\epsilon}_{min}$.

3.4.2. Evaluarea duratei de viață remanente.

Asemănător modului în care se folosesc rezultatele încercărilor LSRTT cu viteze mici de deformare, pentru determinarea vitezei minime de fluaj la materialele noi, în cazul materialelor deja utilizate, relația dintre viteza minimă de fluaj și tensiune, este de forma:

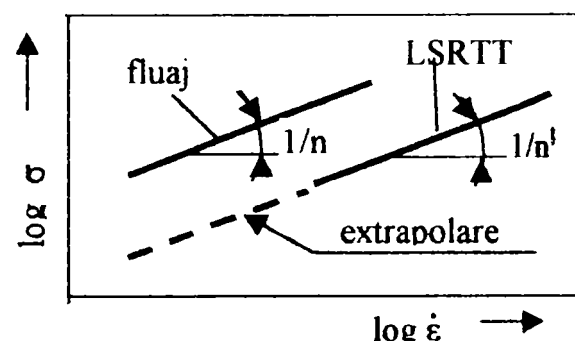


Fig.3.25. Extrapolarea vitezei de fluaj printr-o LSRTT,[94].

$$\dot{\epsilon}_{\min} = B' \cdot (\sigma - \sigma_s)^{n_0} \quad (3.73)$$

Conform lucrării [118], se poate presupune că B' este un factor independent de timp, astfel încât $B' = B$. Prin efectuarea de LSRTT-uri pe un material utilizat și folosind relația (3.72), obținută pentru un material neutilizat, se poate determina un set de valori $(\sigma - \sigma_s, \sigma_s)$ pentru orice valoare a lui $\dot{\epsilon}$, care rezultă din relația (3.72) pentru un material utilizat. În acest mod $\dot{\epsilon}_{\min}$, în cazul materialului utilizat, poate fi determinată pentru orice tensiune de fluaj dată. Pentru această viteză minimă de fluaj, durata de viață remanentă poate fi determinată folosindu-se relația lui Monkman-Grant,[83]:

$$\dot{\epsilon}_{\min} \cdot t_r = C \quad (3.74)$$

În lucrarea [109] se prezintă un model matematic pentru evaluarea rezultatelor încercărilor de scurtă durată, efectuate pe probe din oțel slab aliat cu 2,25%Cr și 1%Mo utilizat în construcția cazanelor care lucrează în condiții de fluaj, precum și rezultatele experimentale obținute atât pentru materialul neutilizat, (în condiții de livrare), cât și pentru probe prelevate după 170.000 ore exploatare.

Incercările efectuate au constatat din:

- încercări la rupere cu durate de sub 1000 ore (doar câteva încercări, pentru scopuri de control au durat 10.000 ore);

- încercări de fluaj de scurtă durată pe două serii de probe: a)- o serie de probe la 550°C și 70 MPa, timp de 10.000, 20.000 și 30.000 ore; b)- o serie de probe supuse recoacerii izoterme la 550°C timp de 10.000, 20.000 și 30.000 ore, după care au fost scoase din cuptor și reintroduse în mașină, pentru încercări de foarte scurtă durată la tensiuni și temperaturi mari.

Rezultatele încercărilor la rupere au fost analizate cu o relație parametrică de forma:

$$\log t_r = G(T) \cdot F(\sigma) + H(T) \quad (3.75)$$

Pentru o tensiune dată, timpul de rupere t_1 la temperatura T_1 poate fi transformat în timpul de rupere t_0 la temperatura de referință T_0 cu relația:

$$\log t_0 = g \cdot \log t_1 + h$$

$$\text{cu : } g = \frac{G(T_0)}{G(T_1)} ; h = H(T_0) - g H(T_1) \quad (3.76)$$

Dacă nu se cunosc suficiente date pentru determinarea precisă a parametrilor g și h , valoarea lui g se ia ca fiind egală cu 1, ceea ce corespunde unei translații paralele a curbelor tensiunii de rupere.

Relația dintre viteza minimă de fluaj și t_r este descrisă de relația lui Monkman-Grant, scrisă sub forma, [83]:

$$\log \dot{\epsilon}_{\min} + \gamma \cdot \log t_r = A \quad (3.77)$$

cu A o funcție de temperatură și uneori și de σ ; γ = constantă de material.

Relația (3.77) descrie foarte bine rezultatele pentru materialul neutilizat (Fig.3.26) în timp ce pentru probele recoapte inițial, (pentru a simula condițiile reale de exploatare) se remarcă, (Fig.3.27), o dispersie mai mare a rezultatelor.

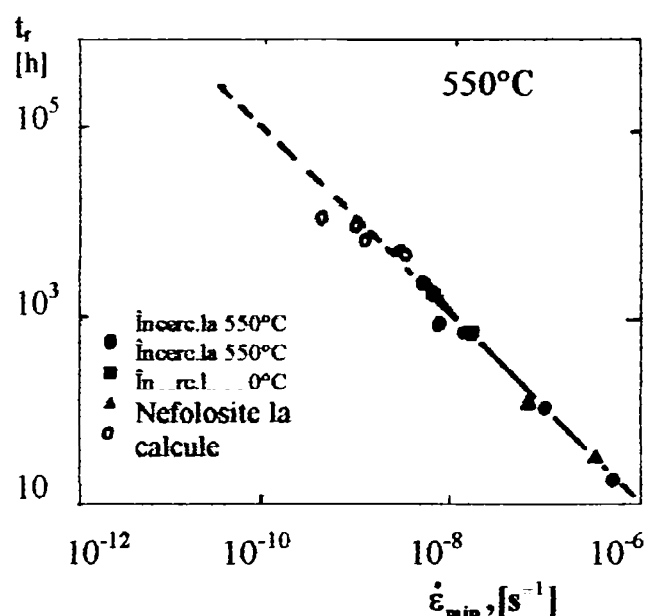


Fig.3.26. Diagrama Monkman-Grant pentru materialul neutilizat,[118].

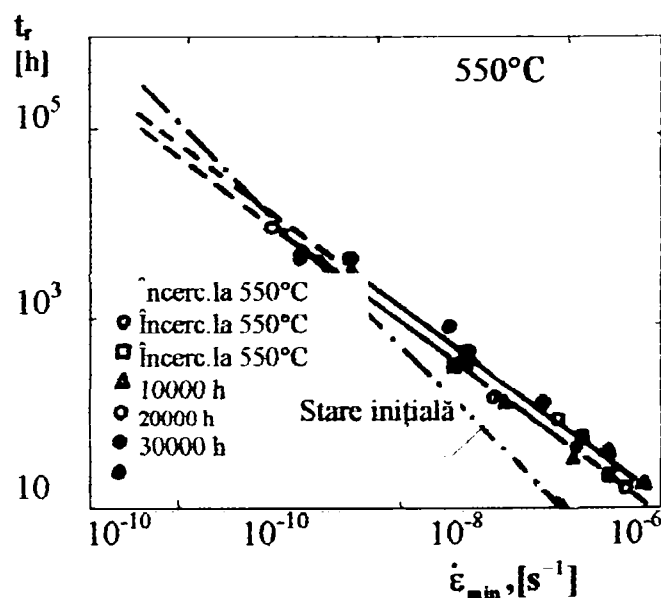


Fig.3.27. Diagrama Monkman-Grant pentru probele recoapte,[118].

3.5. Determinarea "duratei de viață" (t_r) printr-o încercare de fluaj incremental (FI).

Metoda de prognozare a t_r -ului, pentru fluajul de lungă durată, pe baza unei singure încercări de fluaj incremental, (FI), de foarte scurtă durată, de circa 500 ore, conduce la o estimare bună a t_r -ului cu o singură încercare FI, pe baza vitezelor fluajului secundar și t_r -urilor sub 5 tensiuni la aceeași temperatură, [37].

În Fig.3.28 este prezentat schematic modul de estimare a vitezelor fluajului secundar, $\dot{\epsilon}_s$, succesiv sub mai multe tensiuni σ ; ultima etapă este constituită dintr-un palier de tensiune σ_{L10} (limita de proporționalitate) pentru a se obține ruperea probei într-un timp scurt și, de asemenea, pentru a evita o deformare plastică importantă la încărcare. Dacă tensiunea este ridicată (σ_{L10}) se observă un minimum al vitezei de fluaj, $\dot{\epsilon}$, (Fig.3.29). Acest minimum permite definirea

potențialului de deformare, $\Delta\varepsilon_{\min}$, care este o variabilă măsurabilă ce descrie capacitatea materialului de a rezista la deformare. Potențialul de deformare scade cu creșterea degradării și ia valoarea zero pentru un material complet degradat (rupt). $\Delta\varepsilon_{\min}$ împreună cu vitezele fluajului secundar descriu starea materialului.

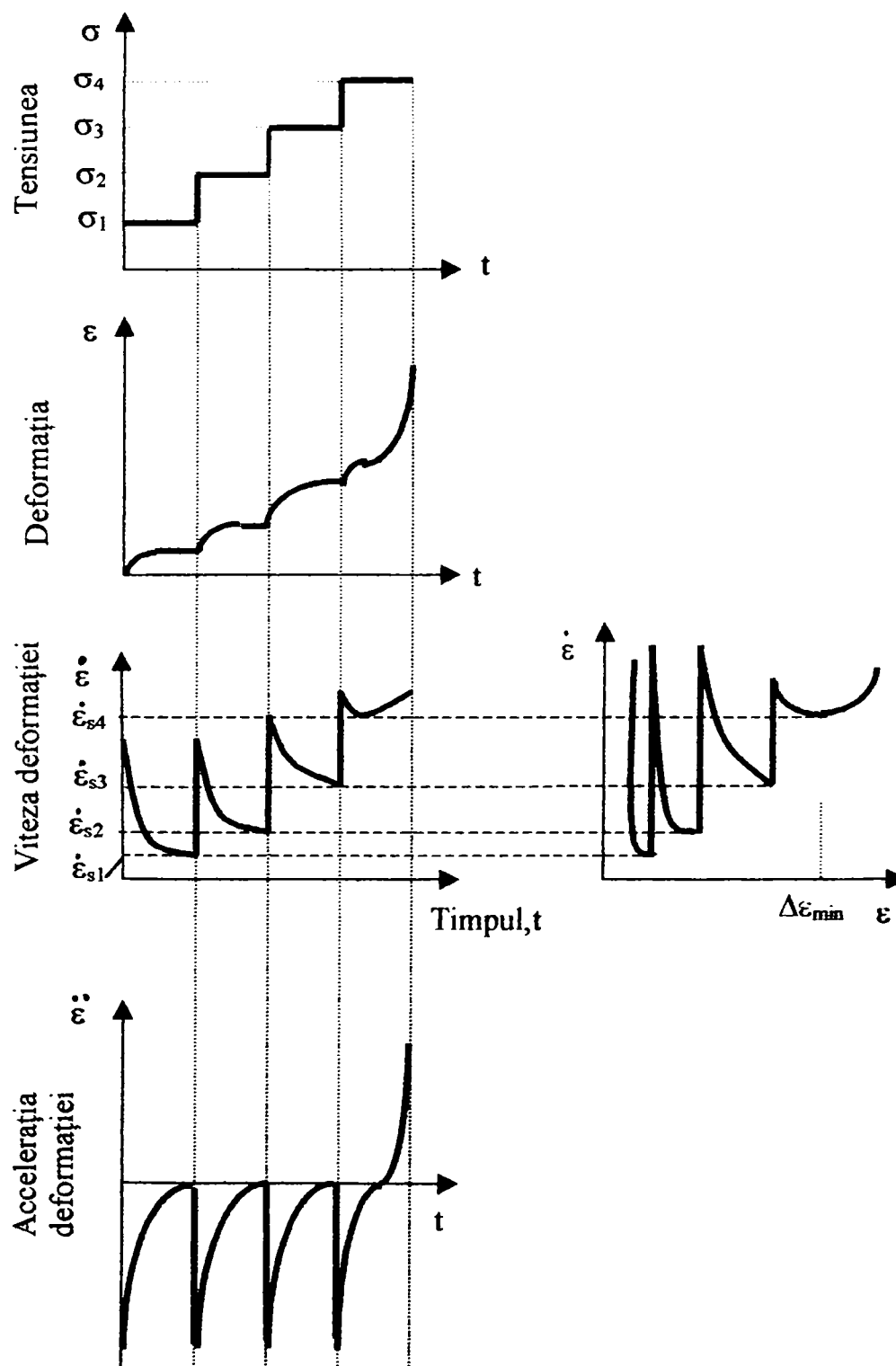


Fig.3.28. Schema de principiu a unei încercări FI,[37].

Experimental s-a observat că potențialul de deformare al materialului la σ_{L10} poate fi considerat ca fiind amplitudinea deformației pe domeniul fluajului secundar. O singură încercare

Experimental s-a observat că potențialul de deformare al materialului la σ_{L10} poate fi considerat ca fiind amplitudinea deformației pe domeniul fluajului secundar. O singură încercare FI permite măsurarea mai multor $\dot{\epsilon}_s$ și a unei amplitudini a deformației secundare a materialului, în starea dată. Deoarece valorile $\dot{\epsilon}_s$ sunt măsurate la debutul stadiilor de fluaj secundar ale fiecărui palier de încărcare, durata totală a încercării FI este foarte scurtă.

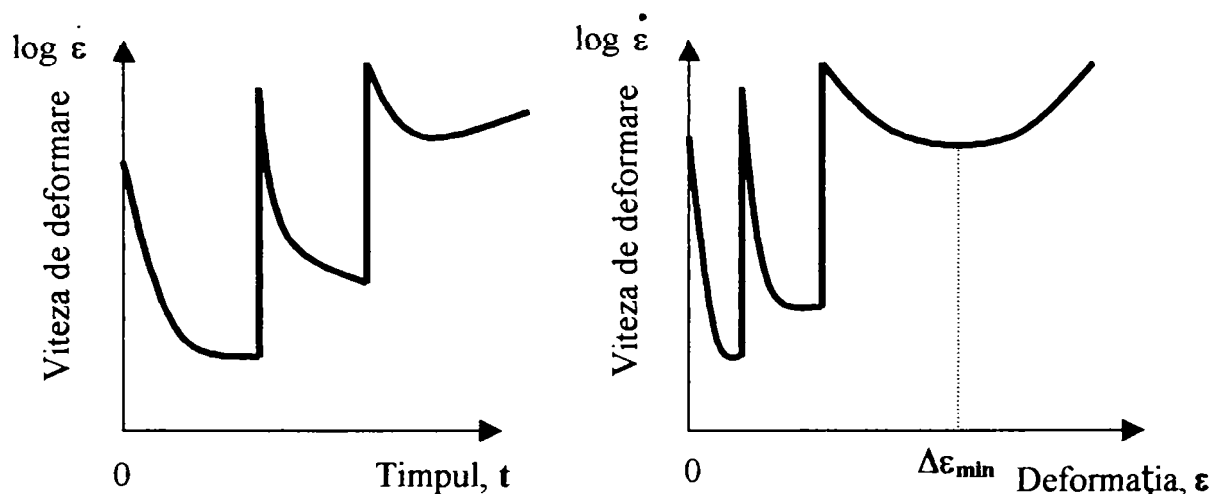


Fig.3.29. Definierea potențialului de deformare la o încercare FI.

Dacă se consideră că t_r -ul unei probe, sub o tensiune și o temperatură date, este determinat în principal de domeniul de fluaj secundar, s-a constatat că amplitudinea deformației la fluaj secundar $\Delta\epsilon_{II}$ este constantă în raport cu condițiile încercării. Ecuația:

$$t_r = \alpha \cdot \frac{\Delta\epsilon_{II}}{\dot{\epsilon}_s} \quad (3.78)$$

este echivalentă cu relația dată de Monkman-Grant, ($t_r \cdot \dot{\epsilon}_s = ct$).

O relație de acest gen a fost observată de mai mulți autori (French, Tapsell, Servi, Feltham, Garofalo, Cane), [83], [94], [109]. Aceștia au remarcat o invarianță a amplitudinii deformațiilor de fluaj secundar la numeroase oțeluri slab aliat. În relația (3.78): $\Delta\epsilon_{II}$ = amplitudinea deformației fluajului secundar; $\dot{\epsilon}_s$ = viteza minimă de fluaj măsurată printr-o încercare de tip FI; t_r = timpii până la rupere; α = variabilă aleatoare, cu ($1,5 \leq \alpha \leq 2,5$).

Mărimea $\alpha \Delta\epsilon_{II}$ variază puțin cu tensiunea și cu temperatura.

Introducerea variabilei α în ecuația (3.78) permite cuprinderea tuturor efectelor legate de eterogenitatea structurii materialului care sunt independente de condițiile încercării. Pentru a estima t_r -ul mediu al materialului în lucrarea [99] s-a utilizat valoarea medie $\alpha=2$.

Încercările de fluaj pe trei oțeluri (20CDV5-08, Z20CDNV12-01 și 0,12C-2Cr-0,5Al-0,3Mo-0,1V) au fost efectuate pe o mașină de fluaj echipată cu doi captori de deformații de precizie 0,1 μ m. Achiziția datelor despre deformația de fluaj, viteza și accelerația deformației, s-a

realizat cu un micro-computer HP85, dotat cu un soft E-FLU realizat special la Centrul de cercetări și studiu al materialelor din Alsthom-Franța,(CERM), [36],[121].

Concomitent s-au realizat și încercări clasice de fluaj, tot în regim de prelucrare automată a datelor. În Tabelul 3.6 se prezintă vitezele fluajului secundar măsurate printr-o încercare clasică de fluaj, iar în Fig.3.30 și 3.31 sunt trasate curbele încercării incrementale, pentru durata fiecărui palier, de 200 h.

Tab.3.6.

0	σ [MPa] 100	σ [MPa] 150	σ [MPa] 200	σ [MPa] 250	σ [MPa] 300
FC	-	$1,5^{-10}$	$6,9^{-10}$	$1,2^{-9}$	$1,1^{-8}$
FI- 50h	-	$4,2^{-10}$	$2,1^{-10}$	$8,6^{-9}$	$2,3^{-8}$
FI- 100h	$6,5^{-11}$	$2,7^{-10}$	$9,7^{-10}$	$2,5^{-9}$	$1,1^{-8}$
FI- 200h	$1,0^{-10}$	$2,5^{-10}$	$9,1^{-10}$	$3,0^{-9}$	$2,9^{-8}$

Obs. FC - fluaj clasic;
FIxh - fluaj incremental cu durata palierului de x ore.

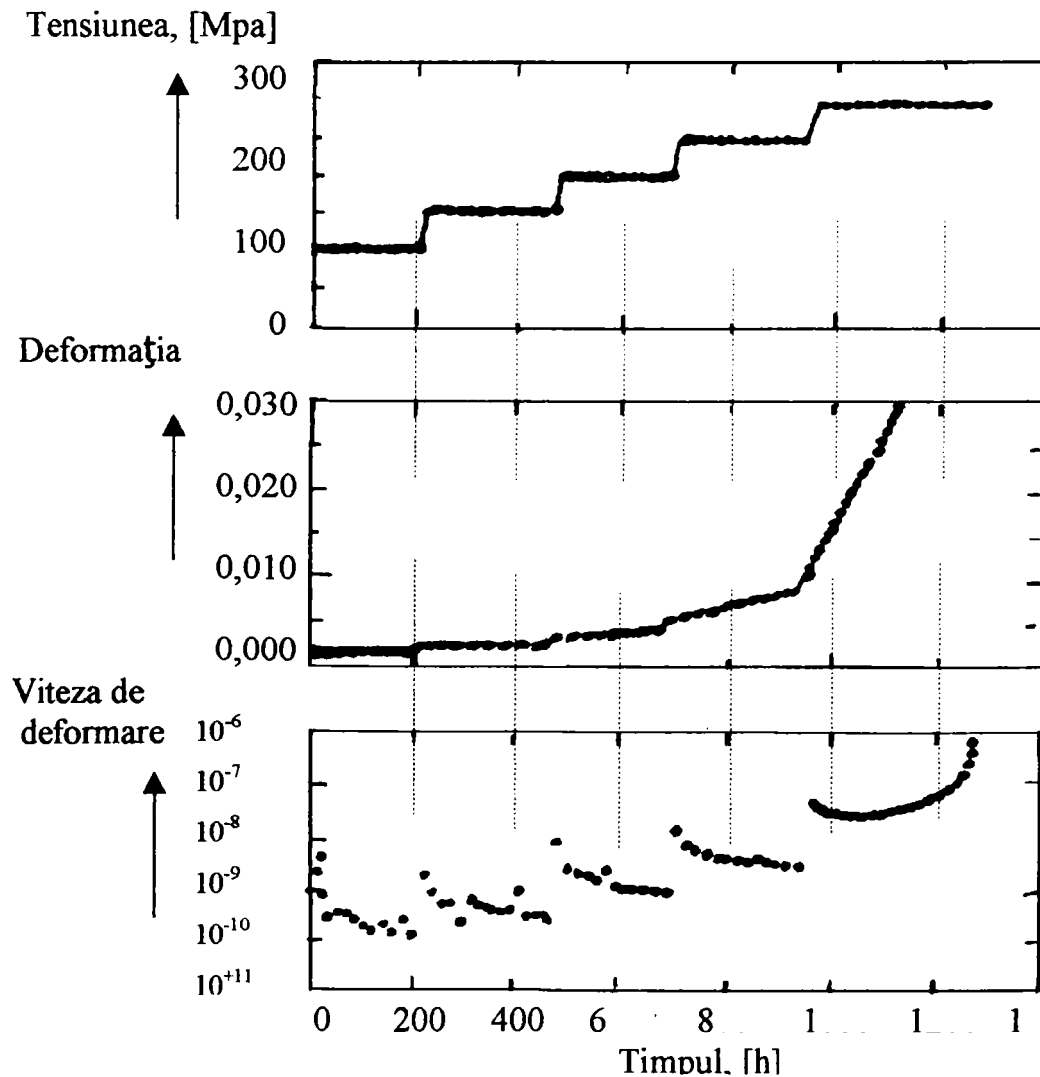


Fig.3.30. Incercare FI la 550°C (palier 200 h),[37].

Valorile vitezelor de fluaj secundar determinate prin FI sunt de același ordin de mărime, dar totdeauna mai mari față de acelea obținute prin încercări clasice, FC. Duratele palierelor de 100 și 200 ore au dat valori identice pentru $\dot{\epsilon}_s$, în timp ce pentru durate ale palierelor de încărcare de 50 ore s-au obținut viteze mai mari, ceea ce sugerează utilizarea palierelor de peste 100 ore. Aceasta arată de asemenea că trebuie să se respecte o durată minimă de încărcare, pe fiecare palier, chiar și-n cazul tensiunilor scăzute. Rapoartele vitezelor incrementale și a celor convenționale sunt inferioare valorii de 3 (Tabelul.3.6), și cresc cu nivelul încărcării, ceea ce este explicabil prin acumularea degradării de pe palierile anterioare.

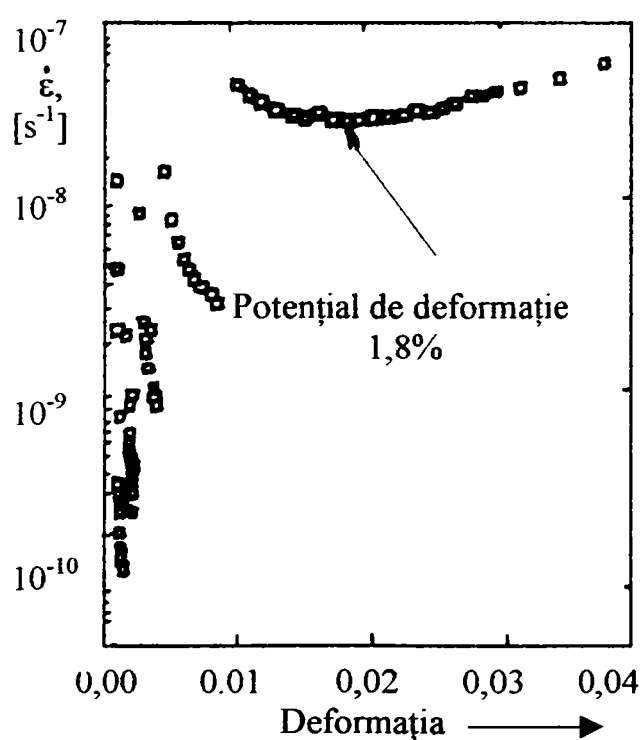


Fig.3.31. Măsurarea potențialului de deformare la 500C și $\sigma=300$ Mpa.

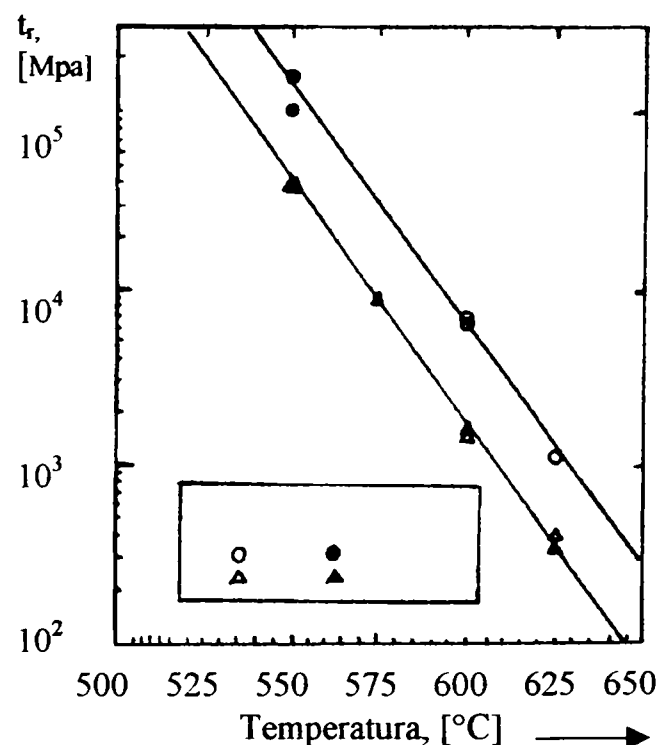


Fig.3.32. Timpul până la rupere determinat prin FI și FC, [37].

Potențialul de deformare $\Delta\epsilon_{\min}$, este de 0,018 și a fost măsurat pe palierul $\sigma=300$ MPa, (Fig.3.31). Timpul de rupere estimat cu relația (3.78), este comparat cu acela al încercării de fluaj clasic (Tabelul.3.7). Se remarcă o bună concordanță între valorile estimate prin cele două metode. Pentru $\sigma=250$ și $\sigma=300$ MPa și o durată de 200 ore, t_r -urile estimate sunt chiar mai mici decât acelea rezultate prin încercări clasice.

Fig.3.32 prezintă o comparație între estimările t_r -rurilor prin FI și cele ale încercărilor la $\sigma = \text{ct.}$, pentru tensiunile de 100 și 150 MPa. Fig.3.33 arată corelația estimărilor făcute prin FI cu rezultatele prezentate în funcție de parametrul Larson-Miller. Această prezentare arată că rezultatele unei încercări FI pot fi folosite pentru estimarea comportării materialului la o temperatură diferită de cea de încercare.

Tabelul.3.7.

Tensiunea [MPa]	t_r , [h] FC	t_r , [h] FI palier 100h	t_r , [h] FI palier 200h
100	-	153.846	100.000
150	>36.000	37.037	40.000
150	>36.000		
200	12.016	10.309	10.989
200	9.867		
250	4.880	4.000	3.333
250	5.979		
300	923	909	345
300	916		

Extrapolarea cu parametrul Larson-Miller conduce la niște durate de viață identice cu cele determinate prin FC. Metoda FI a fost utilizată pe mai multe tipuri de oțeluri, prognozele pentru t_r și $\dot{\epsilon}_s$ fiind în acord cu rezultatele fluajului clasic. Pentru ca metoda să fie eficientă trebuiesc îndeplinite următoarele condiții:

-temperatura probei și cea a sistemului de măsurare a deformațiilor să nu sufere variații mai mari de 1°C;

-dispozitivul de măsurare a alungirii să fie suficient de performant pentru a măsura alungiri inferioare valorii de 1μm, fără perturbații;

-materialul să nu fie supus modificărilor structurale pe întreaga durată a încercării.

Metoda propusă în [37,99] poate fi folosită nu numai pentru estimarea comportării la fluajul de lungă durată, ci și pentru pregătirea condițiilor încercărilor convenționale cu ajutorul parametrilor de echivalență timp-temperatură.

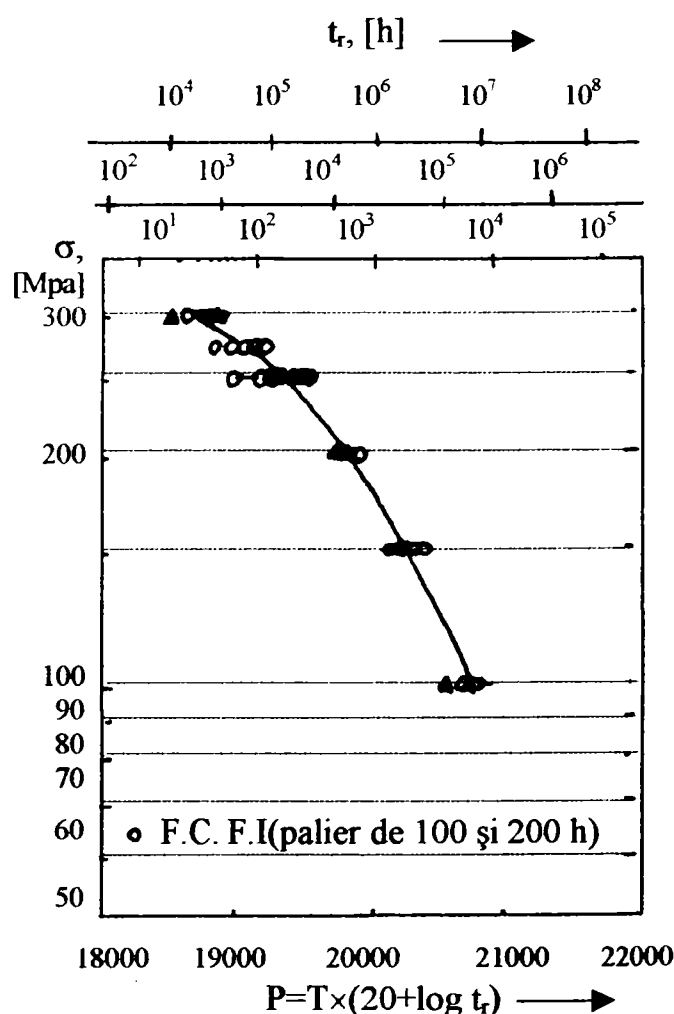


Fig.3.33. Compararea rezultatelor încercărilor cu Larson-Miller,[37].

CAPITOLUL 4.

FLUAJ NESTAȚIONAR.

Prin fluaj nestaționar se înțelege procesul de curgere a deformației în timp în condițiile în care fie tensiunea, fie temperatura, sau și una și cealaltă se modifică în timp.

Pentru descrierea unui astfel de proces pe baza unor încercări de fluaj în condiții de $\sigma = \text{const.}$ și $\theta = \text{const.}$, mulți cercetători (Roberts, Findley, Odquist, Kennedy, Sherby, Dorn, Rabotnov, [30], [95]) au studiat influențele variației sarcinii și/sau temperaturii asupra comportării la fluaj a diferitelor materiale metalice. S-au analizat, îndeosebi, aspectele metalografice ale procesului.

Un studiu detaliat al influenței în timp a încărcării și încălzirii, pe baza interdependenței fenomenelor de întărire (ecruisare) și restaurare ce însoțesc procesul de deformare, sugerează interpretarea influenței din punct de vedere vâscoelastic prin introducerea unui nou concept, și anume limita de curgere internă, $(\bar{\sigma})$. Aceasta reprezintă nivelul de tensiune la care materialul se deformează fără ajutorul energiei termice de activare. Ecruisarea ridică nivelul tensiunii, iar restaurarea îi micșorează valoarea. Prin urmare influența variațiilor de tensiune și de temperatură asupra fluajului se poate reduce la influența acestor variații asupra lui tensiunii.

Limita de curgere internă, $\bar{\sigma}$, este afectată și de transformările metalografice din timpul procesului de fluaj. S-a constatat că atâta timp cât nu apar modificări structurale în material, variațiile de tensiune și temperatură nu au o influență prea mare asupra mărimei lui $\bar{\sigma}$.

Până în prezent nu s-a putut stabili cu certitudine dacă variațiile de σ și θ accelerează sau întârzie transformările metalografice și fenomenele de precipitare și recristalizare. Există doar o afirmație vagă, în [76], conform căreia variațiile ciclice de temperatură ar accelera modificările microstructurale.

4.1. Fluaj sub sarcină variabilă

Dacă se consideră o probă sollicitată la întindere, în condiții de fluaj, și dacă se consideră că variația de tensiune se produce după un anumit interval t_1 la $\sigma_1 = ct.$, atunci este esențial să se determine modul în care evoluează deformația de fluaj. În Fig.4.1 se prezintă suprapunerea mai multor etape de fluaj pe baza a trei reguli diferite.

Prima dintre ele, (Fig.4.1a) consideră că timpul este factorul principal care influențează viteza de fluaj, $\dot{\epsilon}$, independent de evoluția de până atunci a tensiunii, deci această regulă se bazează pe ipoteza curgerii.

Cea mai utilizată relație pentru deformația de fluaj, este cea exponențială:

$$\varepsilon = K \cdot \sigma^m \cdot t^n, \quad (4.1)$$

din care se obține variația $\Delta\varepsilon$ corespunzătoare intervalului Δt :

$$\Delta\varepsilon = n \cdot K \cdot \sigma^m \cdot t^{n-1} \cdot \Delta t. \quad (4.2)$$

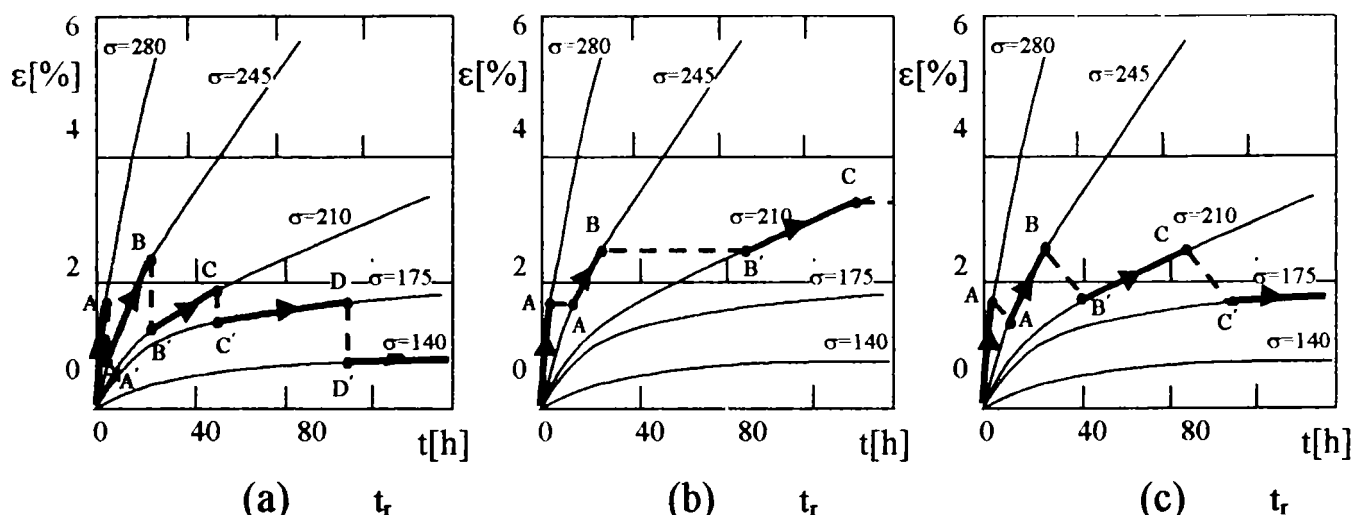


Fig.4.1. Exemple de aplicare a regulilor de suprapunere,[51]. a) întărire funcție de timp; b) întărire funcție de deformație;c) regula proporționalității durabilității.

Valoarea tensiunii la mijlocul unui interval Δt , pentru care timpul inițial este t , se determină din relația (4.2) prin înlocuirea lui t cu timpul mediu $(t + \Delta t/2)$:

$$\sigma = \left(\frac{\Delta\varepsilon}{n \cdot K \cdot \Delta t} \right)^{\frac{1}{m}} \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right)^{\frac{1-n}{m}}. \quad (4.3)$$

A doua regulă de trecere de la o curbă de fluaj la alta (Fig.4.1b), presupune că deformația acumulată până în acel moment t , este factorul esențial care determină fluajul, și care este totdeauna independentă de evoluția în timp a tensiunii, ceea ce reprezintă de fapt ipoteza întăririi prezentată anterior.

$$\sigma = (K)^{\frac{1}{m}} \left(\frac{\Delta\varepsilon}{n \cdot \Delta t} \right)^{\frac{n}{m}} \cdot (\varepsilon_0)^{\frac{1-n}{m}}. \quad (4.4)$$

Valoarea tensiunii la sfârșitul intervalului Δt , caracterizat de deformația inițială ε_0 la începutul intervalului și de amplitudinea deformației $\Delta\varepsilon$ pe parcursul lui Δt , se va obține, prin eliminarea timpului între relațiile (4.1),(4.2), ca fiind:

Cea de-a treia regulă, (Fig.4.1c), cea a proporționalității fracțiunilor din durata până la rupere, este un compromis între primele două reguli. Trecerea de pe o curbă a tensiunii pe alta, se face astfel încât fracțiunea din durata până la rupere corespunzătoare punctului B' de pe curba

$\sigma=210$ MPa să fie aceeași cu fracțiunea din durata până la rupere corespunzătoare punctului B de pe curba $\sigma=245$ MPa.

O altă regulă de suprapunere a etapelor de fluaj la tensiuni diferite este explicată în Fig.4.2, unde sunt reprezentate curbele prognozate după cum urmează:

- cu linie întreruptă: cu regula întăririi funcție de ϵ ;
- cu linie punctată: cu regula întăririi funcție de t ;
- cu linie continuă: cu regula

diferenței dintre cele două curbe trasate pentru $\sigma=ct$.

Aceasta necesită cunoașterea curbei inferioare pentru tot domeniul de prognoză (în cazul analizat pentru $t=30\text{...}60$ min.) Curba superioară care se prognozează pentru $t=30\text{...}60$ min., se trasează astfel încât la orice valoare a timpului, spre exemplu t_2 , deformația ϵ_A va fi $\epsilon_A = \epsilon_B + \Delta\epsilon$, unde ϵ_B este valoarea deformației pentru curba inferioară la t_2 , iar $\Delta\epsilon$ este diferența dintre deformațiile curbelor pentru valoarea $t'=t_2-t_1$, ($t' < t_1$).

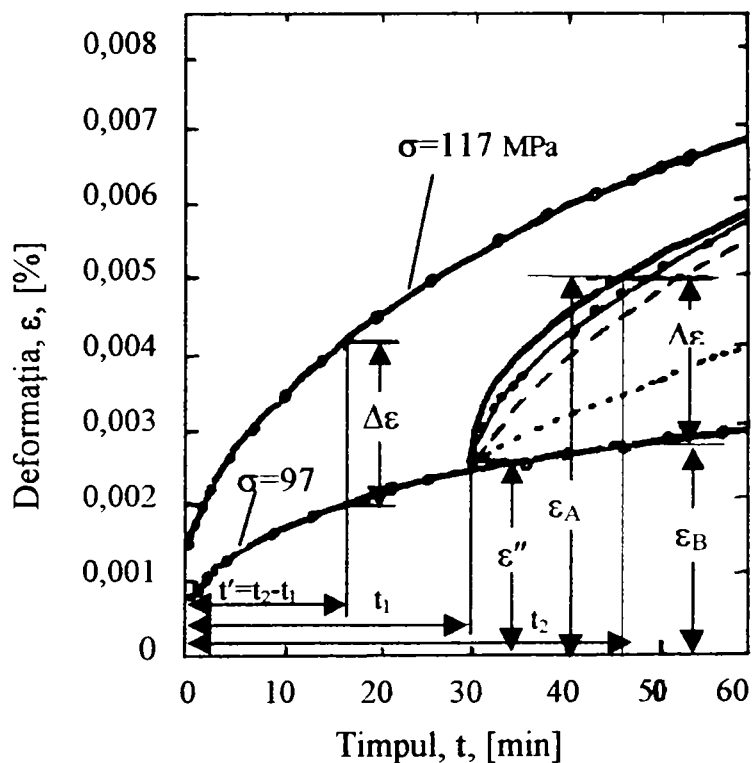


Fig.4.2. Comparație între 3 metode de aproximare a fluajului la sarcini variabile.[105].

În lucrarea [112], plecându-se de la influența variațiilor de sarcina asupra proceselor de întărire și restaurare, s-a propus descrierea fluajului cu o relație de tipul:

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt} = f(\bar{\sigma}, \sigma, \theta), \quad (4.5)$$

unde σ este limita de curgere internă, adică rezistența la deformarea ulterioară.

Viteza de modificare a lui σ se exprimă ca o funcție atât de viteza întăririi, ($\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \epsilon}$), cât și de viteza restaurării, ($\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t}$), după cum urmează:

$$\delta \bar{\sigma} = \left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \epsilon} \right) \cdot \delta \epsilon + \left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} \right) \cdot \delta t, \quad (4.6)$$

unde $\delta \epsilon$ și δt reprezintă creșterile deformației și respectiv a timpului la un anumit moment dat.

Viteza întăririi pentru o variație $\Delta \sigma$ a tensiunii se determină cu relația:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \bar{\epsilon}} = \lim_{\Delta \bar{\epsilon} \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{\sigma}}{\Delta \bar{\epsilon}}, \quad (4.7)$$

unde $\Delta \sigma$ și $\Delta \epsilon$ se determină grafic pe Fig. 4.3a., astfel:

-se trasează curba de fluaj pentru încărcarea în trepte dată până când viteza de fluaj se stabilizează din nou, după t_2 , în punctul C';

-se duce o tangentă la curbă în punctul C';

- prin punctul A se duce o paralelă la această tangentă;

- se măsoară pe Fig. 4.3a, $\Delta \epsilon$, și $\Delta \sigma$.

Viteza procesului de restaurare s-ar putea determina grafic pe baza relației:

$$-\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial t} = -\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \bar{\sigma}}{\Delta t}, \quad (4.8)$$

în care Δt s-ar determina grafic pe Fig. 4.3b.

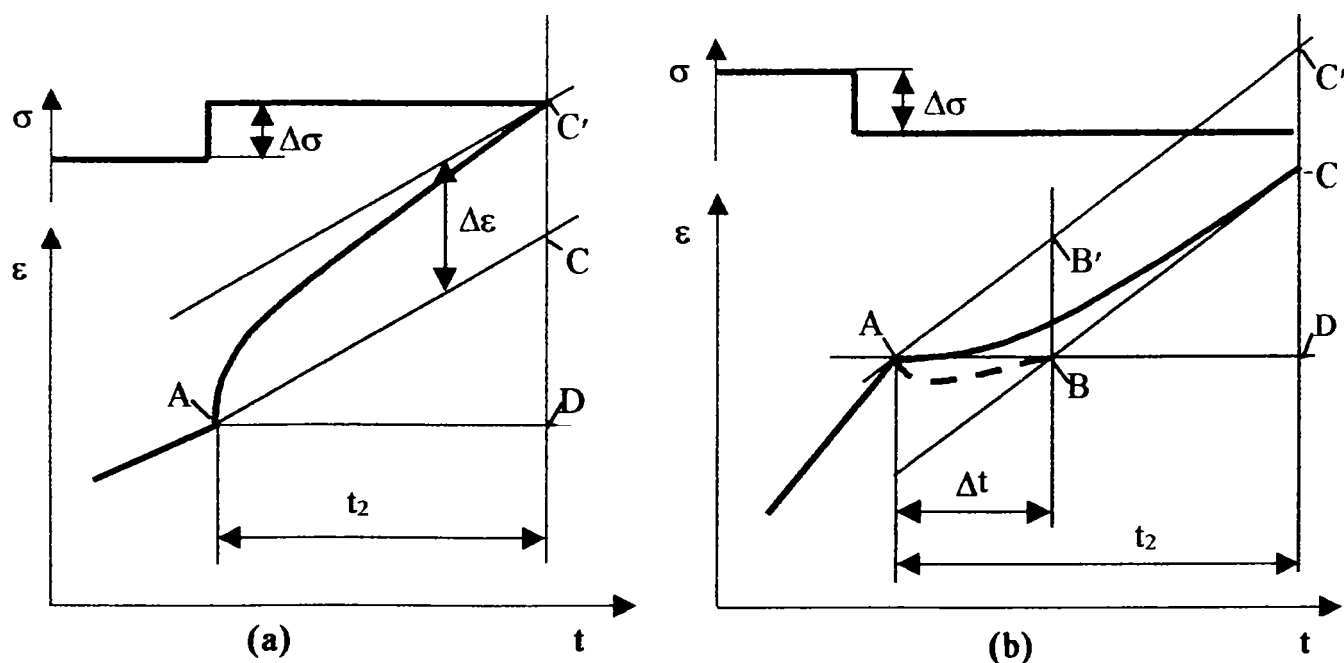


Fig.4.3. Determinarea grafică a vitezelor proceselor de: a) -întărire; b) -restaurare,[44].

Curba trasată întrerupt se obține în cazul când $\Delta \sigma$ este mare și se produce fluaj invers, Δt fiind timpul după care deformarea ar atinge din nou valoarea dinainte de schimbarea tensiunii.

Construcția grafică se face astfel:

- se trasează curba AC, (cu linie continuă), până când viteza de fluaj se stabilizează din nou, după t_2 (în punctul C), și dreapta orizontală AD;

- se duce o tangentă la curba AC în punctul C;

Pe baza relațiilor (4.5), (4.6), se pot formula expresiile:

$$\begin{aligned}\delta\varepsilon &= F(\bar{\sigma}, \sigma, \theta) \delta\bar{\sigma}; \\ \delta t &= \left[\frac{F(\bar{\sigma}, \sigma, \theta)}{f(\bar{\sigma}, \sigma, \theta)} \right] \delta\bar{\sigma}, \\ F(\bar{\sigma}, \sigma, \theta) &= \frac{1}{\left(\frac{\delta\bar{\sigma}}{\delta\varepsilon} \right) + \left[\frac{\delta\bar{\sigma}}{\delta t} \right] f(\bar{\sigma}, \sigma, \theta)}\end{aligned}\quad (4.9a,b,c)$$

Relație pentru creșterea deformației, $\delta\varepsilon$, și pentru creșterea timpului, δt , în funcție de creșterea limitei de curgere interne, $\delta\bar{\sigma}$, pot fi găsite analitic dacă se cunosc sub forma analitică expresiile vitezelor de întărire și de restaurare, și expresia vitezei de deformație, $\dot{\varepsilon}$, relația (4.5).

Intr-o astfel de situație s-ar putea cunoaște o relație de legătură între ε și t , cu σ ca parametru, prin rezolvarea sistemului format din cele 3 relații (4.9).

În cazul deformării la o variație în trepte a tensiunii ($\sigma_0, \sigma_1, \dots, \sigma_n$), la o anumită temperatură constantă, θ_0 , deformația ar putea fi exprimată printr-o relație de forma:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} F(\bar{\sigma}, \sigma_0, \theta_0) d\sigma + \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} F(\bar{\sigma}, \sigma_1, \theta_0) d\sigma + \dots \\ &\dots + \int_{\sigma_{n-1}}^{\sigma_n} F(\bar{\sigma}, \sigma_{n-1}, \theta_0) d\sigma.\end{aligned}\quad (4.10)$$

Determinarea formelor analitice ale expresiilor $f(\sigma, \sigma, \theta)$, $(\partial\bar{\sigma}/\partial\varepsilon)$ și $(\partial\bar{\sigma}/\partial t)$, fiind o sarcină dificilă, se preferă aplicarea unor metode experimentale.

Pe baza rezultatelor obținute analitic, în lucrarea [113] se trag următoarele concluzii asupra încercărilor la variația în trepte a tensiunii, (sau a sarcinii):

- influența variației tensiunii asupra primelor două stadii de fluaj este mai mică dacă σ variază ciclic și durata de menținere la nivelul tensiunii maxime, τ , nu este mică în comparație cu perioada ciclului, p . În astfel de cazuri se poate aplica, cu bune rezultate ipoteza întăririi, neglijându-se evoluția tensiunii în timp;

- dacă variația ciclică a tensiunii este astfel încât raportul τ/p este mic, atunci se produce o relaxare, (restaurare), importantă în intervalele cu σ_{\min} , ceea ce va determina o intensificare a vitezei de deformație la trecerea la valoarea σ_{\max} . În astfel de cazuri utilizarea ipotezei întăririi nu dă rezultate bune și se propune utilizarea ecuației (4.10);

- în legătură cu stadiul fluajului accelerat s-a stabilit ca o variație ciclică a sarcinii, (sau tensiunii), grăbește începerea celei de-a 3-a faze, comparativ cu încercarea la $\sigma = ct. = \sigma_{\max}$, dar nu s-a putut da nici o interpretare acestei comportări.

În Fig. 4.4 se prezintă curbele experimentale, (cu linie continuă), și curbele teoretice pentru

fluajul cu σ variabilă ciclic în cazul unui oțel cu 0,14%C, la temperatura de 450°C. Cu linie-punct sunt reprezentate curbele calculate cu ipoteza întăririi.

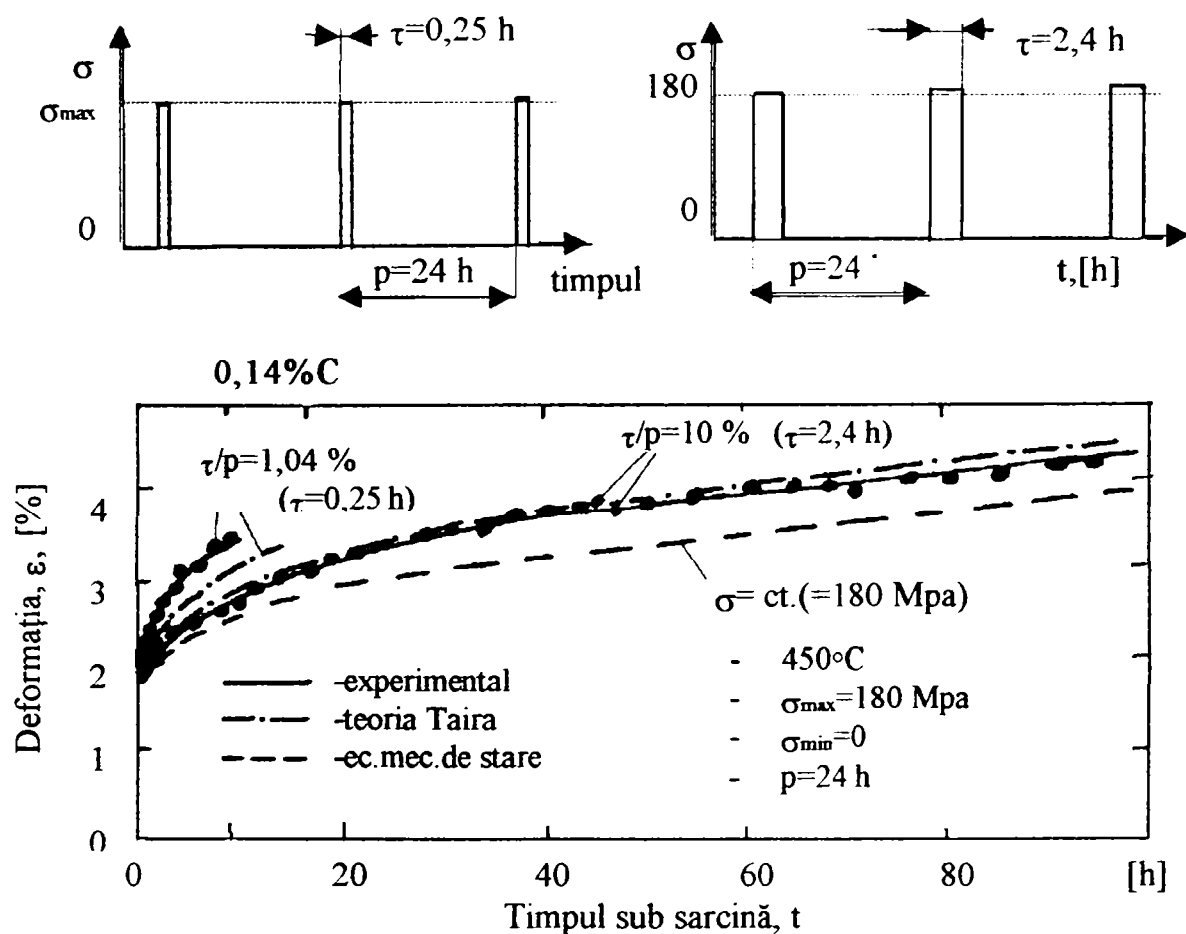


Fig. 4.4. Curbe de fluaj la σ variabilă pentru un oțel carbon, [112].

Caracteristicile ciclului au fost:

- tensiunile: $\sigma_{\max}=180 \text{ MPa}$, $\sigma_{\min}=0$;
- perioada ciclului: $p=24$ ore;
- durata de menținere la σ_{\max} , $\tau=0,25$ ore, pentru $\tau/p=1,04\%$ și $\tau=2,4$ ore, pentru $\tau/p=10\%$.

Un studiu amplu asupra comportării unui oțel austenitic la temperatura de 600°C este prezentat de Simonian în [88]. Acesta utilizează ipoteza eredității plastice, pentru a descrie fluajul, și ajunge la relația:

$$\begin{aligned} \varepsilon(t_k) = \varepsilon_0 \cdot (\sigma_k) = & \sum_{i=1}^k \alpha(\sigma_i) \cdot (t_i - t_{i-1}) + \\ & + \sum_{i=1}^k \beta(\sigma_i) \cdot [e^{-k(t_k - t_{i-1})} - e^{-k(t_k - t_i)}]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

în care:

- t_k = momentul pentru care se calculează deformația ε ;

- σ_k = tensiunea din momentul t_k ;
- $\varepsilon_0(\sigma_k)$ = deformația la începutul intervalului t_k ;
- termenul în funcție de $\alpha(\sigma_i)$ descrie deformația ireversibilă pentru fiecare interval;
- termenul funcție de $\beta(\sigma_i)$ descrie deformația reversibilă.

În cazul creșterii sarcinilor, ($\sigma_1 < \sigma_2$), pentru un raport al tensiunilor $K = (\sigma_1 / \sigma_2)$ s-a observat că pentru $K=0, K=1$, curbele teoretice se suprapun peste cele experimentale, suprapunere care se menține și la valori mici ale lui K și t_1 , (durata de menținere la tensiunea $\sigma_1 < \sigma_2$). Ipoteza utilizată conduce la valori mai mari ale creșterii instantanee a deformației decât cele determinate experimental, viteza curgerii, (α), este mai mică iar coeficientul de amortizare, (β), mai mare.

Fig. 4.5 evidențiază creșteri teoretice ale deformației instantanee de circa 1,5 ori mai mari decît cele experimentale. Cu linie continuă sunt trasate curbele teoretice, iar cu linie întreruptă, cele experimentale. Parametrii fiecăreia din cele 4 încercări reprezentate grafic sunt dați în Tabelul 4.1, (σ_r = rezistența la rupere la temperatura dată, 600°C). În cazul descreșterii sarcinii, ($\sigma_1 > \sigma_2$), (Fig. 4.4), relația (4.11) dă o descreștere considerabil mai mare a deformației decât cea care are loc în realitate. Din Fig. 4.4 și datele prezentate în Tabelul 4.2, se poate vedea că fluajul evaluat teoretic este foarte mic, și asta indiferent de mărimea micșorării sarcinii.

S-au efectuat încercări la sarcini care se modifică în trepte de mai multe ori, primele trepte fiind cu durate mici în raport cu ultimele, pentru a se putea evalua și influența modificărilor dese asupra fluajului la sarcină constantă. S-a ajuns la concluzia că cea mai mare deformație se obține în cazul creșterii progresive a sarcinilor: $\sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3$, ceea ce contrazice principiul comutativității sarcinilor, enunțat de Odquist, [103], conform căruia deformațiile de fluaj obținute pentru un anumit moment de timp nu depind de ordinea de aplicare a sarcinii, pentru durate egale de acțiune ale fiecăreia dintre ele.

Obținând abateri $\delta(t_k)$ ale deformațiilor cuprinse între 7,9% și 26,3%, față de deformațiile experimentale Simonian consideră că ipoteza utilizată descrie în limite satisfăcătoare fluajul la sarcini variabile.

Abaterile au fost calculate cu relația :

$$\delta(t_k) = \frac{\sum_{i=1}^k \int_{t_{i-1}}^{t_i} |\varepsilon(\tau) - \varepsilon_{\text{exp}}(\tau)| d\tau}{\sum_{i=1}^k \int_{t_{i-1}}^{t_i} \varepsilon(\tau) d\tau}, \quad (4.12)$$

unde: k = numărul de trepte; $\varepsilon_{\text{exp}}(\tau)$ = deformația determinată experimental; $\varepsilon(\tau)$ = deformația calculată cu (4.11).

În [14] S.C. Chu și O.M. Sidebottom au prezentat rezultatele obținute la încercarea a două materiale, (oțel SAE1035 și alamă 360), la fluaj în condiții de temperatură constantă, (524°C respectiv 371°C), sub sarcini care variază neproportional, în trepte. Regimul de încărcare presupune modificarea completă a stării de tensiune, atât de la starea uniaxială, (σ_z), la starea plană, ($\sigma_z, \tau_{\theta z}$), cât și invers.

Tabelul.4.1.

Nr. Încercării	$K = \sigma_1/\sigma_2$	σ_2/σ_r	t_1 [h]	t_2 [h]
1	0,8	0,25	48	48
2	0,6	0,25	48	48
3	0,75	0,2	48	48
4	0,75	0,2	264	536

Tabelul.4.2.

Nr. Încerc.	σ_1/σ_2	t_1 [h]	σ_2/σ_r	t_2 [h]	σ_3/σ_r	t_3 [h]
1	0,2	360	0,1	264	-	-
2	0,2	48	0,15	48	-	-
3	0,25	48	0,15	48	-	-
4	0,25	48	0,2	48	0,15	48

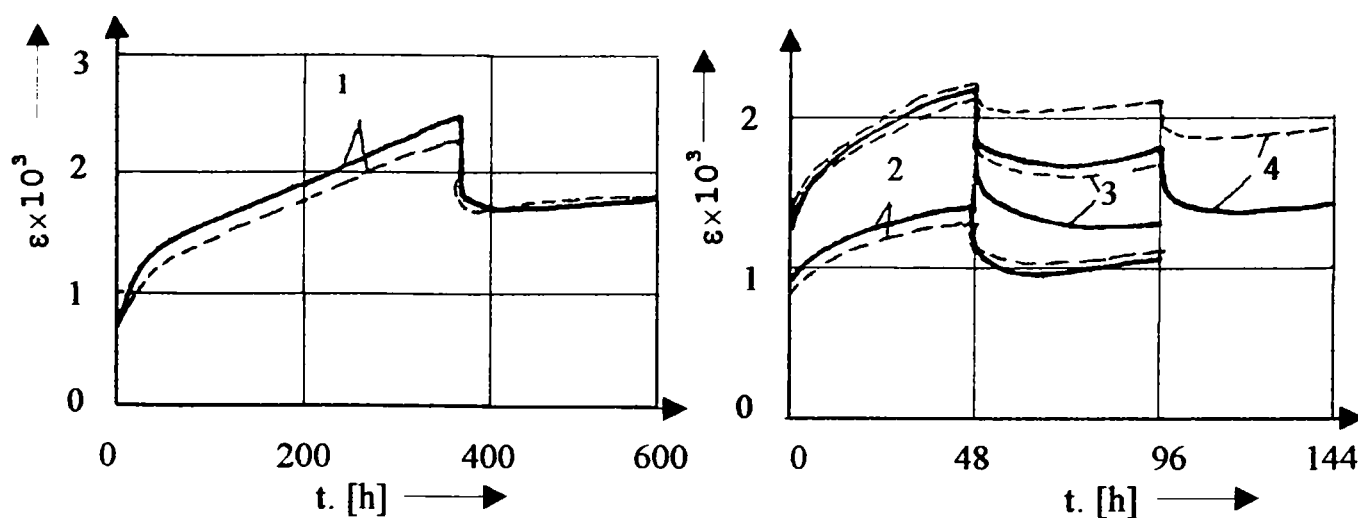


Fig.4.5. Curbe de fluaj la tensiune variabilă.

Analiza a fost efectuată acceptând că:

- deformația totală are doar două componente:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_f = \sigma/E + B \cdot \sigma^m \cdot t^n, \quad (4.13)$$

elastică ε_e și cea de fluaj ε_f .

- sunt valabile legile de fluaj exprimate prin relația (4.13) și în același timp prin relația:

$$\sigma = \sigma_0 \operatorname{arc sh} (\varepsilon / \varepsilon_0), \quad (4.14)$$

unde σ_0 , ε_0 , E , m , n sunt constante de material, date în Tabelele 4.3 și 4.4,[14];

- ca reguli de întărire la modificarea stării de tensiune au fost utilizate atât cea funcție de timp cât și cea funcție de deformație;

- materialul este omogen, izotrop și respectă criteriul de curgere al lui von Mises.

Tabelul.4.3.

Constanta	Stare plană de σ	Întindere simplă	Torsiune pură
B,B _t	0,004209	0,0001313	0,002222
m	4,15	4,15	4,15
n	0,40	0,40	0,40
C	10000	10000	10000

Tabelul.4.4.

Timp, [min.]	σ_0 , [MPa]	$\varepsilon_0 \cdot 10^2$, [%]
0	113.7	0,2355
10	68.75	0,1896
20	66.72	0,2111
30	66.00	0,2383
40	64.25	0,2400
50	64.69	0,2656
60	63.38	0,2647

Pentru a prognoza deformațiile probelor de secțiune circulară plină, supuse încărcărilor neproportionale de tracțiune cu torsiune se parcurg următoarele etape:

1) Se împarte durata totală a încărcării în intervale mici de timp, Δt . Valorile lui Δt , alese, au fost: $\Delta t = 0,01$ min. pentru perioadele de început ale fiecărei trepte de încărcare; $\Delta t = 0,5$ min. pentru următoarele (1...5)min., și $\Delta t = 0,5$ min. pentru restul intervalului până la schimbarea sarcinii.

2) Se calculează tensiunea tangențială octaedrică τ_G , pentru fiecare din cele 10 inele elementare de lățime egală, în care a fost împărțită secțiunea probei, cu:

$$\tau_G = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{\sigma_z^2 + 3\tau_{\theta z}^2}; \quad (4.15)$$

3) Pentru fiecare inel elementar se calculează deformația tangențială octaedrică de fluaj γ_{Gf} cu relația:

$$\gamma_{Gf} = B \cdot \left(\frac{\tau_G}{C}\right)^m \cdot (t_0 + \Delta t)^n, \quad (4.15)$$

în care t_0 este o valoare fictivă a timpului, necesară pentru a se produce aceeași deformare octaedrică de fluaj la $\sigma = ct$, ca și cea produsă de starea de tensiune reală în timpul t al încercării. În plus la $t=0$ și $t_0=0$.

4) Se calculează $\Delta\gamma_{Gf}$ pentru fiecare inel;

$$\Delta\gamma_{Gf} = \sqrt{2} \sqrt{\Delta\varepsilon_{zf}^2 + \frac{1}{3}\Delta\gamma_{\theta zf}^2}, \quad (4.17)$$

5) Se determină $\Delta\varepsilon_{zf}$ și $\Delta\gamma_{\theta zf}$ din relațiile:

$$\Delta\varepsilon_{zf} = \frac{\sigma_z}{3\tau_{\theta z}} \Delta\gamma_{\theta zf}; \quad (4.18)$$

Deformațiile de fluaj acumulate sunt:

$$\varepsilon_{zf} = \sum_{t_0}^t \Delta\varepsilon_{zf}; \quad \gamma_{\theta zf} = \sum_{t_0}^t \Delta\gamma_{\theta zf}; \quad (4.19)$$

6) Valorile deformațiilor axiale, $(\varepsilon_z)_T$, și unghiulare, $(\gamma_{\theta z})_{T, \max}$, se calculează prin integrarea numerică a ecuațiilor:

$$(\varepsilon_z)_T = (\varepsilon_z)_e + \frac{2}{b^2} \cdot \int_0^b r \cdot \varepsilon_{zf} \cdot dr, \quad (4.20)$$

$$(\gamma_{\theta z})_{T, \max} = (\gamma_{\theta z})_{e, \max} + \frac{4}{b^3} \cdot \int_0^b r^2 \cdot \gamma_{\theta zf} \cdot dr, \quad (4.21)$$

unde: b = raza exterioară a probei, r = raza curentă;

7) Se reprezintă grafic perechile de valori $[(\varepsilon_z)_T, t]$, respectiv $[(\gamma_{\theta z})_{T, \max}, t]$, pentru fiecare $t = \Sigma\Delta t$;

8) Se calculează valorile tensiunilor care apar pe fiecare interval Δt cu relațiile:

$$\sigma_z = E \cdot [(\varepsilon_z)_T - \varepsilon_{zf}], \quad (4.22)$$

$$\varepsilon_{\theta z} = G \left[\frac{r}{b} (\gamma_{\theta z})_{T, \max} - \gamma_{\theta zf} \right]; \quad (4.23)$$

9) Pentru intervalele Δt în care se modifică sarcina axială, (cu ΔP), și momentul de torsiune, (cu ΔM_t), se calculează modificările tensiunilor normale, $\Delta\sigma_z$, și tangențiale, $\Delta\tau_{\theta z}$, cu:

$$\Delta\sigma_z = \frac{\Delta P}{\pi b^2}; \quad \Delta\tau_{\theta z} = \frac{2r \cdot \Delta M_t}{\pi b^4}, \quad (4.24a \text{ și } b)$$

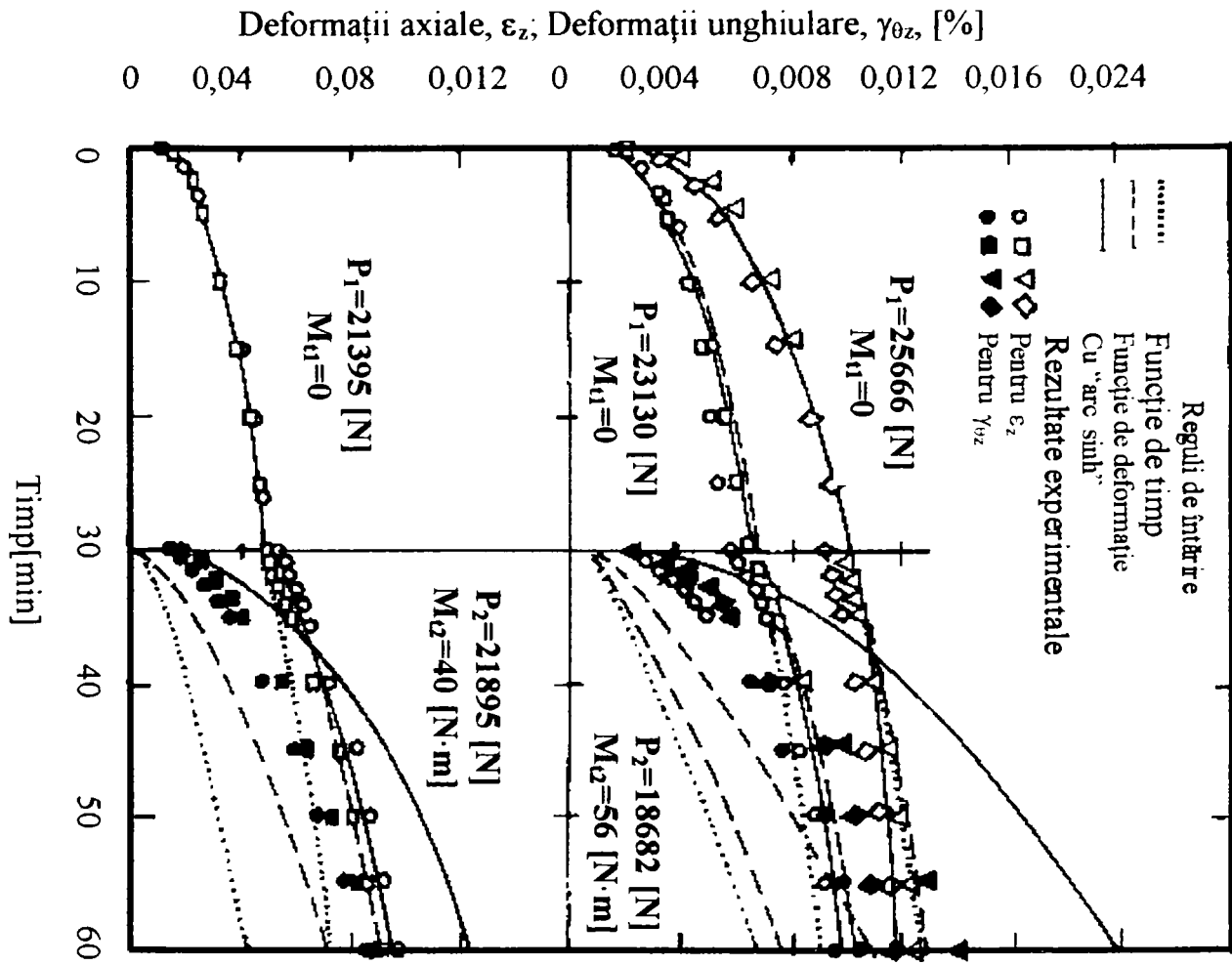


Fig.4.6 Încercări de fluj, la întindere pură combinate cu "întindere+torsiune"

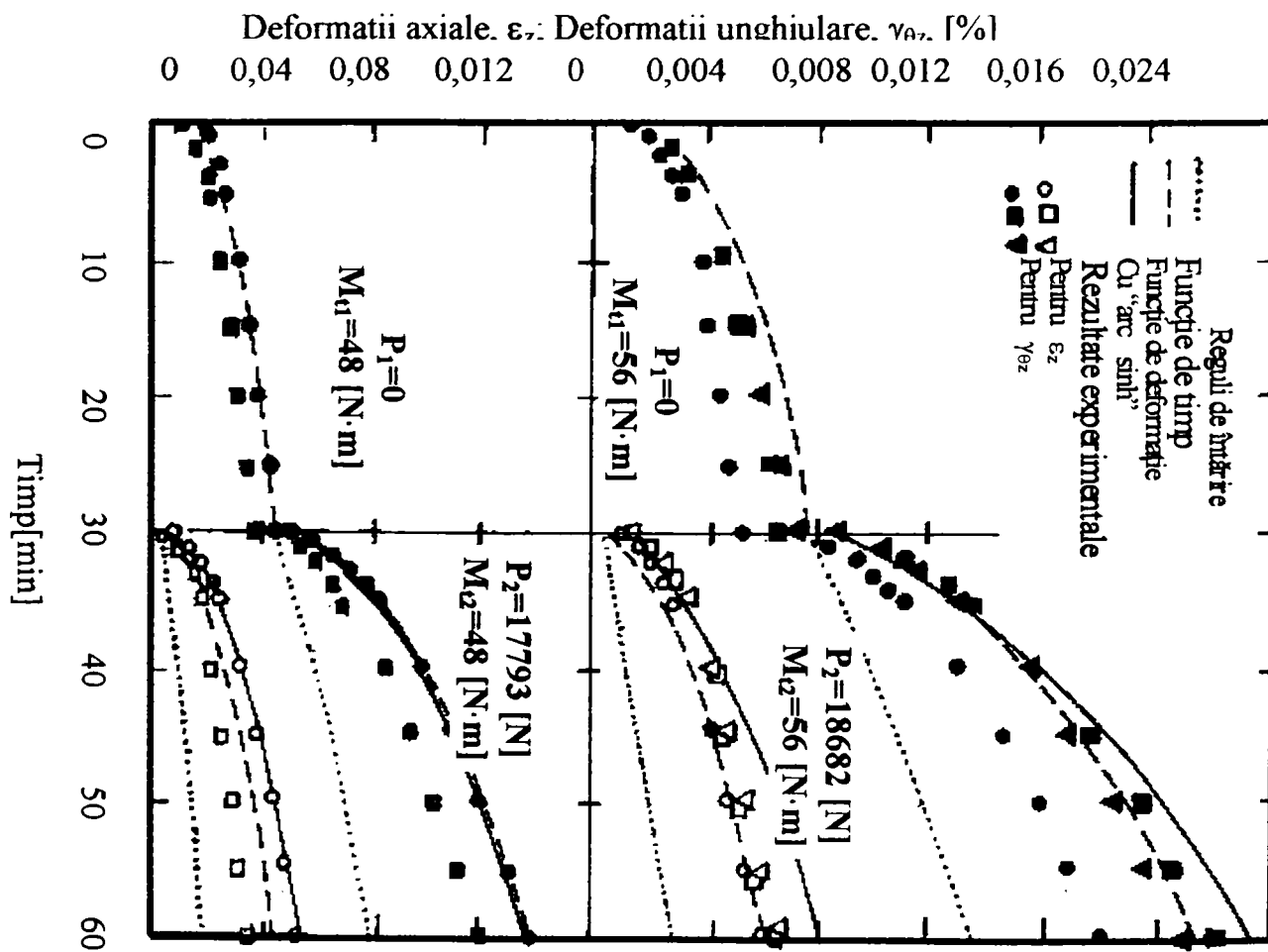


Fig.4.7. Încercări de fluj, la întindere pură combinate cu "întindere+torsiune"

ceea ce presupune că schimbarea instantanee a sarcinilor are ca rezultat modificarea instantanee a tensiunilor elastice. Aceste creșteri sunt adăugate valorilor calculate în etapa a8-a.

10) Se înlocuiesc noile valori ale lui σ_z și $\tau_{\theta z}$ pentru fiecare inel elementar, în ecuația (4.15), pentru a se obține noile valori ale lui τ_G .

11) Se calculează timpii fictivi t_0 pentru fiecare inel:

$$t_0 = \left[\frac{\gamma_{Gr}}{B \left(\frac{\tau_G}{C} \right)^m} \right]^{\frac{1}{n}}; \quad (4.25)$$

12) Se reia procedura, începând cu etapa a 3-a.

Calculul este laborios și pentru a-l facilita a fost elaborat un program scris pentru un computer IBM 360.

Rezultatele obținute pentru diverse programe de încărcare sunt reprezentate grafic în Fig.4.7 și 4.8, pentru oțelul SAE1035. În Fig.4.7 se prezintă diverse încărcări la care în primele 30 minute probele sunt solícitate doar la întindere, $P_1 \neq 0$ și $\sigma_1 \neq 0$. În Fig.4.8 se prezintă cazurile când probele au fost solícitate la torsiune pură, cu diverse valori pentru $M_{11} \neq 0$ și $P_1 = 0$, în primele 30 minute. Curbele prognozate s-au reprezentat cu linii întrerupte pentru regula întăririi în funcție de ε , cu linii punctate pentru regula întăririi funcție de timp, iar cu linii continue pentru legea de fluaj (4.14).

Pentru primele 30 minute rezultatele prognozate sunt foarte bune, cu toate metodele utilizate. Pe următoarele 30 minute rezultatele obținute cu regula întăririi funcție de timp sunt mult mai mici față de cele experimentale. Metoda de prognozare bazată pe legea de fluaj (4.14) dă cele mai mari valori ale deformațiilor și prin urmare oferă cel mai mare coeficient de siguranță.

4.2. Fluaj la temperatură variabilă

Se știe că variația temperaturii influențează fluajul, mare parte din dispersia rezultatelor obținute, chiar și la încercările clasice, (la sarcină și temperatură, θ , constantă) fiind atribuită abaterilor față de temperatura nominală de încercare prescrisă.

Dacă θ crește brusc în timpul unei încercări la fluaj, deformația, ε , crește la început mai rapid decât ceea ce se prevede prin ecuația mecanică de stare (care nu ia în seamă modul de evoluție în timp a temperaturii), [111]. Dimpotrivă, atunci când θ scade brusc, se remarcă o temporară întârziere a fluajului, cunoscută ca perioadă de incubație sau de inducție, [34], [41], [63]. Dacă θ variază periodic, cele două efecte, de accelerare și respectiv de frânare temporară a fluajului, datorate creșterii, respectiv scăderii temperaturii, se anulează

reciproc și influența lor, combinată, este nesemnificativă, din punctul de vedere al aplicațiilor tehnice.

Astfel fluajul sub o temperatură variabilă ciclic poate fi estimat satisfăcător cu ajutorul relațiilor determinate pentru cazul când nu se ține cont de influența temperaturii, cel puțin în ceea ce privește aplicațiile din proiectare. Ca urmare deformația totală la fluaj se poate exprima destul de corect cu o relație de forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \beta \cdot t^n + \chi \cdot t, \quad (4.26)$$

unde: ε_0 = deformația instantanee,

$\beta \cdot t^n$ = deformația corespunzătoare fluajului tranzitoriu,

$\chi \cdot t$ = deformația corespunzătoare fluajului staționar.

4.2.1. Fluaj tranzitoriu (primar) sub sarcină constantă și temperatură variabilă.

Stadiul tranzitoriu poate fi descris cu o funcție de temperatură, θ , și de timp, t , cu relația:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + A_0 \cdot \exp(-K/\theta) \cdot t^n, \quad (4.27)$$

unde A_0 și K sunt constante care depind doar de material și tensiune, [42], [67]. Cu toate că și ε_0 , este funcție de θ , aceasta dependența va fi neglijată în abordare care urmează. Viteza de fluaj poate fi scrisă ca fiind:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = (A_0)^{\frac{1}{n}} \cdot n \cdot \exp\left[\left(\frac{-1}{n}\right) \cdot \left(\frac{k}{\theta}\right)\right] \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (4.28)$$

Dacă temperatura, θ , variază cu o perioadă, p , deformația totală, ε , poate fi obținută prin rezolvarea ecuației (4.27) în raport cu ε . Adică:

$$\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} (\varepsilon - \varepsilon_0)^{\frac{n-1}{n}} \cdot d\varepsilon = (A_0)^{\frac{1}{n}} \cdot n \cdot \int_0^t \exp\left[\frac{-1}{n} \cdot \frac{k}{\theta(t)}\right] \cdot dt. \quad (4.29)$$

Din această expresie rezultă:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + A_0 \cdot I^n \cdot t^n, \quad (4.30)$$

unde:

$$I = \frac{1}{p} \cdot \int_0^p \exp\left[\left(\frac{-1}{n}\right) \cdot \left(\frac{K}{\theta(t)}\right)\right] \cdot dt. \quad (4.31)$$

Forma analitică a expresiei (4.29) este identică cu cea a relației (4.27), valabilă pentru fluajul la $\theta=ct$. Aceasta înseamnă că fluajul tranzitoriu la o θ variabilă periodic, cu perioada, p , este echivalent cu fluajul la o temperatură constantă θ_{ech} :

$$\theta_{ech} = \frac{-K}{\ln I} \cdot \frac{n}{1} \quad (4.32)$$

θ_{ech} se numește temperatură echivalentă,[113]. Constantele, K și n , din expresia (4.32) se determină pe baza rezultatelor obținute la încercările de fluaj la $\theta=ct$. și sarcină constantă.

4.2.2. Fluaj staționar

la sarcina constantă și temperatură variabilă

Dacă deformațiile de fluaj se exprimă cu relația (4.26) atunci viteza de fluaj va fi:

$$\dot{\epsilon} = \frac{d\epsilon}{dt} = \beta \cdot n \cdot t^{n-1} + \chi = u \cdot \chi \quad (4.33)$$

Termenii din partea dreaptă a expresiei (4.33) reprezintă vitezele stadiilor tranzitoriu și respectiv, staționar. β și χ sunt constante care depind de σ și θ . Analizând un număr mare de rezultate ale diferitelor încercări de fluaj pe materiale metalice Shujy Taira și alții [112] au ajuns la concluzia că există o relație generală între viteza de deformație în orice moment al fluajului și cea corespunzătoare stadiului staționar:

$$u \cdot \chi^{-C_1} = C_2 \cdot t^{n-1}, \quad (4.34)$$

unde $C_1 \approx 1/2$, iar $C_2 \in [1 \dots 6]$, pentru un număr mare de materiale metalice,[112].

Dacă se acceptă ca valabilă ecuația (4.33) atunci, prin înlocuirea lui u cu $n \cdot \beta \cdot t^{(n-1)}$, și apoi a lui β cu $A_0 \cdot \exp(-K/T)$, se obține:

$$\chi = \left(\frac{A_0 \cdot n}{C_2} \right)^{\frac{1}{C_1}} \cdot \exp \left[\frac{-1}{C_1} \cdot \frac{K}{\theta} \right]. \quad (4.35)$$

Procedând similar cazului ecuației (4.29), expresia (4.35) poate fi restrânsă și pusă sub forma:

$$\chi = \left(\frac{A_0 \cdot n}{C_2} \right)^{\frac{1}{C_1}} \cdot I^{\frac{n}{C_1}}, \quad (4.36)$$

unde I are o expresie similară cu (4.31), și anume:

$$l = \frac{1}{p} \cdot \int_0^p \exp\left[\frac{-1}{C_1} \cdot \frac{k}{\theta(t)}\right] \cdot dt, \quad (4.37)$$

iar χ reprezintă viteza de deformare în stadiul staționar, la θ variabilă. Comparând ecuațiile (4.34) și (4.35) se poate scrie ecuație identică cu (4.30). Se poate concluziona că $\dot{\epsilon}$ la o încercare cu θ variabilă periodic, este egală cu viteza de fluaj, $\dot{\epsilon}$, obținută într-o încercare la θ constantă, dar egală cu θ_{ech} , calculată cu relația (4.32).

Pentru calculul deformăției, ϵ , la fluajul cu variație periodică în trepte a temperaturii, deformăție care să includă atât fluajul tranzitoriu cât și pe cel staționar, se utilizează relația:

$$\epsilon = \epsilon_0 + A_0 \cdot \exp\left(\frac{-k}{\theta_{ech}}\right) \cdot t^n + \left(\frac{A_0 \cdot n}{C_2}\right)^{\frac{1}{C_1}} \cdot \exp\left[\frac{-1}{C_1} \cdot \frac{k}{\sigma_{ech}}\right] \cdot t \quad (4.38)$$

unde:

$$\frac{1}{\theta_{ech}} = \frac{1}{\theta + \Delta\theta} - \frac{n}{K} \cdot \ln\left[\frac{\tau}{p}\right] \cdot \exp\left[\frac{-K/n}{\theta_0 + T_0^2/\Delta\theta} + \left(1 - \frac{\tau}{p}\right)\right], \quad (4.39)$$

p fiind durata unei variații a temperaturii, iar τ durata de menținere a probei la o temperatură, mai mare sau mai mică cu $\Delta\theta$ față de temperatura nominală, θ_0 . Se observă că pentru $\tau/p=1$, $\theta_{ech}=\theta_0$, acesta fiind cazul fluajului la o temperatură constantă θ_0 ; pentru $\tau/p=0$, $\theta_{ech}=\theta_0 + \Delta\theta$.

Valabilitatea prognozei comportării în condiții de variație ciclică în trepte a temperaturii, pe baza rezultatelor încercărilor efectuate la temperaturi constante, este demonstrată de exemplele prezentate în cele ce urmează.

În Fig.4.8 se prezintă cazul unui oțel aliat cu 13%Cr, (călit în ulei de la 970°C și revenit la 760°C), supus unor variații de temperatură periodice, indicate pe figură, cu perioada $p=24$ ore. Cu cerculețe s-au marcat valorile determinate experimental, iar cu linie continuă rezultatele obținute prin utilizarea măsurărilor realizate la încercările la temperaturi constante și egale cu 400,500 și 550°C. S-a obținut o foarte bună concordanță a curbelor analitice cu punctele experimentale.

Comportarea unui oțel inox, AISI318, călit în apă de la 1100°C, solicitat la o tensiune constantă de 150 MPa, este des-crisă de curbele din Fig. 4.9. În aceeași figură se prezintă și curba de fluaj pentru o $\theta_{ech}=\text{const.}$ și egală cu 650°C. Se poate observa că și după 1000 ore de încercare rezultatele sunt bune, ceea ce demonstrează corectitudinea prognozei comportării la fluaj la variații periodice de temperatură, pe baza temperaturii echivalente, θ_{ech} .

Încercările prezentate anterior au fost efectuate la o variație a temperaturii cu perioadă lungă, întrucât dacă variațiile ciclice au perioade scurte este posibilă stimularea

producerii modificărilor structurale,[63]. Rezultatele încercărilor efectuate pe un număr mare de materiale,[96], la diverse programe de variație a temperaturii, pe probe tubulare cu grosimea peretelui de 1 mm, au fost comparate cu curbele de fluaj la diverse temperaturi constante, din domeniul de variație a temperaturii. Pentru realizarea încercărilor probele au fost încălzite cu curent alternativ și răcite cu jet de aer comprimat.

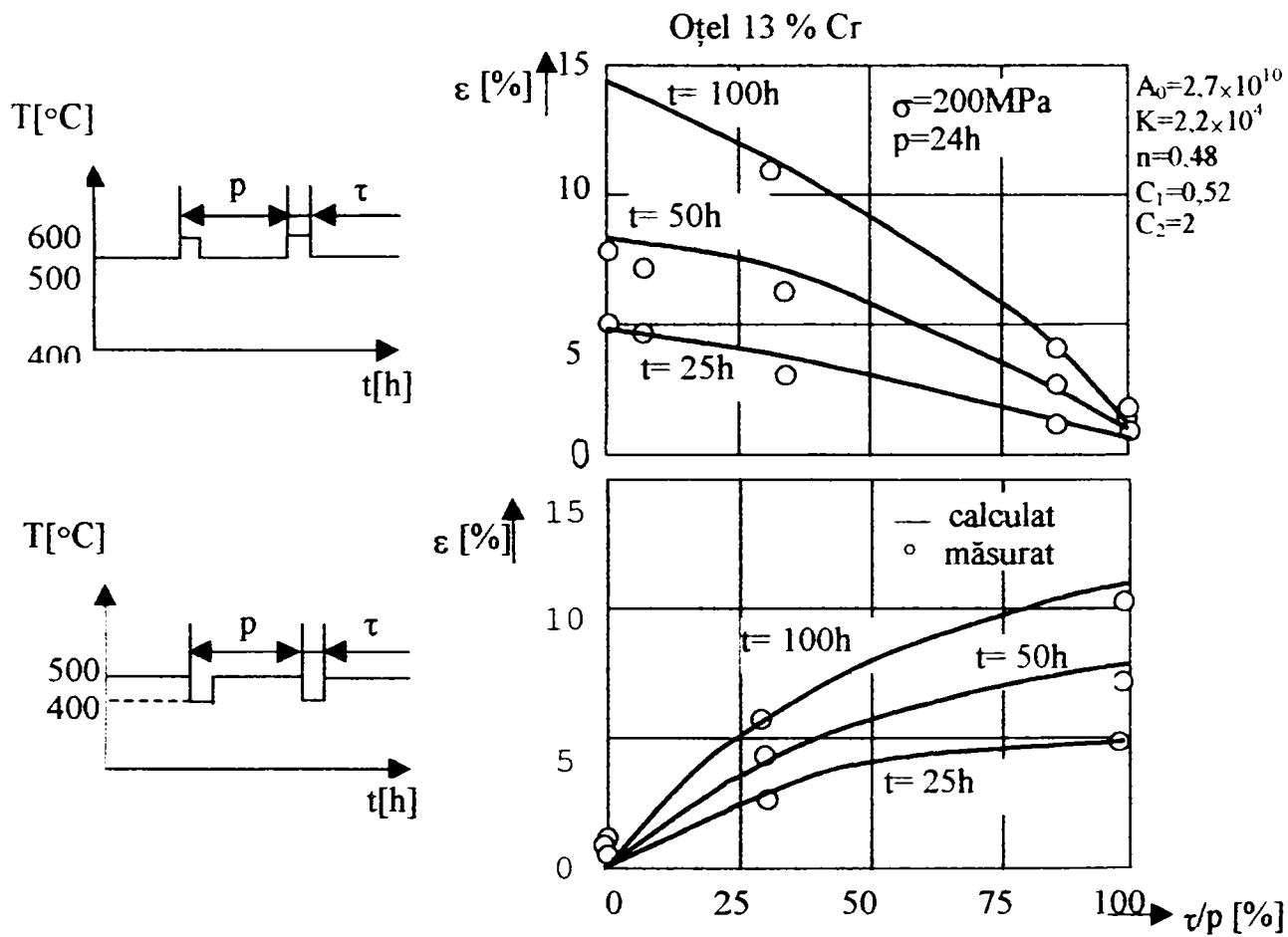


Fig.4.8. Fluajul oțelului aliat cu 13 % Cr, la temperatură variabilă periodic,[60].

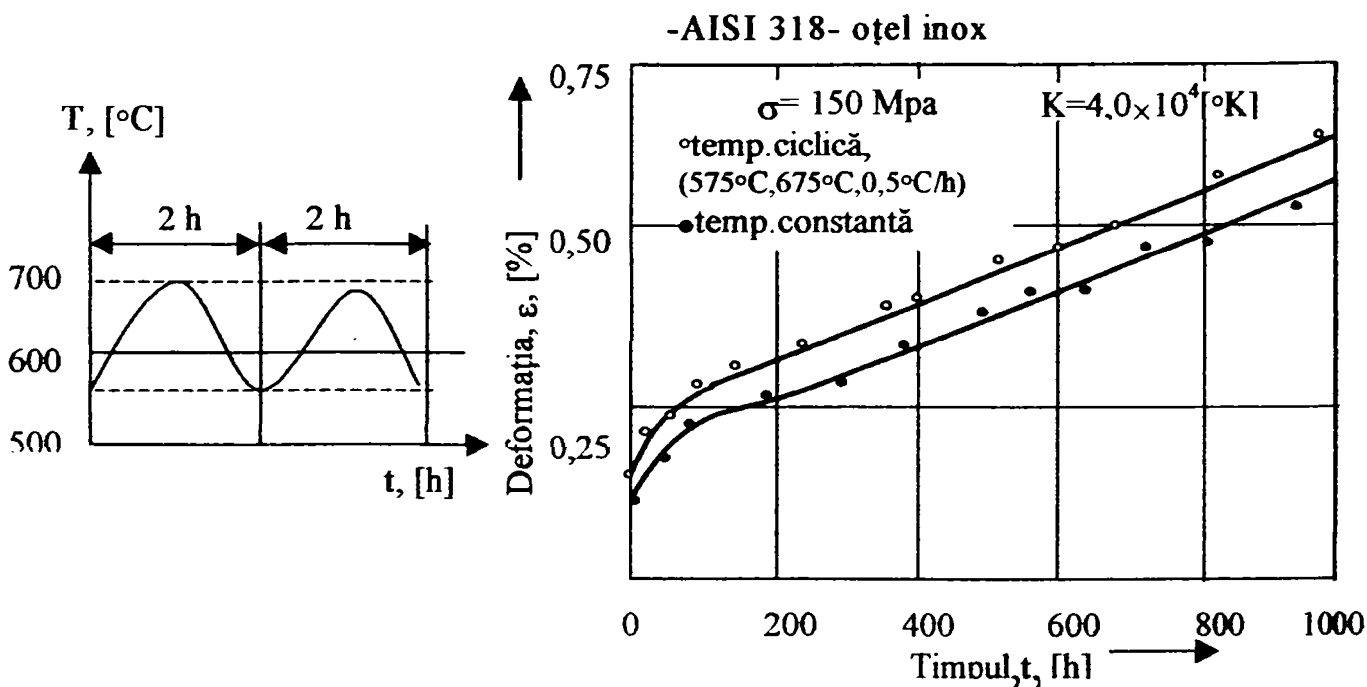


Fig.4.9. Fluajul unui oțel austenitic,(AISI318), la temperatură variabilă periodic,[75].

Temperatura în lungul probelor nu a putut fi menținută constantă, valoarea medie fiind determinată cu relația:

$$\theta_{med} = - \frac{K}{\ln \left[\int_0^{l_0} \exp \left(\frac{-K}{\theta(t)} \right) \cdot \frac{dl}{l_0} \right]}, \quad (4.40)$$

Această relație a fost obținută presupunând că deformația de fluaj a unei probe cu distribuție neuniformă a temperaturii este aceeași cu cea a unei probe a cărei temperatură este θ_{med} .

În Fig.4.10 sunt reprezentate curbele de fluaj experimentale, cu linii continue, și cele analitice, cu linii întrerupte, corespunzătoare diverselor valori ale perioadei ciclului, τ , pentru oțelul inox AISI318.

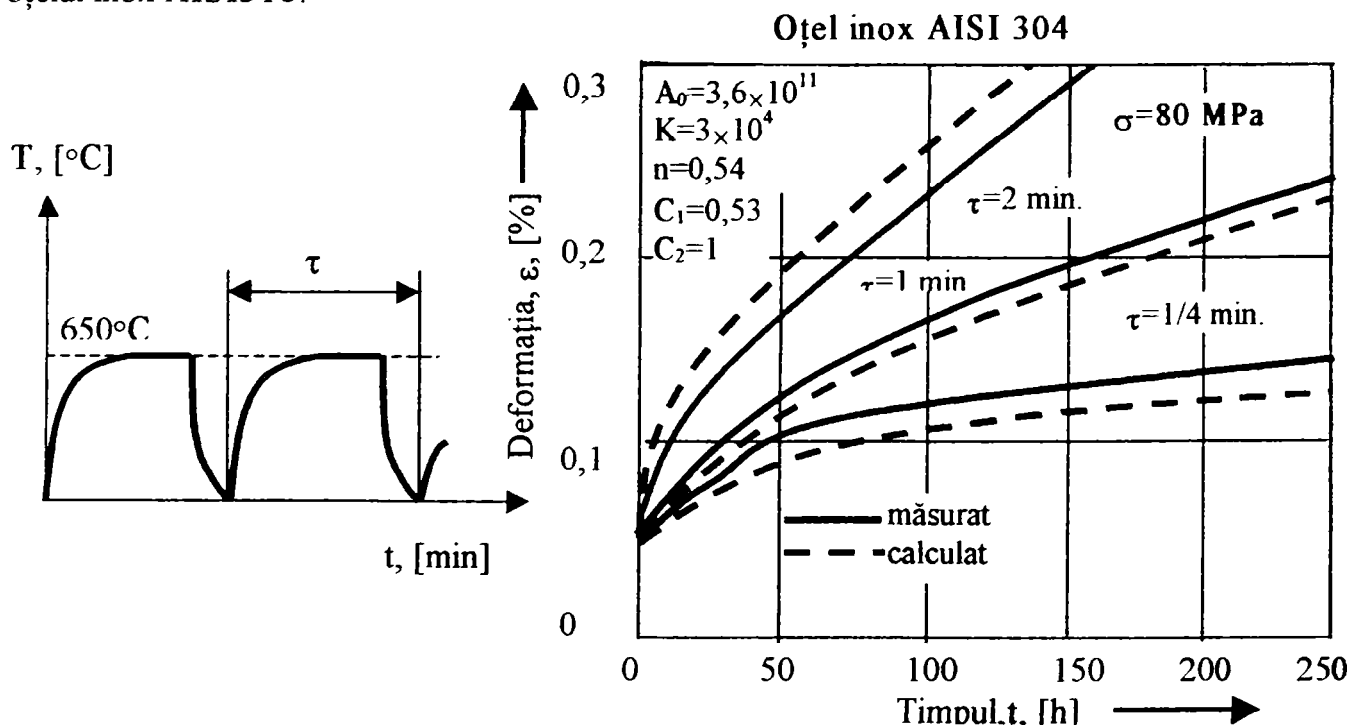


Fig. 4.10. Fluajul oțelului inox AISI304, la variații rapide de temperatură,[86].

4.2.3. Incercări de fluaj la temperatură variabilă în trepte.

Dorn,[30], recomandă ca studiul fluajului, în cazul variațiilor de temperatură în trepte, să se facă pe baza curbelor trasate pentru diferitele nivele de temperatură constantă, conform indicațiilor din Fig.4.11a și 4.11b. Varianta aproximării curbelor pe baza ipotezei $\epsilon=f(\epsilon,\theta)$, prezentată în Fig.4.11a dă rezultate mai apropiate de cele experimentale, decât varianta bazată pe ipoteza $\epsilon=f(\theta,t)$, prezentată în Fig.4.11b. Ca și în cazul fluajului la tensiune variabilă în trepte, se poate aplica o regulă de trecere de la o curbă la alta pe baza fracțiunilor echivalente din duratele de viață la diverse temperaturi, reprezentată în Fig.4.11c,[21].

Procedurile menționate se pot aplica și dacă viteza de modificare a temperaturii sînt mici și nu determină apariția gradientilor de temperatură, și ca urmare a tensiunilor termice. Dacă variația de temperatură se produce continuu, aproximarea curbelor de fluaj este dificilă și presupune înmărire duratei de încercare în intervale de timp, pentru care se poate considera că fluajul se desfășoară la o temperatură constantă și egală cu temperatura medie a intervalului, trecerea de la o valoare la alta făcându-se la sfârșitul fiecărui interval, Δt .

Dorn,[30],propune o metodă de studiu care consideră fluajul ca fiind un proces activat termic, în baza căreia curbele de fluaj, la orice θ , se pot trasa dacă se cunoaște o curbă, obținută pentru o θ și o tensiune constantă. Pentru aceasta se introduce un timp echivalent, dat de expresia:

$$t' = t_r \cdot e^{\frac{-\Delta H}{RT}}, \quad (4.40)$$

unde: t' =timp echivalent; t_r = durata de fluaj la o anumită temperatură; H = energia de activare a fluajului; R = constanta gazelor perfecte; T = temperatura absolută.

Dacă se consideră curbele de fluaj pentru trei temperaturi absolute $T_1 < T_2 < T_3$, (Fig.4.12), la care proba este menținută pe duratele t_1, t_2, t_3 , și se admite valabilitatea ipotezei $\epsilon = f(\theta, t)$, atunci curba rezultantă se obține inseriindu-se porțiunile OA, BC și DE. La același rezultat se poate ajunge dacă se trasează curba $\epsilon = f(t')$, Fig.4.13, unde t'_1, t'_2, t'_3 , reprezintă timpii echivalenți. Metoda poate fi aplicată doar dacă dependența dintre ϵ și t' poate fi aproximată printr-o curbă, adică dacă dispersia punctelor (ϵ, t') determinate de pe curbele izoterme de fluaj nu este prea mare. Aceasta se obține doar în cazurile metalelor pure sau slab aliate.

Timpul echivalent pentru întreaga porțiune OE a curbei din Fig.4.13 se calculează cu:

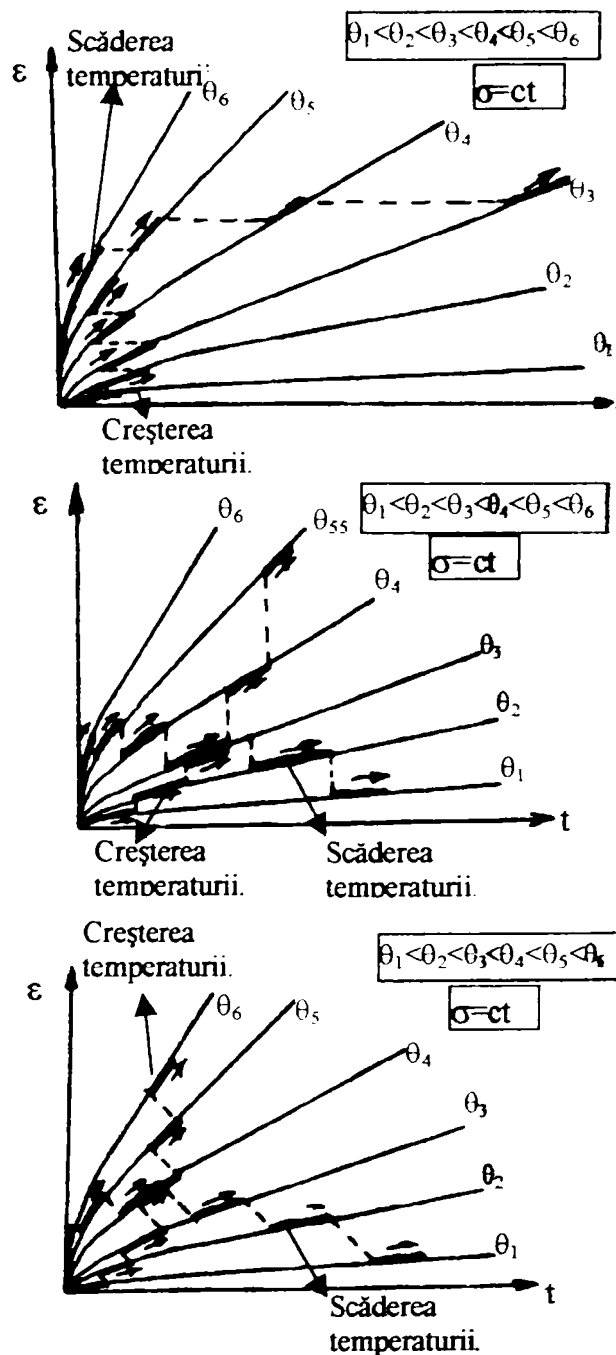


Fig.4.11. Metode de aproximare a fluajului la θ -variabilă,[23].

$$t' = t_1 + t_2 + t_3 = t_1 \cdot e^{\left(\frac{-\Delta H}{RT_1}\right)} + t_2 \cdot e^{\left(\frac{-\Delta H}{RT_2}\right)} + t_3 \cdot e^{\left(\frac{-\Delta H}{RT_3}\right)}, \quad (4.41)$$

iar deformația specifică ce-i corespunde acestuia se citește direct din diagrama $\epsilon=f(t')$, (Fig.4.13).

În cazul unei variații continue a temperaturii se consideră că pe intervalul infinit mic:

$$d't = e^{\left(\frac{-\Delta H}{RT}\right)} \cdot dt, \quad (4.42)$$

,temperatura rămâne constantă și durata echivalentă va fi:

$$t' = \int_0^t e^{\frac{-\Delta H}{R \cdot T}} \cdot dt. \quad (4.43)$$

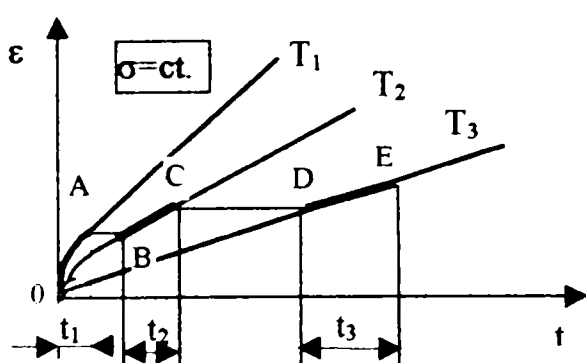


Fig.4.12. Stabilirea deformației de fluaj pentru timpii reali de menținere.

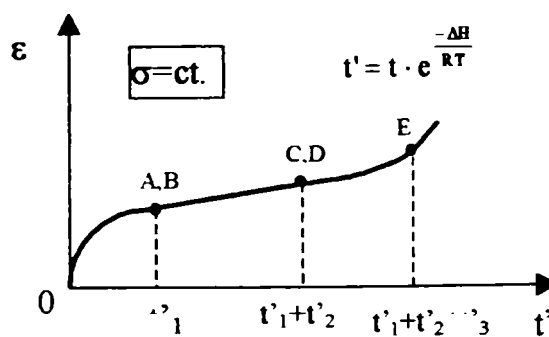


Fig.4.13. Trasarea curbei ϵ funcție de timpul echivalent.

Cunoscându-se t' se poate determina deformația, ϵ , de pe curba din Fig.4.13.

Metodele de evaluare a deformațiilor de fluaj prezentate, au dezavantajele că nu țin seama de tensiunile termice care pot să apară și, în același timp, nu pot lua în considerare eventualele modificări structurale, a căror producere ar putea fi favorizată de variațiile temperaturii.

În lucrarea [90], Pickel T.W. ș.a., au făcut o evaluare a legilor de fluaj și a criteriilor de curgere pentru piesele supuse unor stări de tensiune multiaxiale și unor variații de sarcină și de temperatură în trepte. Sunt prezentate ipotezele de întărire $\epsilon=f(\theta, t)$, $\epsilon=f(\theta, \epsilon)$, pentru încercări la fluaj uniaxial cu variații de σ și θ , și de asemenea, ipoteza $\gamma=f(\theta, \gamma)$, pentru torsiunea pieselor circulare. Pentru oțelul SAE1035 rezultatele experimentale sînt descrise corect cu ambele ipoteze de întărire, atunci cînd este aplicat criteriul de rupere von Mises.

Legea de fluaj, acceptată în cazul utilizării ipotezei întăririi funcție de deformație, este dată de relația:

$$\dot{\varepsilon} = K \cdot [C \cdot f(T_a) \cdot g(\sigma)]^{\frac{1}{k}} \cdot \varepsilon^{\left(\frac{k-1}{k}\right)}, \quad (4.44)$$

unde: C și K sînt constante de material; $f(T_a)$ și $g(\sigma)$, sunt funcții de temperatura absolută, T_a , și respectiv de tensiunea, σ .

Pentru $f(T_a)$ s-a utilizat relația lui Kanter:

$$f(T_a) = e^{\frac{-A}{T_a}}, \quad (4.45)$$

unde A = constantă de material.

Efectul tensiunii asupra vitezei de fluaj a fost luat în considerare prin trei relații diferite:

$$g(\sigma) = \sigma^n; g(\sigma) = \text{sh}(a \cdot \sigma); g(\sigma) = [\text{sh}(b \cdot \sigma)]^m \quad (4.46)$$

unde a , b , m , n , sunt constante de material, [42], [90], [95].

Relațiile utilizate pentru tensiunea echivalentă, σ_{ech} , și pentru viteza de deformare echivalentă, $\dot{\varepsilon}_{ech}$, sunt:

$$\sigma_{ech} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2 + 6(\tau_{r\theta}^2 + \tau_{\theta z}^2 + \tau_{rz}^2)} \quad (4.47)$$

$$\dot{\varepsilon}_{ech} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\dot{\varepsilon}_r - \dot{\varepsilon}_\theta)^2 + (\dot{\varepsilon}_\theta - \dot{\varepsilon}_z)^2 + (\dot{\varepsilon}_z - \dot{\varepsilon}_r)^2 + \frac{3}{2}(\dot{\gamma}_{r\theta}^2 + \dot{\gamma}_{\theta z}^2 + \dot{\gamma}_{rz}^2)}. \quad (4.48)$$

S-au efectuat încercări pe probe din oțel la temperaturile 482, 496, 510°C, precum și la variații de temperatură în trepte, între aceste valori, după fiecare salt de 14°C fiind necesare circa 20 minute pentru stabilizare. Pentru încercările la temperatură constantă, cea mai mică abatere a fost obținută la utilizarea relației de fluaj:

$$\varepsilon = e^{\frac{-A}{T_a}} \cdot [\text{sh}(b \cdot \sigma)]^m \cdot t^k \quad (4.49)$$

Rezultatele încercărilor la tracțiune sînt prezentate în Fig.4.14, în care cu linie întreruptă se reprezintă curba trasată cu ipoteza întăririi în funcție de timp, iar cu linie continuă cea corespunzătoare întăririi funcție de deformare.

În Fig.4.15 sunt prezentate rezultatele obținute pentru încercarea la torsiune a aceluiasi material, la aceleași temperaturi. În această figură cu linie întreruptă este prezentată curba de fluaj calculată cu ipoteza de rupere Tresca, cu linie continuă cea obținută cu ipoteza

de rupere von Mises, ambele cu regula întăririi funcție de deformare. Cu simbolurile "o" și, respectiv "△" au fost marcate punctele calculate prin utilizarea relației de fluaj funcție de σ și ϵ cu ipotezele întăririi funcție de ϵ , respectiv funcție de timp.

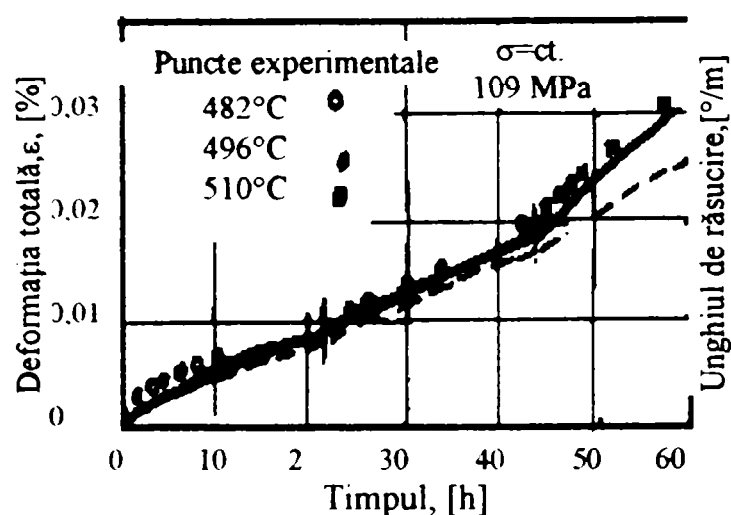


Fig. 4.14. Întindere la temperatură variabilă și $\sigma = \text{ct.}$, [90].

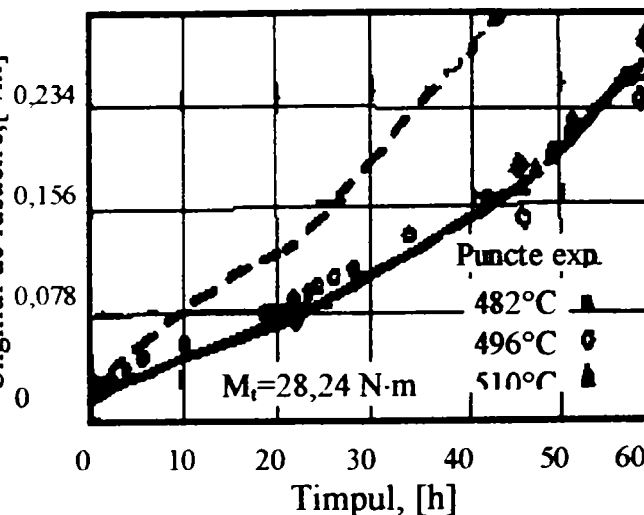


Fig. 4.15. Torsiune la temperatură variabilă și $M_t = \text{ct.}$, [90].

Se constată că folosirea criteriului de rupere Tresca, pentru aproximarea stării de tensiune conduce la abateri mari, în timp ce criteriul von Mises dă rezultate bune cu ambele reguli de întărire. Teoria deformației totale, (teoria arcsh), dă rezultate bune în concordanță cu regula întăririi funcție de ϵ , asociată cu criteriul von Mises. Se apreciază că abaterile obținute față de rezultatele experimentale se datorează dispersiei rezultatelor încercărilor de fluaj.

4.3. Fluajul în condițiile variațiilor mari de sarcină și/sau temperatură.

Modificările severe de temperatură, de genul celor care pot apărea în timpul pornirilor sau opririlor unei centrale, determină apariția gradientilor termici și ca urmare a tensiunilor termice. Suprapunerea acestor tensiuni peste tensiunile determinate de sarcinile exterioare, nu poate fi neglijată întrucât distribuția tensiunilor se modifică semnificativ, existând posibilitatea ca local să se depășească valorile limitei de curgere pentru materialul respectiv. Dacă vârfurile de tensiune determinate de concentratorii geometrici, (filete, găuri, îmbinări, modificări brusce de grosime, etc.), sunt anihilate prin producerea unei deformații plastice mici, astfel încât ele nu se mai repetă la încercările ulterioare. Reducerea vârfurilor de tensiune prin deformare este specifică materialelor ductile. Dacă se analizează tensiunile datorate sarcinilor aplicate (Fig. 4.3.1), se constată că, după un interval de timp la temperatură

ridicată, tensiunile locale, (secundare), vor dispărea aproape complet, ca urmare a unui proces de relaxare a tensiunii.

Descărcarea, după o perioadă îndelungată de menținere la temperaturi ridicate, produce o tensiune de sens opus, aproape egală cu tensiunea inițială în ipoteza că fluajul nu a avut timp să se producă la descărcare. Ca urmare a ciclurilor repetate de încărcare și descărcare, tensiunea secundară, (reziduală), va ajunge la o valoare semnificativă.

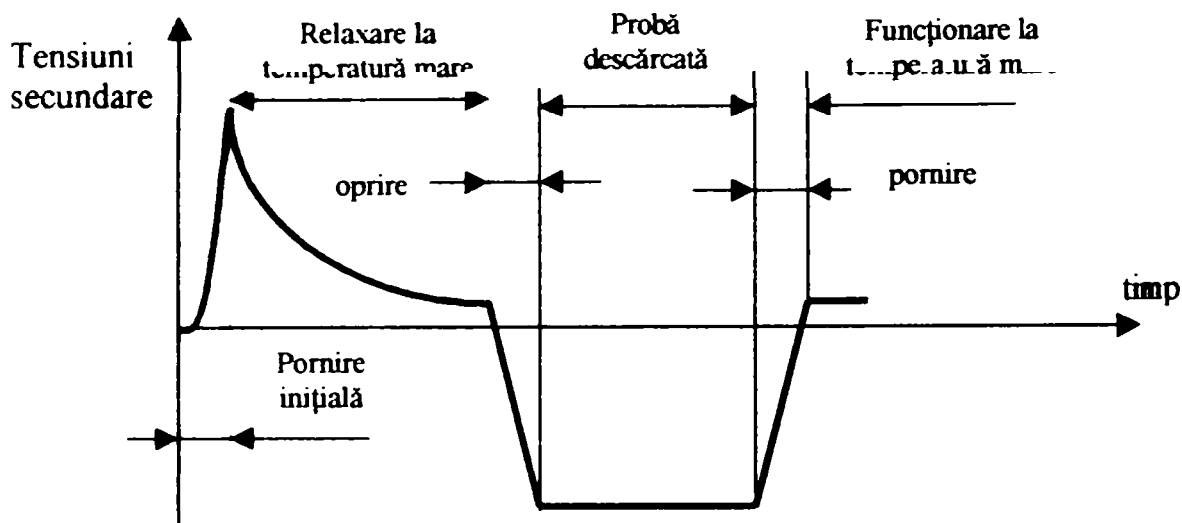


Fig. 4.16. Schema modificării tensiunii reziduale,[39].

În afară de cazurile când numărul de cicluri, oprire/ pornire, este foarte mare, acest tip de funcționare nu cauzează ruperea materialului. O excepție ar constitui-o piesele executate dintr-un material fragil, destinate să funcționeze la tensiuni locale de compresie mari, pentru care inversarea tensiunii, datorită fluajului, ar determina tensiuni locale de întindere aproape la fel de mari, fapt care ar mări probabilitatea ruperii.

Ori de câte ori dilatarea și/sau comprimarea pieselor este împiedicată, apar și tensiunile termice. Acestea apar și în condițiile tranzitorii de încălzire sau răcire rapidă, și chiar la funcționarea staționară cu fluxuri de căldură mari, mai ales dacă aceste fluxuri sunt asociate și cu o geometrie care să nu permită dilatarea liberă a unor părți din piesele solicitate.

Alte cauze care determină apariția tensiunilor termice sunt:

- îmbinările bimetalice (de exemplu oțel feric-oțel austenitic), pentru care există o diferență de conductivitate sau difuzibilitate termică;
- apariția modificărilor de compoziție sau de fază, în materialul unor piese, care conduc la modificarea coeficientului de dilatare termică liniară, α , (de exemplu carburarea stratului interior al tuburilor de cracare);
- anizotropia proprietăților fizice ale unui material, (α diferit, pe diferitele direcții ale rețelei cristaline - mai ales pentru Sn, Zn, Ti);

Principala diferență dintre tensiunea secundară datorată sarcinilor aplicate și tensiunea termică, îndeosebi pentru condiții ciclice, este aceea că prima crează concentratori de tensiune, σ , și cea de-a doua concentratori de deformare, ϵ . Acesta este motivul pentru care ar fi mai indicat să se vorbească de dilatare termică forțată, decât de tensiune termică. Diferența se poate vedea mai clar dacă se consideră o bară uniformă menținută între două capete fixe. Dacă se neglijează fluajul și efectele de histerezis, evoluția funcției σ - ϵ , pentru un ciclu de tensiune, σ , și un ciclu de deformare, ϵ , se prezintă în Fig.4.17.

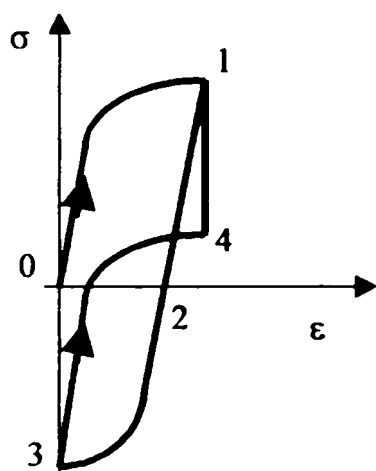


Fig.4.17. Diferența de traseu dintre ciclurile de σ , (0121), și ciclurile de ϵ , (01234), [77].

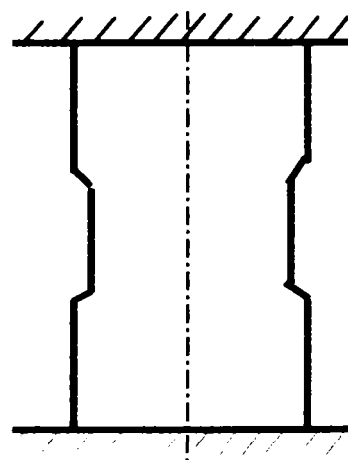


Fig.4.18. Distribuția tensiunii pe secțiunea probei, la sfârșitul șocului termic.

Dacă se presupune că prin aplicarea unei sarcini inițiale de tracțiune s-a atins punctul (1), următoarea descărcare și încărcare va avea loc de la (1) la (2), și invers. Dacă se presupune că punctul (1) a fost atins prin răcirea barei, cu capetele fixate, următoarea încălzire până la temperatura inițială, și următoarea răcire, vor "duce" bara pe traseul (2)-(3) și respectiv (3)-(4).

Fluctuațiile mari ale deformațiilor, ϵ , din ciclul cu un interval de ϵ prescris, (ciclu de deformare), îl fac mult mai "periculos" decât un ciclu de tensiune, care produce aceeași deformare inițială. Deformația din fiecare ciclu poate fi mai mare decât cea obținută prin încercările convenționale la oboseală, și are ca rezultat ruperea prin oboseală datorită tensiunilor termice, după un număr relativ mic de cicluri.

Efectul fluajului asupra comportării unui material se poate manifesta prin:

- fluajul poate inversa direcția tensiunii termice asemănător cazului descris în Fig.4.16, pentru tensiunile secundare datorate sarcinii aplicate;
- amplificarea deformației în condiții de fluaj, fenomen sesizat de Coffin, [15], și explicat cu ajutorul , prin faptul că la fluaj există o relație neliniară între viteza deformației, ϵ ,

și tensiunea, σ , și aceasta conduce la modificarea raportului dintre tensiunile și respectiv deformațiile, din zonele cu secțiune transversală diferită.

În lucrarea [21] se face o analiză amplă a încercărilor efectuate de diverși autori, (Röpke, Pokorny, Potuzak, Rusanova, Guarnieri, Miller, Caughcy și Hoyt), efectuate pe diferite materiale metalice, (în principal oțeluri), cu programe de variație a temperaturii sau a temperaturii și tensiunii. Autorul citat prezintă rezultatele proprii, obținute pentru studiul comportării unui oțel OLK2 la fluajul unor probe cilindrice pline, aplicând probelor diverse șocuri termice.

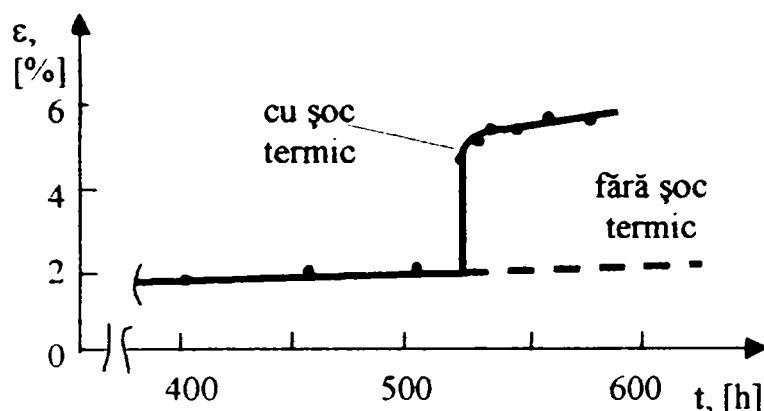


Fig.4.19. Curbă de fluaj după aplicarea unui șoc termic,[21].

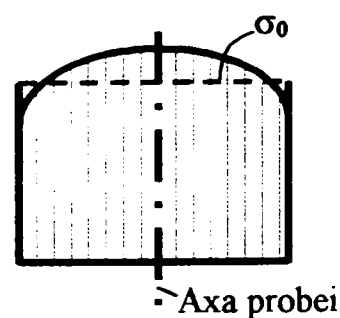


Fig.4.20. Distribuția tensiunii pe secțiunea probei la sfârșitul șocului termic.

În Fig.4.19 se prezintă aspectul curbei de fluaj calculată după aplicarea șocului termic, în comparație cu cea corespunzătoare încercării la temperatură și tensiune constantă (450°C și $92,2\text{ MPa}$). Șocul aplicat a constat dintr-o răcire bruscă de la 450°C la 300°C . Se argumentează apariția tensiunilor remanente pe secțiunea probei, (Fig.4.20), prin deformațiile plastice ce se produc în timpul șocului termic. Cu σ_0 s-a notat tensiunea ce corespunde încărcării exterioare a probei.

Concluzia desprinsă din Fig.4.19 constă în aceea că la aplicarea șocului se produce o creștere semnificativă a deformației plastice, ceea ce scurtează durata până la rupere.

În Fig.4.21 se prezintă o curbă de fluaj trasată pentru încercarea unei probe din OLK2, supusă la două răciri cu gheață de la 450°C , aflată sub tensiunea constantă de întindere, de 120 MPa . S-a remarcat prezența salturilor de deformație, în momentele șocurilor, dar în același timp, faptul că viteza de fluaj după reîncălzire nu a înregistrat nici o modificare sensibilă, chiar și după aplicarea unui număr de 5-6 răciri succesive.

În privința estimării duratei până la rupere în condițiile variațiilor concomitente de tensiune și temperatură, Shuji Taira, [113], ajunge la următoarele concluzii:

- dacă variațiile de sarcină și temperatură sunt ciclice și cele două cicluri sunt sincronizate astfel încât dacă temperatura crește, crește și sarcina, este probabil să existe o aproximare bună a curbelor experimentale, de către curbele analitice, trasate pe baza încercărilor clasice și a ecuației mecanice de stare;

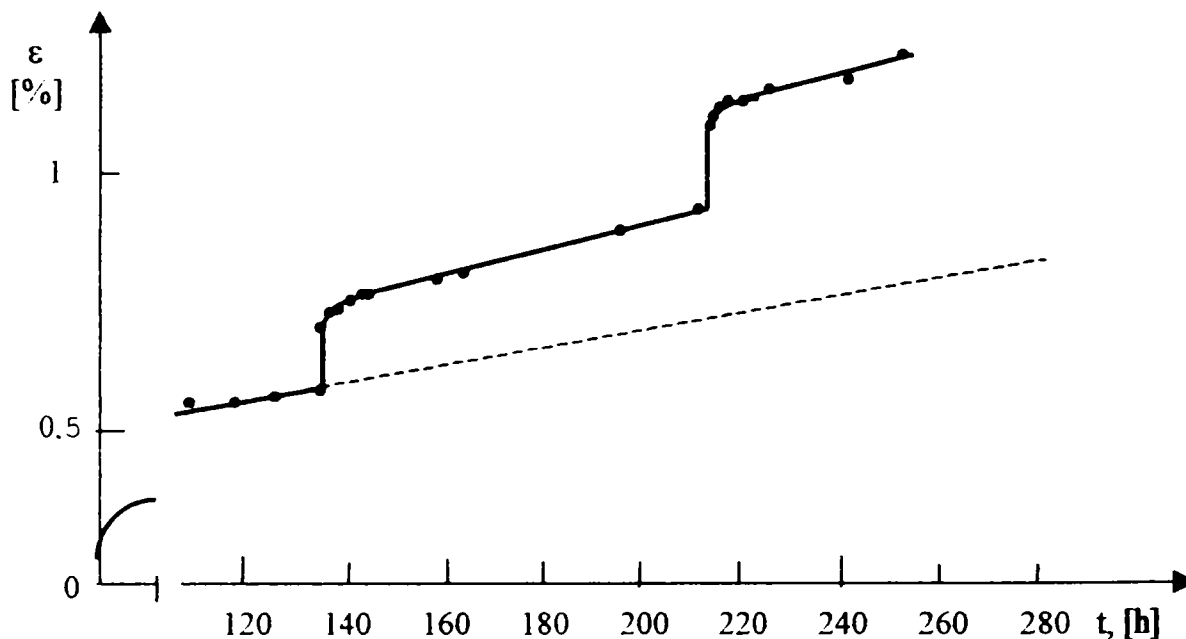


Fig.4.21. Variația deformației la șocuri termice,[21].

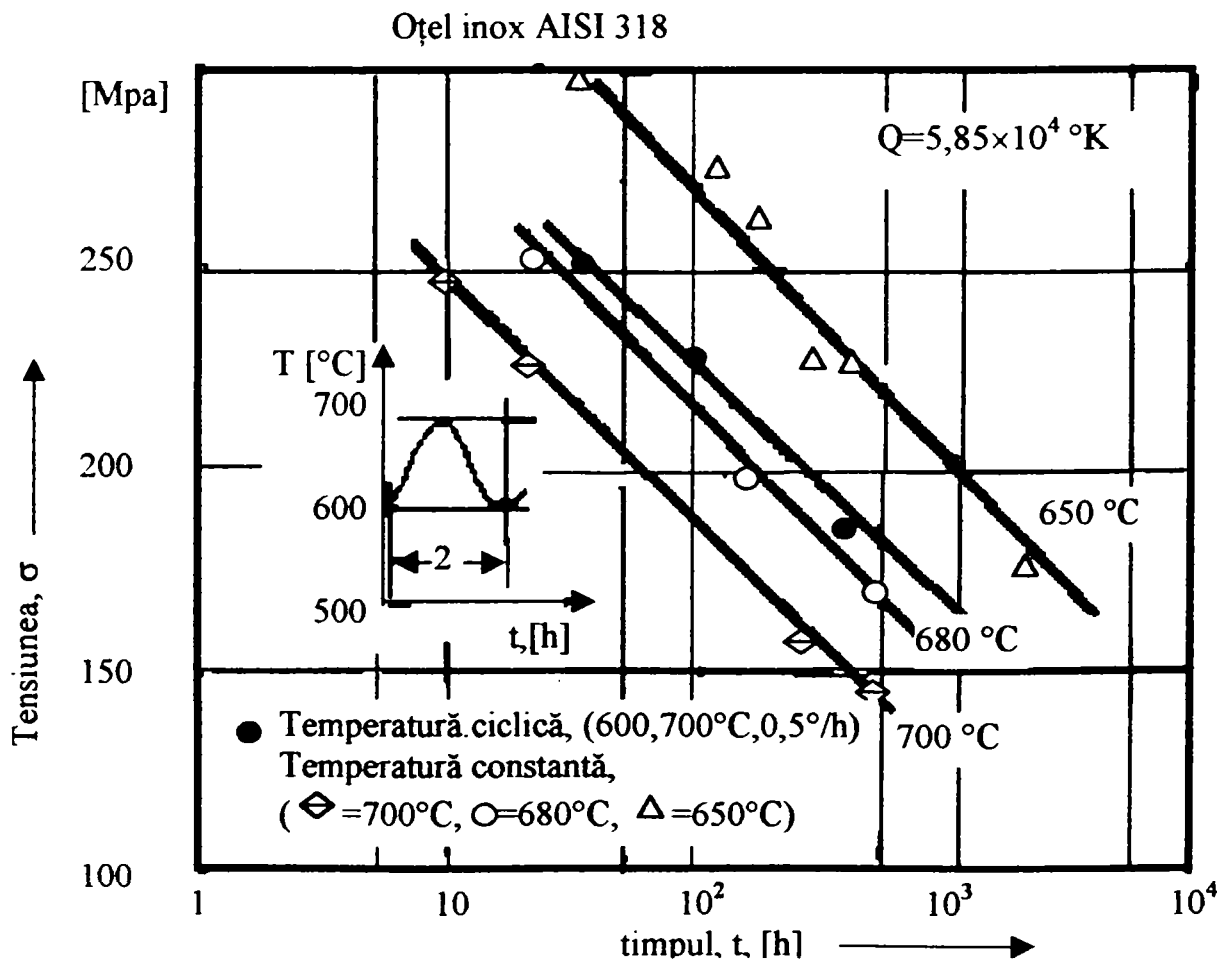


Fig.4.22. Rezistența la rupere la fluaj la variații rapide de temperatură,[112].

- dacă cele două cicluri de variație nu sunt sincronizate, ca mai sus, valabilitatea metodei convenționale de prognozare este discutabilă;

- dacă tensiunea se micșorează pregnant în timpul menținerii la temperatura ridicată, după ce materialul a fost solicitat cu o tensiune mai mare la o temperatură mai scăzută, în mod evident procesul de restaurare va continua, fără a fi însoțit de procese de întărire sesizabile. Aceasta ar provoca o creștere excesivă a deformației de fluaj în următoarea perioadă de variație, ceea ce are ca rezultat faptul că metoda convențională de prognozare (cea a însumării liniare) nu mai este valabilă.

În Fig.4.22 se prezintă rezultatele încercărilor efectuate de Taira și Ohnami,[112],pe oțelul AISI318, în cazul unei variații ciclice a temperaturii. Domeniul de variație al temperaturii a fost între 600°C și 700°C, iar temperatura echivalentă, $\theta_{ech,r}$, pentru ruperea la fluaj a fost determinată ca fiind 680°C. Un ciclu de temperatură a durat 2 ore. S-au realizat încercări la temperatură constantă de 680°C, la diferite nivele de tensiune. Se poate vedea că durata de funcționare până la rupere pentru cicluri periodice este puțin mai mare decât cea corespunzătoare cazului temperaturii constante și egală cu $\theta_{ech,r}$. Diferența este pusă în seama modificărilor structurale care se produc în timpul acestor tipuri de încercări.

4.4. Interacțiunea fluaj-oboseală

În condițiile solicitărilor variabile la temperaturi ridicate, fenomenele fluaj și oboseală sunt interdependente. O problemă de acest gen trebuie să se analizeze pe baza unor simplificări care să permită luarea în considerare a celor mai importanți parametri, întrucât cele două fenomene sunt influențate de un număr extrem de mare de parametri, [101].

Unul dintre parametri esențiali care influențează comportarea la oboseală, este mărimea deformației plastice care apare la solicitarea ciclică. Acesta, care la rândul lui este funcție de temperatură, de frecvență, de asimetria ciclului de solicitare, etc.,constituie un criteriu de clasificare a fenomenului de oboseală. Din acest punct de vedere, comportarea unuia și aceluiași material poate să aparțină unuia dintre domeniile:

- domeniul durabilităților mari, (când numărul de cicluri până la rupere este mai mare decât 10^5), pentru cazul deformațiilor plastice mici;

- domeniul durabilităților mici,(când numărul de cicluri este mai mic decât 10^5),în cazul deformațiilor plastice mari.

Intrucât comportarea materialelor în domeniul durabilităților mari, ($N > 10^5$), depinde de mai puțin de deformațiile de fluaj, analiza interacțiunii fluaj-oboseală prezentată în cele ce urmează se va referi, în principal, la solicitările din al 2-lea domeniu de durabilitate. Se vor preciza, totuși în rezumat, influențele pe care le au parametrii: temperatura, concentratorii de tensiune, frecvența de încercare și asimetria ciclului.

Pentru $N > 10^5$, rezistența la oboseală, σ_{-1} , scade cu creșterea temperaturii, θ , existând o valoare a lui θ începând de la care σ_{-1} scade mai pronunțat. Această θ limită are valoarea de 400°C pentru oțelurile slab aliate, și 500°C , pentru oțelurile austenitice.

Cu excepția oțelurilor austenitice, [119], pentru toate celelalte oțeluri factorul de concentrare al tensiunilor, K_σ , la temperatura 500°C are o valoare mai mică față de cea corespunzătoare temperaturii ambiante. Pentru oțelurile feritice coeficientul de concentrare este maxim la 20°C și scade cu creșterea temperaturii, rămânând constant pentru durate de peste 300 ore, în timp ce pentru oțelurile austenitice, la 20°C , K_σ are valoarea, aproximativ, 1, iar la temperaturi mai ridicate, ($550-650^\circ\text{C}$), $K_\sigma \in (1,9-2,0)$, (Fig.4.23).

Influența frecvenței ciclurilor poate fi sistematizată prin următoarele observații:

- la aceeași durată a încercărilor, circa 830 ore, la frecvențe diferite, σ_{-1} scade cu creșterea frecvenței și a temperaturii;
- la aceeași frecvență, 2000 cicluri/minut, σ_{-1} , scade cu creșterea numărului de cicluri și a temperaturii;
- la același număr de cicluri, $5 \cdot 10^5$, cu frecvențe diferite, σ_{-1} crește cu creșterea frecvenței la temperaturi ridicate și scade cu creșterea frecvenței la temperaturi scăzute, (sub 350°C).

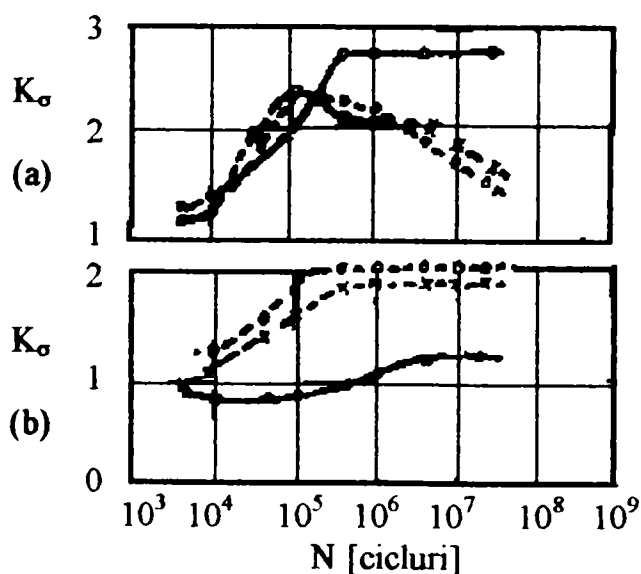


Fig.4.23. Variația lui K_σ cu durabilitatea și temperatura: a)-oțel feritic; b)-otel austenitic.[114].

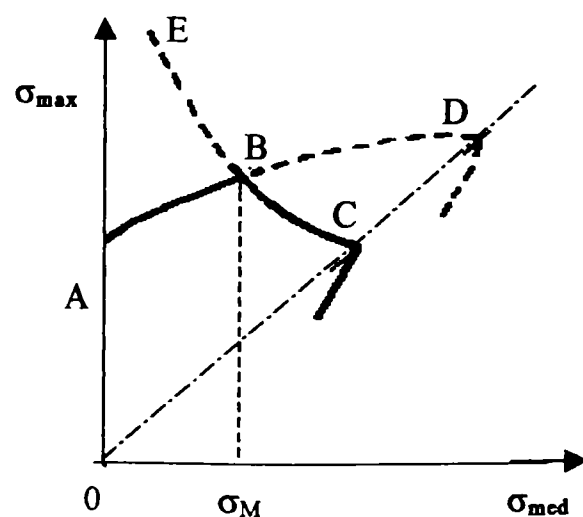


Fig.4.24. Domeniul durabilității la oboseală și al rezistenței la fluaj,[101].

Asimetria ciclului joacă un rol important în privința comportării materialului, deoarece fluajul, care este nesemnificativ în cazul ciclului simetric, devine "periculos" în cazul ciclului asimetric. Rezultatele încercărilor efectuate pe oțeluri, cu diferiți coeficienți de asimetrie a ciclurilor, conduc la situația prezentată schematic în Fig.4.24. Porțiunea AB, corespunde curbei limită pentru care ruperea se produce datorită fenomenului de oboseală, iar porțiunea BC, curbei limită pentru care deteriorarea se produce ca urmare a fluajului.

Dacă se precizează starea limită care nu trebuie depășită de material, pentru ca acesta să rămână utilizabil, (deformație permanentă, limită impusă sau rupere), există pentru fiecare temperatură, o valoare σ_M a tensiunii statice care delimitează zona în care deteriorarea se produce ca urmare a fluajului.

4.4.1. Interacțiunea fluaj-oboeseală în domeniul durabilităților mici.

Comportarea unui material la solicitările ciclice este influențată în mod hotărâtor de temperatură. La temperaturi diferite apar modificări și în relația dintre tensiune și deformație, reprezentată prin diagrama ciclică σ - ϵ . Forma ciclului de solicitare, în special atunci când cuprinde intervale de menținere la tensiuni sau deformații de valori ridicate, influențează durabilitatea, în special când intervine și fluajul, (la temperaturi ridicate). În diagramele σ - ϵ buclele de histeresis au o configurație mai complexă și nu se mai stabilizează. În Fig.4.25 sunt prezentate schematic asemenea situații.

Pentru domeniul durabilităților mici comportarea la oboseală poate fi descrisă de următoarele aspecte specifice:

- pentru o anumită deformație specifică totală rezistența la oboseală scade dacă crește temperatura;
- diagrama de durabilitate Coffin-Manson, în coordonate dublu logaritmice, se reduce la o dreaptă (Fig.4.26). Pentru majoritatea oțelurilor durabilitatea scade cu creșterea temperaturii. Excepțiile sunt oțelurile cu conținut redus de carbon și fontele care prezintă stabilitate sau

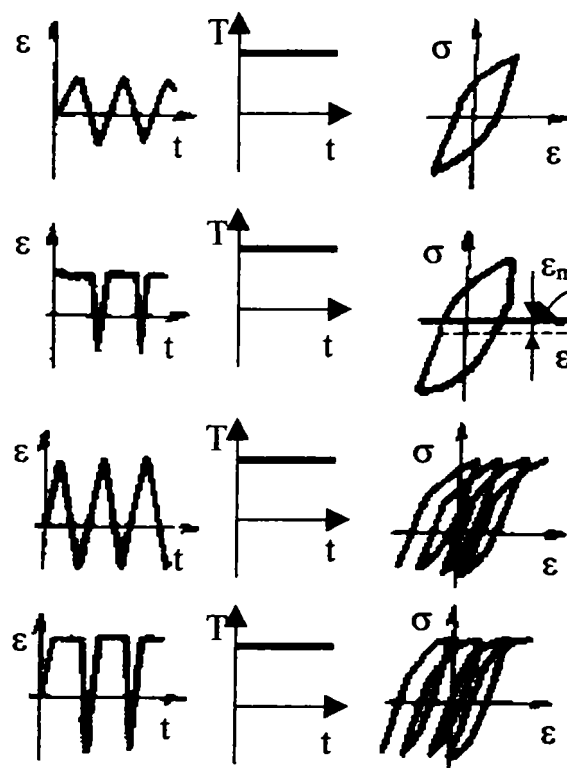


Fig.4.25. Schematizarea diferitelor cicluri de solicitare,[3].

chiar au un maxim al durabilității, în intervalul 350 -450°C, aspect explicabil prin îmbătrânirea materialului, datorită solicitării ciclice și temperaturii.

- condițiile de mediu influențează comportarea materialului, în sensul că în prezența unui mediu oxidant propagarea fisurilor își schimbă caracterul de la transcristalin, la temperaturi scăzute, la intercristalin, la temperaturi ridicate;

- cu cât este mai scăzută frecvența, cu atât sunt mai accentuate degradările datorate oboselii. Accentuarea degradărilor este resimțită și la creșterea duratelor de menținere la temperaturi ridicate la valori mari ale deformației.

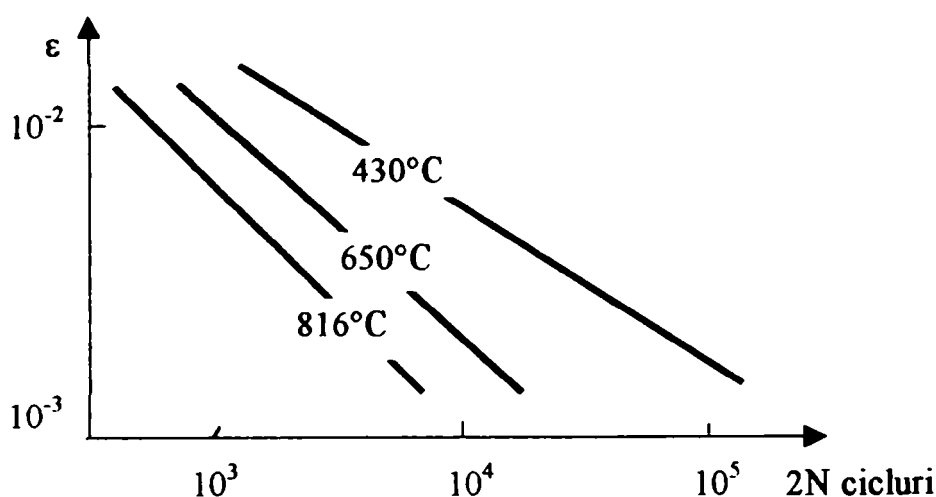


Fig.4.26. Diagrama Coffin-Manson pentru oțelul cu 18%Cr-9%Ni,[81].

În ultimii ani s-au făcut multe studii care au analizat deformațiile mecanice produse de ciclurile termice pe baza unor încercări la oboseală la temperatură constantă. S-a ajuns la concluzia că oboseala termică poate fi prognozată prin încercări la oboseală cu deformația per ciclu constantă, la temperatură constantă. Totodată pentru a se ține cont de eventualele fenomene metalurgice, care s-ar putea produce în timpul variațiilor de temperatură, încercările la oboseală la temperatură constantă, trebuie să se facă la valoarea superioară a domeniului de temperatură.

Principalele metode de evaluare a interacțiunii fluaj-oboeseală sunt:

1. Metoda însumării liniare a degradărilor, cunoscută ca metoda lui Robinson și Taira, și adoptată de multe standarde, care utilizează relația:

$$\Sigma \left(\frac{N}{N_r} \right) + \int \frac{1}{t_r(\sigma_M)} dt = 1 \quad (4.50)$$

În care: -N, N_r = numărul de cicluri parcurs, respectiv numărul de cicluri până la rupere;

- t_M = suma duratelor de menținere la tensiunea maximă σ_M , la care se produce fluajul;

$-t_R(\sigma_M)$ = timpul până la rupere obținut printr-o încercare clasică la fluaj la tensiunea maximă a ciclului σ_M .

2. Metoda Coffin, care exprimă durabilitatea funcție de amplitudinea deformației totale sau de variația totală a tensiunii, și folosește una din relațiile:

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_e + \Delta\varepsilon_p = \frac{\sigma_r'}{E} \cdot N_r^a \cdot \nu^b + \varepsilon_r' \cdot N_r^c \cdot \nu^d \quad (4.51)$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\nu^b} \text{ sau } \frac{\Delta\sigma_R}{\nu^b} = \sigma_r' \cdot N_r^a \quad (4.52)$$

unde:

$-\Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon_e, \Delta\varepsilon_p$ = amplitudinile deformațiilor totale, elastice și respectiv plastice, corespunzătoare unui ciclu;

$-\Delta\sigma, \Delta\sigma_R$ = variația totală a tensiunii, respectiv a tensiunii după relaxare, (pentru cazul ciclurilor cu durate de menținere pe una din ramurile de întindere sau de compresiune, sau pe ambele);

$-N_r$ = numărul de cicluri până la rupere;

$-\nu$ = frecvența ciclurilor;

$-E$ = modulul de elasticitate;

$-\sigma_r'$ = factorul de rezistență la oboseală, care este egal cu rezistența reală la ruperea prin oboseală pentru $N=1/2$ cicluri;

$-\varepsilon_r'$ = factorul de ductilitate la oboseală, care este egal cu deformația specifică reală la rupere, pentru $N=1/2$ cicluri;

$-a, b, c, d$ = constante de material.

Relația 4.51 este modelată de diagrama la durabilitate mică sau diagrama de oboseală oligociclică. Această diagramă ε - N este redată schematic în Fig.4.27, în coordonate dublu logaritmice; pe axa absciselor este reprezentată durabilitatea prin numărul de cicluri până la cedare, N , iar pe ordonată se reprezintă jumătate din amplitudinea deformației totale, $\Delta\varepsilon/2$.

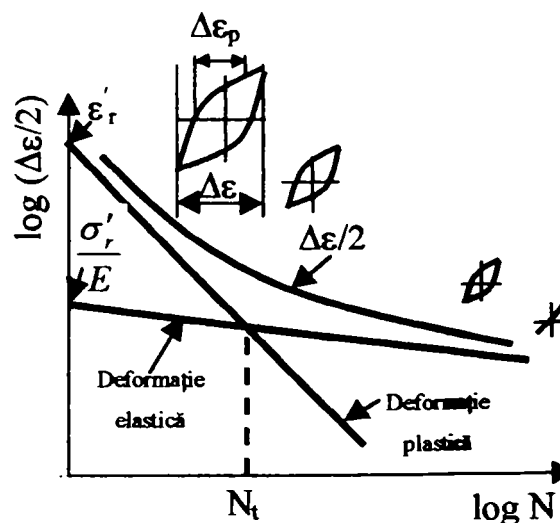


Fig.4.27. Diagramă de oboseală oligociclică, [3], [101].

Pe bucla de histerezis din Fig.4.27 deformația este separată în componentele ei: elastică și plastică, pe baza unei încercări pe o probă martor supusă aceluiași ciclu de

solicitare. Cu N_f s-a notat numărul de cicluri la care se face tranziția de la domeniul în care deformația plastică este factorul predominant la domeniul în care predominantă este deformația elastică, ϵ_e .

Pentru determinarea valorilor constantelor din relația (4.51) se utilizează dreptele corespunzătoare deformațiilor elastice și plastice din Fig.4.27, astfel încât:

- ϵ_r' și (σ_r'/E) se citesc pe axa ordonatelor;

- a este panta dreptei deformației elastice;

- c este panta dreptei deformației plastice.

3. **Metoda Conway-Berling**, care exprimă timpul total până la rupere, t_r , funcție de durata unui ciclu, t_c , cu relațiile:

$$v^k \cdot t_r = C ; t_r = C \cdot t_c^k, \quad (4.53, 4.54)$$

unde:

- C și k sunt constante de material pentru o temperatură și o amplitudine a deformației prescrise;

- $t_r = N_f/\gamma$, în minute; - $t_c = 1/\gamma$, în minute.

4. **Metoda Ellis-Esztergar**, care descrie interacțiunea fluaj-oboșală cu relația:

$$t_r = C_1 \cdot (N_f)^m, \quad (4.55)$$

unde:

- C_1 și m sunt constante de material ce iau valori diferite funcție de forma ciclului, (ciclu cu viteză de deformație care variază continuu, ciclu cu relaxare sau ciclu cu fluaj). Dacă $C_1 = C^{(1/(1-k))}$ și $m = k/(1-k)$ atunci relația (4.55) este identică cu relația (4.54).

5. **Metoda separării componentelor deformației ciclului, (SRP).**

A fost propusă de Manson, Halford și Hirschberg în urma încercărilor făcute cu diverse forme de cicluri de deformație, și este strâns legată de separarea proceselor de fluaj și oboșală.

S-a admis existența a patru tipuri fundamentale de cicluri de deformație, (Fig.4.28), și anume:

- ciclul de deformație complet plastic, ($\Delta\epsilon_{pp} = \Delta\epsilon$), specific fenomenului de oboșală pură, (Fig.4.28a);

- două cicluri mixte, ($\Delta\epsilon_{pc}$ și $\Delta\epsilon_{cp}$), specifice ciclurilor cu durate de menținere pe ramura de compresiune, respectiv pe ramura de întindere, (Fig.4.28b și 4.28c);

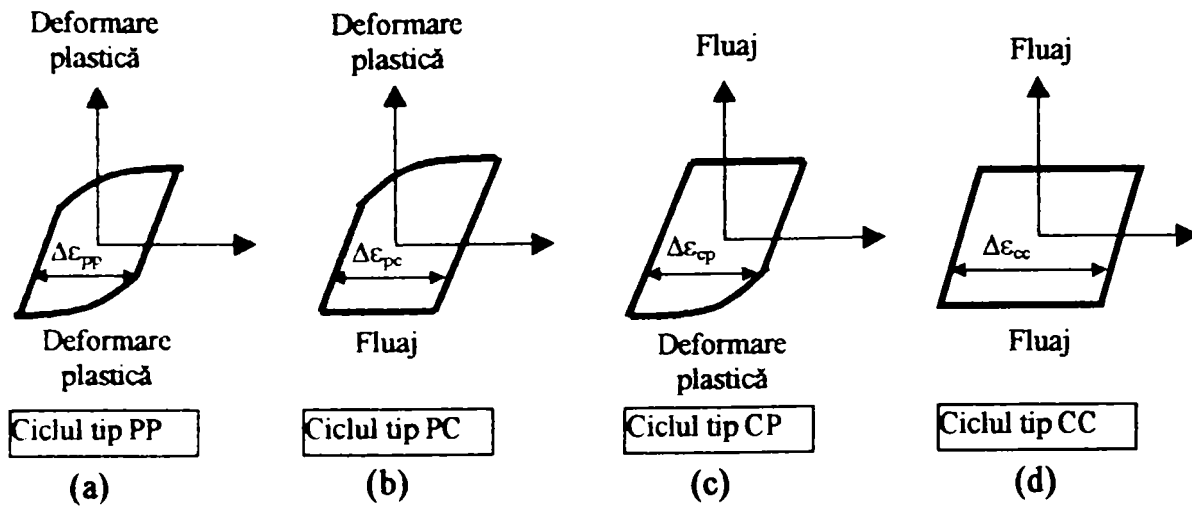


Fig. 4.28. Variația σ - ϵ pentru cele 4 cicluri fundamentale ale metodei RP,[1],[27],[69].

- ciclul cu deformare în întregime de fluaj, ($\Delta\epsilon_{cc}$), care are timpi de menținere pe ambele ramuri ale diagramei,(Fig. 4.28d).

Numărul de cicluri până la rupere, corespunzător fiecărui tip de ciclu, N_{pp} , N_{pc} , N_{cp} și N_{cc} , se exprimă cu câte o relație de forma:

$$N_{ij} = \left(\frac{\Delta\epsilon_{ij}}{A} \right)^b \quad (4.56)$$

Aplicarea metodei va fi explicată pentru un ciclu care are un timp de menținere la fluaj, la deformare maximă, reprezentat în Fig.4.29. Deformația totală a ciclului este: $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_{pp} + \Delta\epsilon_{cp}$. Modul în care se produce deformarea, $\Delta\epsilon$, pe fiecare ciclu este explicat schematic în Fig. 4.30.

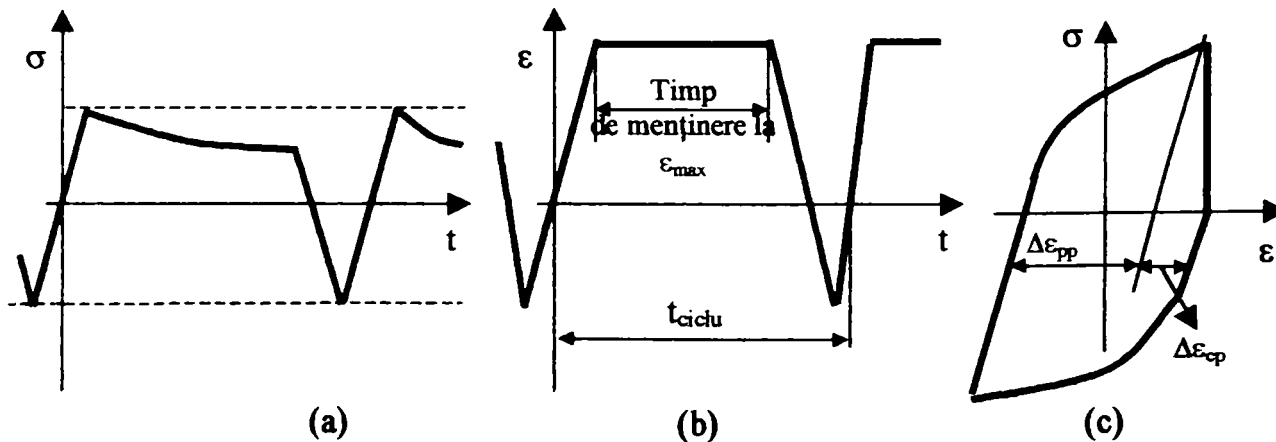


Fig.4.29. Ciclu de deformare cu timp de menținere la tensiunea maximă;
a)-variația tensiunii în timp; b)-variația deformației în timp;
c)-diagrama ciclică cu partiționarea deformației $\Delta\epsilon$, [12].

Se știe că la fluaj deformarea crește în special datorită alunecărilor care se produc pe limitele grăunților. Pe porțiunea de compresiune a fiecărui ciclu, acest tip de deformare este complet anihilat de alunecările care se produc pe planele de alunecare din interiorul grăunților. Ambele mecanisme interne par să se dezvolte independent. La următoarele cicluri se produc

degradări suplimentare, datorate fluajului, care conduc la acumularea de vacanțe pe limitele grăunților. Posibilitatea eliminării efectelor degradării prin acumularea vacanțelor, este practic nulă în timpul compresiunii.

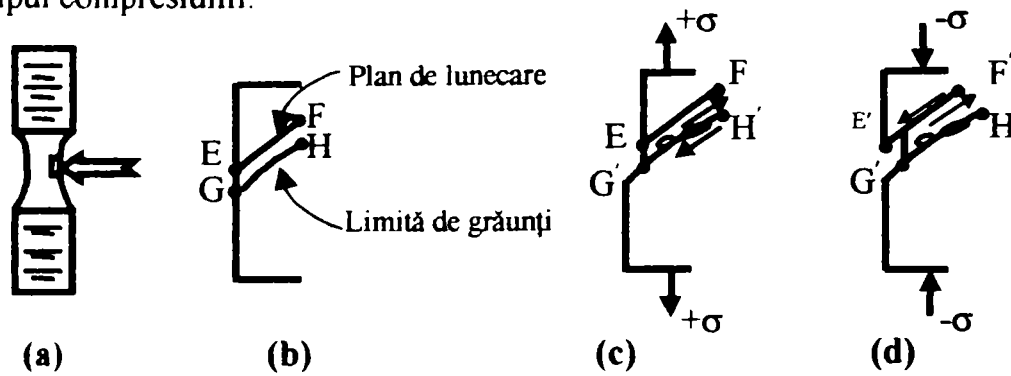


Fig.4.30. Mecanismele interacțiunii fluaj-oboșală pentru un ciclu tip CP; a)-epruvetă;b)-două mecanisme de deformare;c)-alunecarea limitelor și acumularea vacanțelor pe limite la întindere;d)-alunecarea planelor cristalografice la compresiune,[111].

Această evoluție a degradării este confirmată de aspectul curbei de fluaj care se trasează pentru partea de ciclu corespunzătoare menținerii la tensiunea maximă, (Fig.4.31). Pe prima porțiune a acestei curbe, viteza de fluaj este practic constantă, ceea ce arată că numărul de vacanțe pe unitatea de suprafață a limitelor grăunților crește în timp.

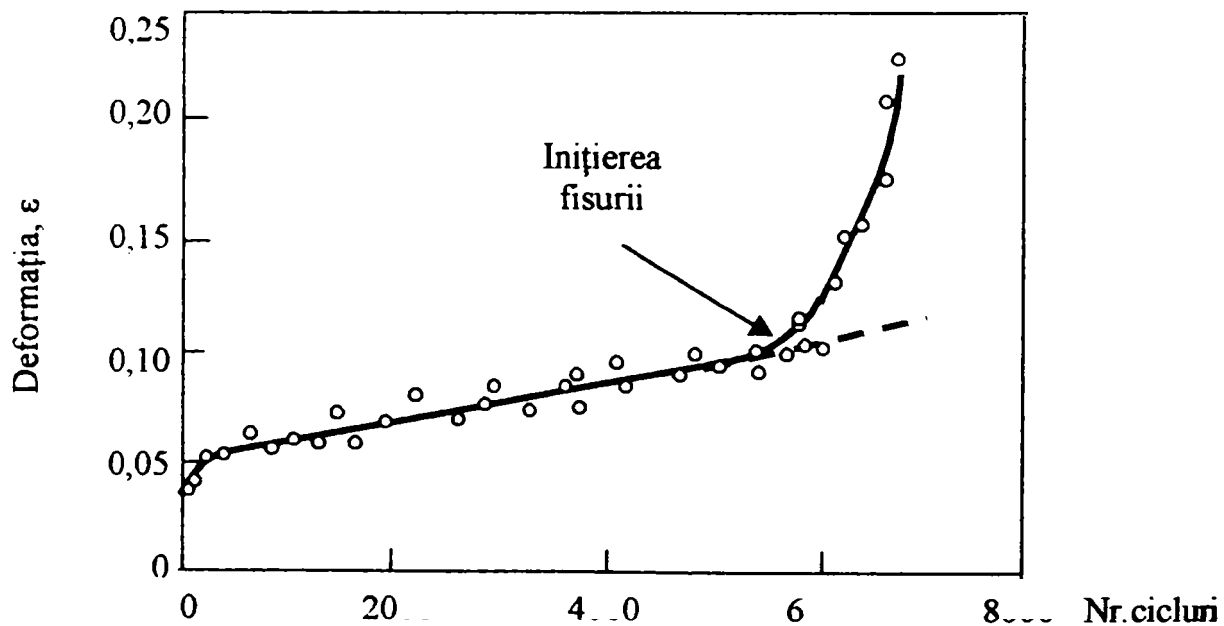


Fig.4.31. Curba de fluaj pentru cazul cu timp de menținere la σ_{max} ,[1].

Spre sfârșitul încercării viteza de fluaj devine neliniară, creșterea ei datorându-se înmulțirii numărului de vacanțe și fisurării. Prima parte a curbei de fluaj poate constitui ceea ce se numește frecvent perioadă de incubație a degradărilor, iar punctul de trecere de la porțiunea liniară spre porțiunea cu viteză de fluaj crescătoare, poate fi folosit ca și criteriu

pentru inițierea fisurii. În majoritatea cazurilor ciclurile cu deformare de tip $\Delta\varepsilon_{cp}$ conduc la o degradare mai accentuată decât cele cu deformații în întregime plastice, $\Delta\varepsilon_{pp}$, ceea ce înseamnă o reducere a duratei până la rupere de până la un ordin de mărime, comparativ cu cea din cazul $\Delta\varepsilon_{pp}$.

În cazul concret al ciclului din Fig.4.29, când sunt prezente ambele componente, $\Delta\varepsilon_{pp}$ și $\Delta\varepsilon_{cp}$, este de așteptat ca durata până la rupere să fie cuprinsă între cele două limite reprezentate în Fig.4.32. Dacă $\Delta\varepsilon_{cp}$, este mai mare comparativ cu $\Delta\varepsilon_{pp}$, atunci durata până la rupere va fi apropiată de linia CP de pe Fig.4.32. La limită, pentru fracțiunea: $f_{cp} = \Delta\varepsilon_{cp} / \Delta\varepsilon = 1$, durata până la rupere este situată chiar pe linia CP.

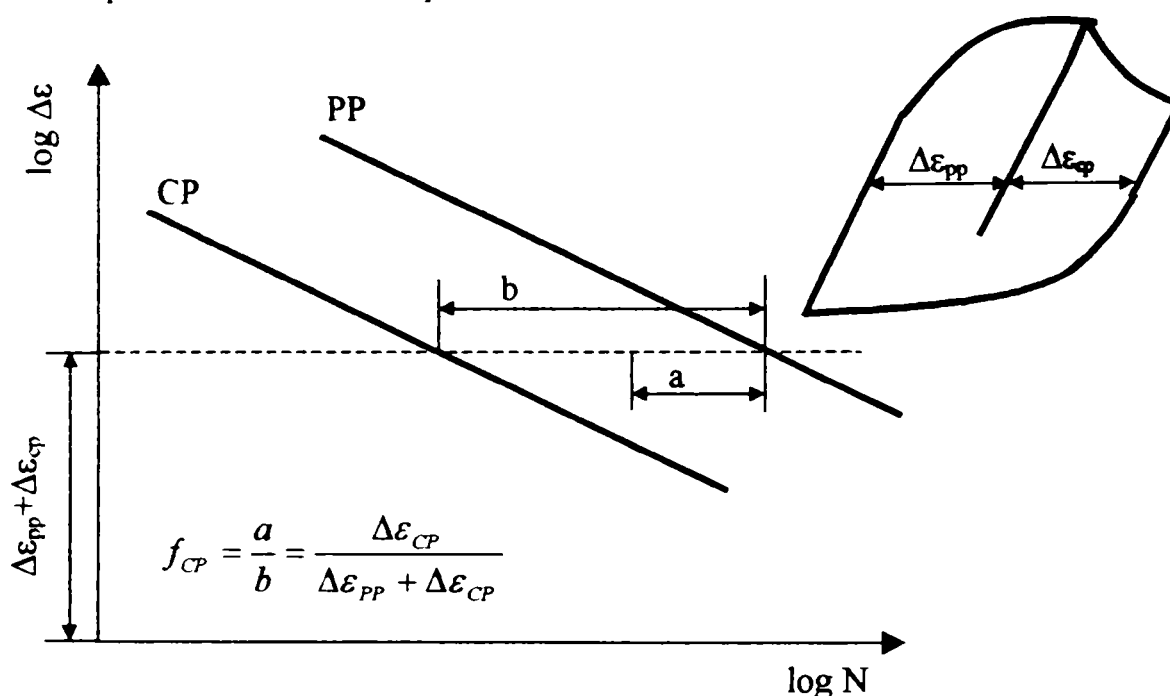


Fig.4.32. Rprezentare schematică a dreptelor durabilităților limită pentru ciclurile tip CP și PP.[69].

Relația generală care poate descrie orice posibilă partiționare a deformației totale, este exprimată sub forma:

$$\frac{1}{N_r} = \frac{1}{\Delta\varepsilon} \cdot \left[\frac{\Delta\varepsilon_{pp}}{N_{pp}(\Delta\varepsilon)} + \frac{\Delta\varepsilon_{cp}}{N_{cp}(\Delta\varepsilon)} + \frac{\Delta\varepsilon_{pc}}{N_{pc}(\Delta\varepsilon)} + \frac{\Delta\varepsilon_{cc}}{N_{cc}(\Delta\varepsilon)} \right] \quad (4.57)$$

În această relație $N_{pp}(\Delta\varepsilon)$, este numărul de cicluri după care se produce ruperea la obosală pură pentru o solicitare ciclică cu $\Delta\varepsilon$ impusă. Pentru celelalte mărimi, (N_{cp}, N_{pc}, N_{cc}), valorile obținute prin încercări trebuie corectate, întrucât este dificilă simularea condițiilor pentru care întreaga deformație a ciclului să fie de tipul $\Delta\varepsilon_{cp}$, $\Delta\varepsilon_{pc}$ sau $\Delta\varepsilon_{cc}$. De exemplu pentru cazul încercărilor de tip CP, numărul de cicluri până la rupere, N_{cp} , corectat este obținut cu formula:

$$N_{cp} = \frac{\Delta\varepsilon_{cp}}{\frac{\Delta\varepsilon}{N_i} - \frac{\Delta\varepsilon_{pp}}{N_{pp}}}, \quad (4.58)$$

în care N_i este numărul de cicluri limită obținut printr-o încercare care să simuleze cât mai fidel condiția ca întreaga deformație, $\Delta\varepsilon$, să fie de tip CP. Unul dintre avantajele acestei metode constă în insensibilitatea relației (4.58) și a constantelor ei de material, la variația temperaturii. Ca urmare ea poate fi folosită într-un domeniu larg de temperatură.

CAPITOLUL 5.

METODE DE CALCUL LA FLUAJ PENTRU UN TUB
CU PEREȚI GROȘI, SOLICITAT LA PRESIUNE INTERIOARĂ.

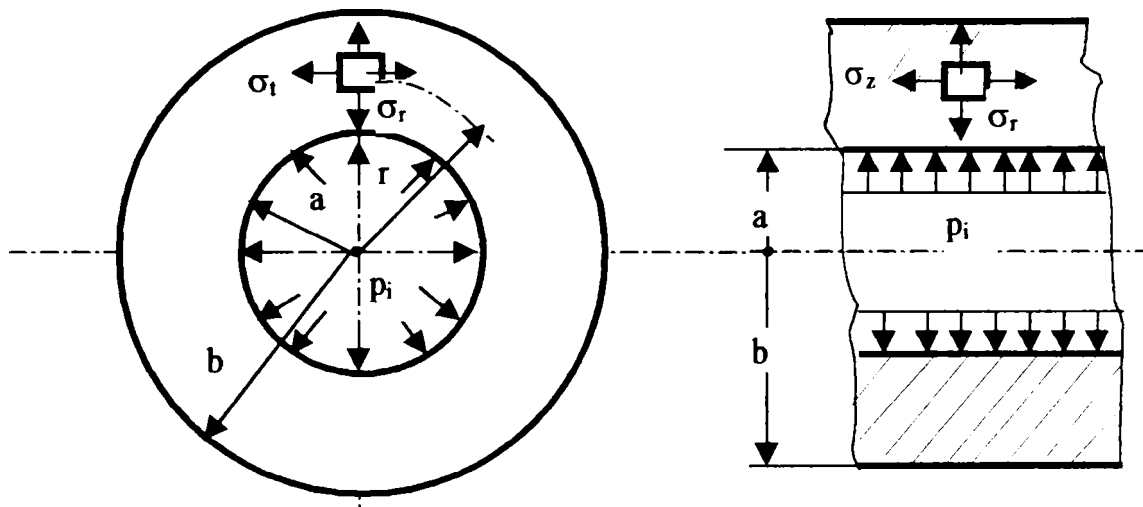


Fig.5.1.Schița tubului.

5.1.Cazul fluajului stabilizat.

5.1.1.Relatii de bază pentru tubul cu pereți groși.

Notatii:

- a, b= raza interioară, respectiv cea exterioară;
- r= raza curentă;
- p_i = presiunea interioară;
- E= modul de elasticitate;
- μ = coeficientul lui Poisson;
- α = coeficient de dilatare termică liniară;
- $\theta(r)$ = temperatura în punctul de rază r;
- $\sigma_r, \sigma_t, \sigma_z$ = tensiunea radială, circumferențială, respectiv axială, în punctul de rază r;
- $\epsilon_r, \epsilon_t, \epsilon_z$ = deformația specifică radială, circumferențială, respectiv axială, în punctul de rază r;
- $\dot{\epsilon}_r, \dot{\epsilon}_t, \dot{\epsilon}_z$, = vitezele deformațiilor specifice pe direcțiile radială, circumferențială și respectiv axială;
- p, t, e, care însoțesc componentele tensiunilor și deformațiilor ca și al doilea indice, se referă la componentele plastice, totale echivalente, ale mărimilor considerate;
- $\sigma_i, \epsilon_i, \dot{\epsilon}_i$ = intensitățile tensiunii, deformației specifice și respectiv vitezei deformației specifice, în punctul considerat, intensități care sunt egale cu invarianții de ordinul doi ai tensorilor mărimilor respective.

Pentru tubul din Fig.5.1, închis la capete, încărcat cu presiunea interioară $p_i = \text{const.}$, starea de tensiune este triaxială principală, componentele tensiunii, prezentate pe figură, fiind: σ_r , σ_t și σ_z .

Calculul tensiunilor și deformațiilor specifice inițiale se face cu relațiile:

A) Cazul deformațiilor inițiale elastice,[92].

Tensiunile se calculează cu relațiile lui Lamé:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= p_i \cdot \frac{a^2}{b^2 - a^2} \left(1 - \frac{b^2}{r^2}\right) \\ \sigma_t &= p_i \cdot \frac{a^2}{b^2 - a^2} \left(1 + \frac{b^2}{r^2}\right) \\ \sigma_z &= p_i \cdot \frac{a^2}{b^2 - a^2}\end{aligned}\quad (5.1)$$

Deformațiile specifice, se calculează cu relațiile cunoscute din teoria elasticității:

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= \frac{1}{E} \cdot (\sigma_r - \mu \cdot \sigma_t) \\ \varepsilon_t &= \frac{1}{E} \cdot (\sigma_t - \mu \cdot \sigma_r) \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E} \cdot [\sigma_z - \mu \cdot (\sigma_r + \sigma_t)] = 0\end{aligned}\quad (5.2)$$

B) Cazul deformațiilor inițiale elastoplastice,[92].

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{E}{1 - \mu^2} \cdot [\varepsilon_{r,t} - \mu \cdot \varepsilon_{t,t} - (\varepsilon_{r,p} - \mu \cdot \varepsilon_{t,p})] \\ \sigma_t &= \frac{E}{1 - \mu^2} \cdot [\varepsilon_{t,t} - \mu \cdot \varepsilon_{r,t} - (\varepsilon_{t,p} - \mu \cdot \varepsilon_{r,p})] \\ \sigma_z &= \mu \cdot (\sigma_r + \sigma_t)\end{aligned}\quad (5.3)$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{r,t} &= \frac{\sigma_r - \mu \cdot \sigma_t}{E} + \frac{\varepsilon_{e,p}}{\sigma_e} \cdot \left(\sigma_r - \frac{1}{2}\sigma_t\right) \\ \varepsilon_{t,t} &= \frac{\sigma_t - \mu \cdot \sigma_r}{E} + \frac{\varepsilon_{e,p}}{\sigma_e} \cdot \left(\sigma_t - \frac{1}{2}\sigma_r\right) \\ \varepsilon_{z,t} &= 0\end{aligned}\quad (5.4)$$

În aceste relații valorile mărimilor σ_e , respectiv, $\varepsilon_{e,p}$, se calculează cu:

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{(\sigma_r - \sigma_t)^2 + (\sigma_t - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2}{2}}\quad (5.5)$$

$$\varepsilon_{e,p} = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \sqrt{(\varepsilon_{r,p} - \varepsilon_{t,p})^2 + (\varepsilon_{t,p} - \varepsilon_{z,p})^2 + (\varepsilon_{z,p} - \varepsilon_{r,p})^2} \quad (5.6)$$

și sunt tensiunea, respectiv deformația specifică plastică, echivalente, corespunzătoare unei stări de tensiune triaxială,[79].

C) Cazul în care apar și tensiuni termice,[111].

În acest caz componentele tensiunii se obțin prin adăugarea componentelor tensiunilor termice în relațiile (5.1) sau (5.3), iar componentele deformațiilor specifice, prin adăugarea lui $\alpha \cdot \theta$, în partea dreaptă a fiecărei relații (5.2) sau (5.4).

-Tensiunile termice, în cazul unui gradient termic pe grosimea peretelui, se calculează cu:

$$\sigma_r = \frac{\alpha \cdot E}{(1 - \mu) \cdot r^2} \left[\frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b \theta(r) \cdot r \cdot dr - \int_a^r \theta(r) \cdot r \cdot dr \right]$$

$$\sigma_t = \frac{\alpha \cdot E}{(1 - \mu) \cdot r^2} \left[\frac{r^2 + a^2}{b^2 - a^2} \cdot \int_a^b \theta(r) \cdot r \cdot dr + \int_a^r \theta(r) \cdot r \cdot dr - \theta \cdot r^2 \right] \quad (5.7)$$

$$\sigma_z = \frac{\alpha \cdot E}{(1 - \mu)} \left[\frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b \theta(r) \cdot r \cdot dr - \theta \right]$$

Pentru un gradient termic logaritmic, la care temperatura unui punct de rază r este dată de:

$$\theta = \theta_a \cdot \frac{\log_e(b/r)}{\log_e(b/a)} \quad (5.8)$$

și care este reprezentat în Fig.5.2, se obține distribuția tensiunilor termice din Fig.5.3.

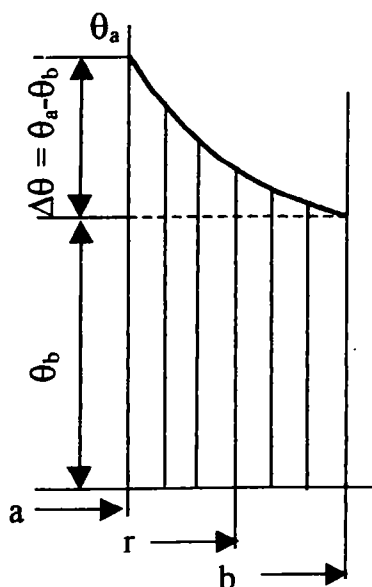


Fig.5.2. Distribuția temperaturii pe grosimea peretelui.

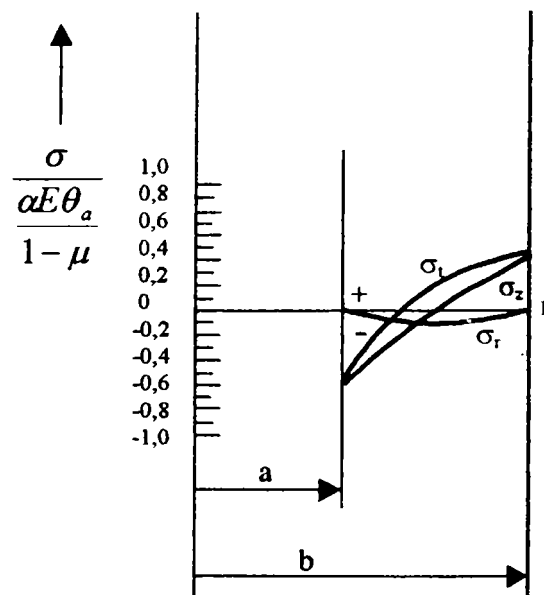


Fig.5.3. Distribuția tensiunilor termice, pentru $b/a=2$ și $\theta_a > \theta_b$.

Din Fig.5.3 se vede că pentru $\theta_a > \theta_b$, și un raport $b/a=2$, tensiunea termică radială, σ_r , este de compresiune pe toată grosimea peretelui, anulându-se pe suprafețele interioară și exterioară. Tensiunile termice circumferențială, σ_t , și respectiv axială, σ_z , au valori maxime de compresiune, pentru $r=a$:

$$\begin{aligned}\sigma_{t_a} &= \frac{\alpha \cdot E \cdot \theta_a}{2 \cdot (1-\mu) \cdot \log_e\left(\frac{b}{a}\right)} \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot b^2}{b^2 - a^2} \cdot \log_e\left(\frac{b}{a}\right) \right] = \\ &= -0.612 \cdot \frac{\alpha \cdot E \cdot \theta_a}{1-\mu} = \sigma_{z_a} = \sigma_{t_a}\end{aligned}\quad (5.9)$$

,și respectiv maxime de întindere, pentru $r=b$:

$$\begin{aligned}\sigma_{t_b} &= \frac{\alpha \cdot E \cdot \theta_a}{2 \cdot (1-\mu) \cdot \log_e\left(\frac{b}{a}\right)} \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot a^2}{b^2 - a^2} \cdot \log_e\left(\frac{b}{a}\right) \right] = \\ &= 0.388 \cdot \frac{\alpha \cdot E \cdot \theta_a}{1-\mu} = \sigma_{z_b} = \sigma_{t_b}\end{aligned}\quad (5.10)$$

5.1.2. Calculul la fluaj stabilizat,[75].

Pentru $\beta=b/a$, tensiunile se calculează cu:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \left[1 - \left(\frac{b}{r}\right)^{\frac{2}{m}} \right], \\ \sigma_t &= \sigma_r + \frac{2}{m} \frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \left(\frac{b}{r}\right)^{\frac{2}{m}}, \\ \sigma_z &= \sigma_r + \frac{1}{m} \frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \left(\frac{b}{r}\right)^{\frac{2}{m}}.\end{aligned}\quad (5.11)$$

În aceste expresii m =indicele de fluaj, (exponentul tensiunii în legea lui Norton), determinat prin calcul pe baza unor încercări de fluaj la întindere monoaxială.

Vitezele deformațiilor de fluaj se determină cu:

$$\begin{aligned}2 \cdot \dot{\varepsilon}_r &= K_1 \cdot \sigma_i^{m-1} \cdot (\sigma_r - \sigma_m), \\ 2 \dot{\varepsilon}_t &= K_1 \cdot \sigma_i^{m-1} \cdot (\sigma_t - \sigma_m), \\ 2 \dot{\varepsilon}_z &= K_1 \cdot \sigma_i^{m-1} \cdot (\sigma_z - \sigma_m).\end{aligned}\quad (5.12)$$

unde: - σ_m este primul invariant al stării de tensiune:

$$\sigma_m = (\sigma_r + \sigma_t + \sigma_z)/3 \quad (5.13)$$

- σ_i este intensitatea tensiunilor egală cu al doilea invariant al stării de tensiune, calculată cu:

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{(\sigma_r - \sigma_t)^2 + (\sigma_t - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2} \quad (5.14)$$

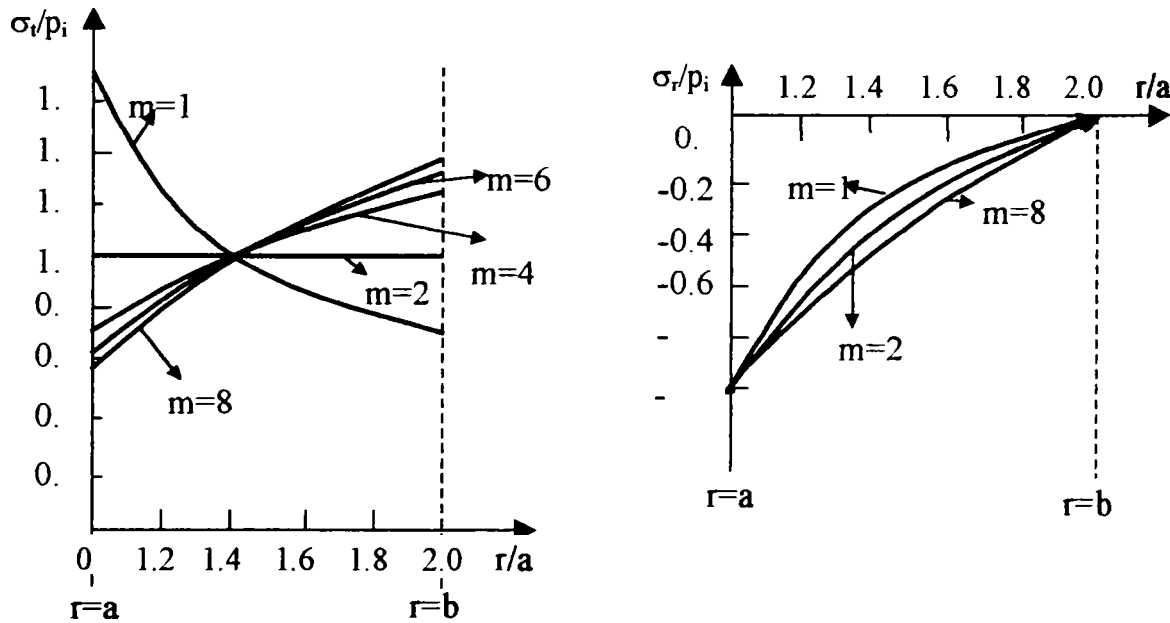


Fig. 5.4. Distribuția tensiunilor pe rază.

- $K_1 = 3^{\frac{m-1}{2}} \cdot K$, cu K = constantă de fluaj determinată prin încercări de fluaj la întindere monoaxială cu sarcină constantă.

În Fig. 5.4 este prezentată distribuția tensiunilor σ_t și σ_r , pentru $\beta = b/a = 2$ și diferite valori ale indicelui de fluaj m . Pentru comparație, pe aceeași figură, se indică și distribuția tensiunilor în cazul comportării elastice, (curba $m=1$). Se observă că distribuția lui σ_r se modifică nesemnificativ, în timp ce modificarea distribuției lui σ_t este foarte pronunțată. Astfel valoarea maximă a lui σ_t se deplasează de pe suprafața interioară a tubului, în cazul elastic, pe cea exterioară, pentru fluajul staționar caracterizat de un indice de fluaj $m > 2$. La $m=2$ tensiunea σ_t se menține constantă pe grosimea peretelui. Cu creșterea valorii indicelui de fluaj, distribuția tensiunilor σ_t și σ_r tinde spre cea corespunzătoare stării ideal-plastice, caracterizată de tensiunile:

$$\sigma_r = -p_i + p_i \frac{\ln \frac{r}{a}}{\ln \beta}, \quad \sigma_t = \sigma_r + p_i \frac{\ln \frac{r}{a}}{\ln \beta}. \quad (5.15)$$

Pe baza relației (5.12), este ușor să se calculeze vitezele deformațiilor specifice pentru diametrele interior, ($r=a$), și exterior, ($r=b$), obținându-se:

$$(\dot{\epsilon}_t)_{r=b} = \frac{1}{2} K_1 \left(\frac{p_i}{m(\beta^m - 1)} \right)^m ; (\dot{\epsilon}_t)_{r=a} = \beta^2 (\dot{\epsilon}_t)_{r=b} \quad (5.16)$$

Se vede că, viteza de deformare maximă se obține în fibrele aflate pe suprafața interioară a tubului, deoarece $\beta=b/a > 1$.

5.1.3 Cazul fluajului staționar la tuburile cu pereți groși, cu încălzire neuniformă, [103].

Se consideră tubul solicitat cu presiunea interioară, p_i , care are o distribuție a temperaturii axial-simetrică, constantă în lungul axei longitudinale, dată de relațiile:

$$\theta(r) = \theta(a) + \theta_* \cdot \ln \frac{r}{a} \quad (5.17)$$

$$\theta_* = \frac{\theta(b) - \theta(a)}{\ln b - \ln a} \quad (5.18)$$

unde: $\theta(a)$ și $\theta(b)$ sunt valorile temperaturii pe suprafața interioară, și respectiv, exterioară a tubului.

Tensiunile σ_r , σ_t , σ_z , se calculează cu:

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{p_i}{\beta^{\frac{m_*}{2}} - 1} \left[1 - \left(\frac{b}{r} \right)^{\frac{2}{m_*}} \right] \\ \sigma_t &= \sigma_r + \frac{2}{m_*} \frac{p_i}{\beta^{\frac{m_*}{2}} - 1} \left(\frac{b}{r} \right)^{\frac{2}{m_*}} \\ \sigma_z &= \sigma_r + \frac{1}{m_*} \frac{p_i}{\beta^{\frac{m_*}{2}} - 1} \left(\frac{b}{r} \right)^{\frac{2}{m_*}}, \end{aligned} \quad (5.19)$$

unde cu m_* s-a notat:

$$m_* = \frac{m}{1 + \frac{1}{2} c \cdot \theta_*} \quad (5.20)$$

c fiind constantă de material și temperatură.

Relațiile (5.19) sunt analoge cu cele obținute la fluajul staționar al corpurilor încălzite uniform, (5.11), singura diferență dintre ele constând în înlocuirea indicelui m cu m^* .

Valoarea vitezei deformației specifice circumferențiale pe suprafața exterioară a tubului, este:

$$(\dot{\epsilon}_t)_{r=b} = \frac{1}{2} \cdot K_{1^*} \cdot \beta^{c \cdot \theta^*} \left(\frac{1}{m^*} \frac{p_i}{\beta^{m^*} - 1} \right)^{m^*} \quad (5.21)$$

K_{1^*} definindu-se ca fiind: $K_{1^*} = K_1 \cdot e^{c \cdot \theta^*}$, unde K_1 = constanta de fluaj obținută pe baza încercărilor de fluaj clasice.

În Fig.5.5 s-au reprezentat cu linii continue tensiunile σ_t și σ_r pentru starea de fluaj staționar, iar cu linie întreruptă tensiunea σ_t' calculată cu formulele din teoria elasticității, (ținând cont și de deformațiile datorate temperaturii, $\alpha \theta$), tensiune caracteristică stării inițiale a tubului.

Rezultatele prezentate în Fig.5.5 s-au obținut pentru un tub cu următoarele caracteristici: $a=31$ [mm]; $b=38$ [mm]; $p_i=15$ [MPa]; $m=4$; $\theta(b)-\theta(a)=50$ [°C]; $E=2 \cdot 10^5$ [MPa]; $c=0,0244$ [1/grad]; $\alpha=13 \cdot 10^{-6}$ [1/grad]. Pe baza acestor date inițiale s-au calculat: $\theta^*=246$ [°C]; $c\theta^*=6$; $\beta=1,225$; $m^*=1$. Tensiunea σ_t suferă modificări esențiale, în timp ce σ_r rămâne practic nemodificată.

Este evident că dilatarea termică nu influențează asupra distribuțiilor tensiunilor și vitezelor deformațiilor specifice în cazul stării staționare de fluaj. Dacă încălzirea este neuniformă ea are ca efect doar modificarea coeficientului de fluaj K_1 .

Spre deosebire de cazul stării elastice de deformație, în cazul fluajului coeficientul de dilatare termică liniară, α , nu intervine în expresiile cu care se calculează tensiunile și deformațiile. Aceasta se explică prin faptul că la fluaj orice tensiune termică se relaxează și la limită tinde la zero.

5.1.4. Calculul la fluaj în cazul temperaturii variabile radial, ținând cont de deformațiile și tensiunile termice.

Problema fluajului la temperatură variabilă radial, este tratată la fel cu cea a curgerii plastice și presupune efectuarea calculelor treptat, plecând de la încărcarea inițială. Înainte de a

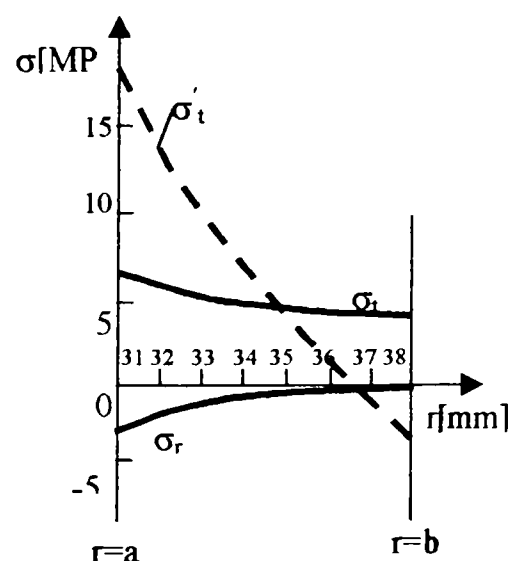


Fig. 5.5. Variația tensiunilor pe rază.

se determina creșterea deformațiilor datorate fluajului în intervalul considerat, trebuie să se definească două relații, una între tensiune, (σ), deformație specifică, (ϵ), și timp, (t), pentru cazul unei stări complexe de tensiune, iar cealaltă pentru cumulul fluajului, în cazul în care intervine modificarea tensiunilor.

Între componentele deformației specifice de fluaj, și componentele tensiunii există relații asemănătoare cu cele din cazul curgerii plastice, adică:

$$\begin{aligned}\Delta\epsilon_{r,f} &= \frac{\Delta\epsilon_{e,f}}{\sigma_e} \cdot \left[\sigma_r - \frac{1}{2}(\sigma_t + \sigma_z) \right] \\ \Delta\epsilon_{t,f} &= \frac{\Delta\epsilon_{e,f}}{\sigma_e} \cdot \left[\sigma_t - \frac{1}{2}(\sigma_z + \sigma_r) \right]\end{aligned}\quad (5.22)$$

$$\Delta\epsilon_{z,f} = \frac{\delta\epsilon_{e,f}}{\sigma_e} \cdot \left[\sigma_z - \frac{1}{2}(\sigma_r + \sigma_t) \right] = -(\Delta\epsilon_{r,f} + \Delta\epsilon_{t,f}).$$

unde: $\Delta\epsilon_{e,f}$ = variația deformației echivalente de fluaj pe intervalul Δt :

$$\Delta\epsilon_{e,f} = n \cdot K \cdot (\sigma_e)^m \cdot t^{n-1} \cdot \Delta t \quad (5.23)$$

σ_e și $\epsilon_{e,f}$ sunt tensiunea echivalentă von Mises, respectiv, deformația specifică de fluaj echivalentă, corespunzătoare unei stări de tensiune triaxială:

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{(\sigma_r - \sigma_t)^2 + (\sigma_t - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2}{2}} \quad (5.24)$$

$$\epsilon_{e,f} = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \sqrt{(\epsilon_{r,f} - \epsilon_{t,f})^2 + (\epsilon_{t,f} - \epsilon_{z,f})^2 + (\epsilon_{z,f} - \epsilon_{r,f})^2} \quad (5.25)$$

Calculul tensiunii echivalente σ_e , pentru fiecare interval de timp considerat, Δt , se face cu relații care diferă în funcție de regula de întărire acceptată ca valabilă pentru materialul și condițiile de solicitare date. Astfel dacă se acceptă că fluajul se desfășoară cu întărire în funcție de timp, se obține:

$$\sigma_e = \left(\frac{\Delta\epsilon_{e,f}}{n \cdot K \cdot \Delta t} \right)^{\frac{1}{m}} \cdot \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right)^{\frac{1-n}{m}} \quad (5.26)$$

În cazul acceptării ecruisării funcție de deformația specifică acumulată până în momentul considerat, se obține:

$$\sigma_c = K^{-\frac{1}{m}} \cdot \left(\frac{\Delta \varepsilon_{e,f}}{n \cdot \Delta t} \right)^{\frac{n}{m}} \cdot \left[(\varepsilon_{e,f})_0 \right]^{\frac{1-n}{m}} \quad (5.27)$$

Dacă se cunosc deformațiile datorate fluajului la momentul t_0 , $(\varepsilon_{r,f})_0$ și $(\varepsilon_{t,f})_0$, determinate printr-un calcul anterior, atunci deformațiile specifice totale, $\varepsilon_{r,f}$ și $\varepsilon_{t,f}$, la mijlocul intervalului Δt se calculează cu:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{r,f} &= \frac{1}{E} (\sigma_r - \mu \cdot \sigma_t) + \alpha \cdot T + (\varepsilon_{r,f})_0 + \frac{1}{2} \Delta \varepsilon_{r,f} \\ \varepsilon_{t,f} &= \frac{1}{E} (\sigma_t - \mu \cdot \sigma_r) + \alpha \cdot T + (\varepsilon_{t,f})_0 + \frac{1}{2} \Delta \varepsilon_{t,f} \end{aligned} \quad (5.28)$$

,în care:

- σ_r și σ_t sunt tensiunile la mijlocul intervalului Δt ;
- $\Delta \varepsilon_{r,f}$ și $\Delta \varepsilon_{t,f}$ sunt creșterile deformațiilor specifice de fluaj pe intervalul Δt , calculate cu (5.22);
- $\alpha \cdot \theta$ = deformația specifică datorată temperaturii.

Relațiile (5.28), împreună cu relația de compatibilitate:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left(\frac{\sigma_t - \mu \cdot \sigma_r}{E} + \alpha \cdot T + (\varepsilon_{t,f})_0 + \frac{\Delta \varepsilon_{t,f}}{2} \right) &= \\ = \frac{1 + \mu}{E} \cdot \frac{\sigma_r - \sigma_t}{r} + \frac{(\varepsilon_{r,f})_0 - (\varepsilon_{t,f})_0}{r} + \frac{\Delta \varepsilon_{r,f} - \Delta \varepsilon_{t,f}}{2r} \end{aligned} \quad (5.29)$$

și cu ecuația de echilibru: $r \cdot \frac{d\sigma_r}{dr} + \sigma_r - \sigma_t = 0$, formează un sistem ce trebuie rezolvat funcție de σ_r , σ_t , ε_r și ε_t .

Înainte de rezolvare este necesară cunoașterea curbelor de fluaj trasate pentru diverse temperaturi și tensiuni, întrucât constantele K , m și n , din ecuația (5.23), trebuie să fie determinate pentru fiecare punct de pe secțiunea tubului. Deoarece în cazul unei tensiuni date pentru diferite temperaturi curbele de fluaj pot fi considerate asemenea, relația (5.23) exprimându-se sub forma (5.30), parametrii m și n sunt aceiași pentru toate punctele peretelui, dar parametrul K_1 este diferit de la un punct la altul. K , m și n sunt determinate printr-o serie de încercări la temperatură constantă și diferite tensiuni, iar ΔH printr-o încercare de fluaj la sarcină constantă și la diferite temperaturi.

$$\varepsilon_{e,f} = K \cdot \sigma_e^m \cdot \left(t \cdot e^{\frac{-\Delta H}{RT}} \right)^n \quad \text{sau} \quad \varepsilon_{e,f} = K_1 \cdot \sigma_e^m \cdot t^n \quad (5.30)$$

Calculul începe cu determinarea tensiunilor elastice și a celor plastice, fără a se ține cont de fluaj. În cele mai multe cazuri tensiunile astfel determinate sunt cele din momentul $t=0$, când se aplică sarcina, înainte ca fluajul să intervină.

A doua etapă constă în estimarea transformărilor produse de fluaj în timpul primului interval. Pentru realizarea acestui gen de estimări se recomandă respectarea următoarei succesiuni:

1.- se presupune că tensiunile nu se modifică pe intervalul de timp ales și că σ_r , σ_t , σ_e , sunt determinate prin calcule specifice teoriei elasticității sau plasticității, (relațiile 5.1);

2.- cunoscând σ_e , cu relația (5.23), se calculează $\Delta\varepsilon_{e,f}$, pentru intervalul Δt ,

3.- se calculează $\Delta\varepsilon_{r,f}$ și $\Delta\varepsilon_{t,f}$, cu relațiile (5.22), tensiunile și deformațiile specifice care intervin fiind cunoscute;

4.- odată estimate valorile $\Delta\varepsilon_{r,f}$ și $\Delta\varepsilon_{t,f}$, acestea se înlocuiesc în ecuațiile (5.30), (5.31) și în ecuația de echilibru, care devin ecuații diferențiale liniare ce se rezolvă prin metoda diferențelor finite sau cu orice altă metodă disponibilă.

În același timp valorile $\Delta\varepsilon_{r,f}$ și $\Delta\varepsilon_{t,f}$ permit, cu ajutorul ecuațiilor (5.25), obținerea valorii $\Delta\varepsilon_{e,f}$ care, la rândul ei conduce la σ_e , (cu ecuația (5.24)). Valorile σ_r , σ_t , σ_e și $\Delta\varepsilon_{e,f}$ sunt înlocuite apoi în relația deformației specifice totale:

$$\varepsilon_{r,t} = \alpha \cdot T + \frac{\sigma_r - \mu \cdot \sigma_t}{E} + (\varepsilon_{r,t})_0 + \frac{\Delta\varepsilon_{e,f}}{\sigma_e} \left[\sigma_r - \frac{1}{2} \cdot \sigma_t \right] \quad (5.31)$$

care vor da noile valori ale lui $\Delta\varepsilon_{r,f}$ și $\Delta\varepsilon_{t,f}$. Dacă aceste valori nu coincid cu estimările inițiale procedeul se repetă până când se obține o bună concordanță.

Pentru al doilea interval de timp, ca valori inițiale pentru $\Delta\varepsilon_{r,f}$ și $\Delta\varepsilon_{t,f}$, se iau valorile obținute pentru primul interval multiplicat cu raportul dintre mărimile intervalelor.

Procedeul descris se repetă succesiv pentru toate intervalele, cu observația că mărimea intervalelor crește pe măsură ce variația tensiunilor se atenuază. Dacă tensiunile nu mai variază, fluajul devine stabilizat și calculele se simplifică prin adoptarea unui interval mare.

5.1.5. Calculul la fluaj nestationar.

A) Metoda generală de rezolvare a fluajului nestationar.

Această metodă a fost propusă de L.M.Kacianov și se bazează pe principiul minimumului energiei complementare de deformare.

Ecuțiile care descriu comportarea tubului cu pereți groși, în cazul fluajului nestationar, sunt:

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \sigma_r' + \tau(t)(\sigma_r'' - \sigma_r') \\ \sigma_t &= \sigma_t' + \tau(t)(\sigma_t'' - \sigma_t') \\ \sigma_z &= \sigma_z' + \tau(t)(\sigma_z'' - \sigma_z')\end{aligned}\tag{5.1.32}$$

- Mărimile notate cu indicele superior ' se referă la starea inițială, în timp ce mărimile notate cu indicele superior '' se referă la starea de fluaj staționar.

- Coeficientul $\tau(t)$ este o funcție monoton crescătoare în timp, care ia valoarea 0, la $t=0$, și tinde asimptotic la 1, când t tinde la infinit, (Fig.5.6). Starea inițială este caracterizată de $\tau=0$, iar starea de fluaj staționar de $\tau=1$.

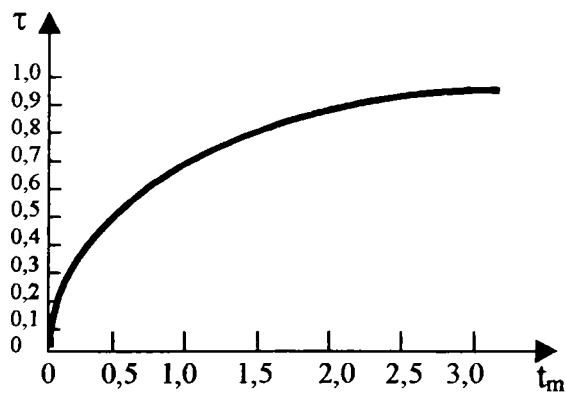


Fig.5.6. Variația funcției $\tau(t)$.

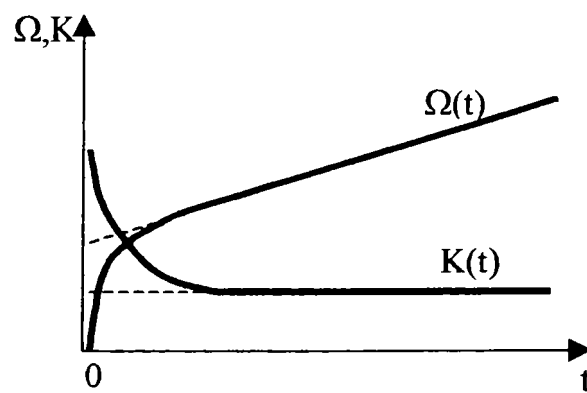


Fig.5.7. Variația funcției $\Omega(t)$.

τ se poate determina, în funcție de timpul adimensional t_* , cu:

$$\tau = 1 - e^{-t_*}, \tag{5.33}$$

unde t_* se calculează cu:

$$t_* = \frac{Q(0)}{2\Pi} \Omega(t) \tag{5.34}$$

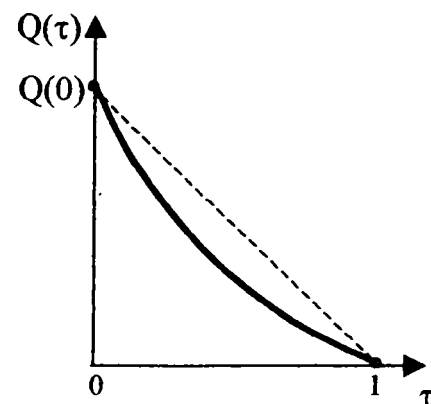


Fig.5.8. Funcția $Q(\tau)$.

In această relație:

- $\Omega(t)$, (Fig.5.7), este o funcție crescătoare, (care tinde la infinit, pentru t tinzând la infinit), calculată cu (5.35), unde: $K(t)$ =coeficientul de fluaj, iar m =exponentul fluajului;

$$\Omega(t) = 3^{\frac{m+1}{2}} \int_0^t K(t) dt \quad (5.35)$$

- $Q(0)$ =valoarea inițială a unei funcții, $Q(\tau)$, descrescătoare, pozitivă pe ($0 \leq \tau < 1$), și care tinde la 0, pentru $\tau=1$:

$$Q(0) = -\frac{1}{2} \int_{\sigma_i'} N dV \quad (5.36)$$

unde:

- $f_1(\sigma_i')$ = funcție de intensitatea tensiunilor în starea inițială, care pentru cazul dependenței exponențiale dintre ε și σ , ia forma:

$$f_1(\sigma_i') = (\sigma_i')^{m-1} \quad (5.37)$$

- mărimea N se calculează cu:

$$N = \frac{1}{3} [(\sigma_r' - \sigma_i')(\sigma_{r*} - \sigma_{i*}) + \dots + (\sigma_z' - \sigma_r')(\sigma_{z*} - \sigma_{r*})] \quad (5.38)$$

In această expresie indicele inferior * indică faptul că mărimea respectivă reprezintă diferența dintre valorile corespunzătoare din starea staționară și respectiv, din starea inițială.

- mărimea π_* se obține prin integrarea pe volum a energiei elastice a corpului calculată pentru diferențele dintre tensiunile corespunzătoare celor două stări limită, adică:

$$\bar{\pi}_* = \int_V \Pi_* dV = \int_V \left[\frac{3}{2} \frac{1-2\mu}{E} (\sigma_{m*})^2 + \frac{1}{2G} (\sigma_{i*})^2 \right] dV \quad (5.39)$$

B) Cazul stării inițial elastice.

Se obține dacă la încărcarea tubului se obțin doar deformații elastice, (starea inițială este descrisă de (5.1.1)), intensitatea tensiunii și tensiunea medie calculându-se cu:

$$\sigma_i' = \frac{p_i}{\beta^2 - 1} \left(\frac{b}{r}\right)^2 \text{ si } \sigma_m' = \frac{p_i}{\beta^2 - 1}. \quad (5.40)$$

Acceptând o aproximație liniară pentru funcția $Q(\tau)$, pentru coeficientul lui Poisson $\mu=0.3$, timpul adimensional se obține cu:

$$t_* = (\varepsilon^f / \varepsilon^e) \cdot \Psi(\beta, m) \quad (5.41)$$

unde:

$$\varepsilon^f = \left(\frac{p_i}{\beta - 1}\right)^m \cdot \Omega_i(t), \quad (5.42)$$

este deformația de fluaj în momentul t , dată de o tensiune egală cu tensiunea circumferențială medie de pe secțiunea tubului, iar:

$$\varepsilon^e = \frac{p_i}{\beta - 1} \cdot \frac{1}{E}, \quad (5.43)$$

este deformația elastică produsă de aceeași valoare a tensiunii.

Coeficientul $\Psi(\varepsilon, m)$ se calculează cu:

$$\Psi(\beta, m) = \frac{27}{88} (m - 2) \left(\frac{\sqrt{3}}{\beta + 1}\right)^{m-1} \cdot \frac{\beta^{2/m} - 1}{\beta^2 - 1} \times$$

$$\times \frac{(\beta^{2m} - 1)(\beta^{2/m} - 1) - \frac{\beta^2 - 1}{m + 1/m - 1} (\beta^{2m+2/m-2} - 1)}{(\beta^2 - 1)(1 - \beta^{4/m-2}) - m(m - 2)(\beta^{2/m} - 1)^2} \quad (5.44)$$

Valorile calculate pentru funcția $\Psi(\varepsilon, m)$ sunt prezentate în Tabelul 5.1 iar graficul este prezentat în Fig. 5.9.

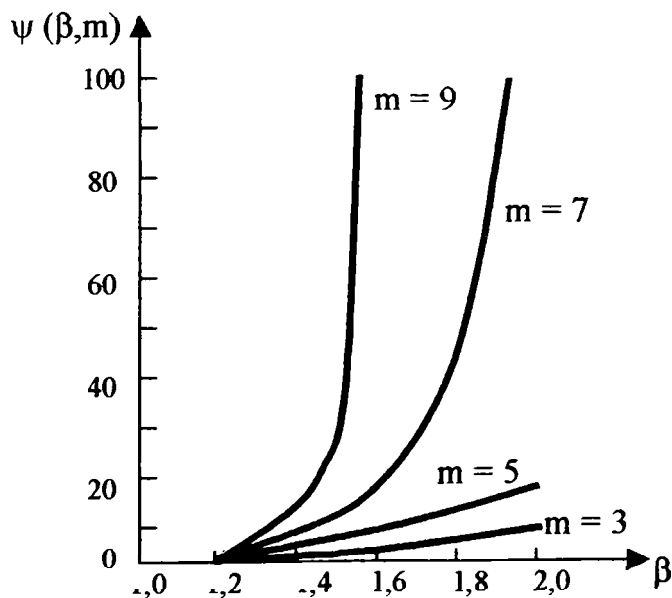


Fig. 5.9. Graficul funcției $\psi(\beta)$, cu m ca parametru.

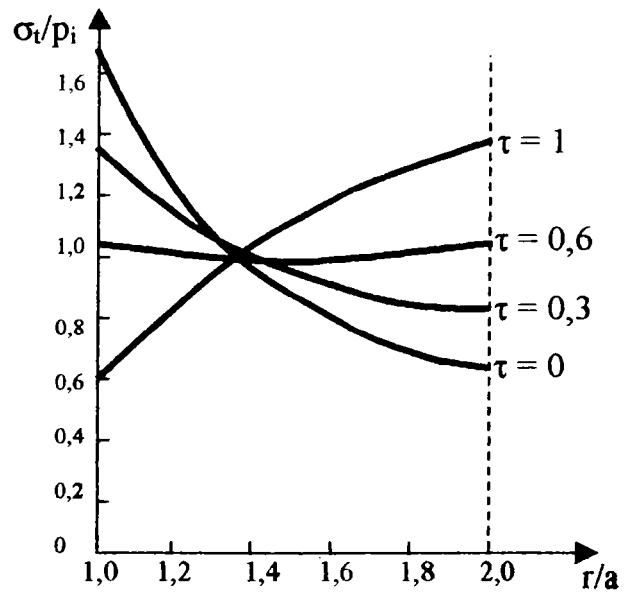


Fig. 5.10. σ_t pe grosimea peretelui, în timp, ($\varepsilon =$ parametru).

În Fig. 5.10 sunt reprezentate distribuțiile tensiunii σ_t pentru cazul $m=6$, $\beta=2$, și pentru diferite valori ale timpului. Se remarcă deplasarea valorii maxime a tensiunii, în timp, de pe fibrele interioare pe cele exterioare.

Tabelul 5.1

	m=3	m=5	m=7	m=9
$\beta=1.2$	0.84	1.31	1.71	2.23
$\beta=1.4$	1.07	2.36	4.86	9.98
$\beta=1.6$	1.51	5.77	23.1	97.4
$\beta=1.8$	1.99	12.2	83.4	617
$\beta=2.0$	2.52	23	241	2800

C) Cazul stării inițiale elasto-plastice.

Dacă nivelul nivelului tensiunilor la încărcarea tubului este ridicat pe secțiunea peretelui se produc și deformații plastice. Starea de tensiune inițială este caracterizată de tensiunile: σ_r' , σ_t' , σ_z' , care se determină cu relațiile din teoria plasticității. Starea de tensiune finală, cea a fluajului stabilizat, este caracterizată de σ_r'' , σ_t'' , σ_z'' , obținute cu (5.12) sau (5.19).

Se acceptă că materialul este incompresibil și că datorită deformării plastice se ecruează.

Intre intensitățile tensiunilor este valabilă relația:

$$\sigma_i = \sigma_i' + \tau(t) \cdot (\sigma_i'' - \sigma_i') \quad (5.45)$$

Se observă că în zonele inelare unde: $\sigma_i'' - \sigma_i' > 0$, intensitatea tensiunii crește, deci se produce încărcarea în continuare, în timp ce în zonele inelare unde: $\sigma_i'' - \sigma_i' < 0$, intensitatea tensiunii scade continuu, deci se produce descărcarea materialului.

Ecuția: $\sigma_i'' - \sigma_i' = 0$, determină limita de separație dintre domeniul de încărcare, în care se produc deformații plastice, și domeniul de descărcare, în care se produc doar deformații elastice și deformații de fluaj.

$\tau(t)$ se determină cu (5.33), utilizând (5.34), în care:

$$\Omega(t) = \int_0^t \frac{R(\tau)}{Q(\tau)} d\tau \quad (5.46)$$

Funcțiile $R(\tau)$ și $Q(\tau)$ se calculează cu:

$$R(\tau) = 2 \bar{\Pi} + \int_V \frac{d^2 R_1}{d\sigma_i^2} (\sigma_i'' - \sigma_i')^2 dV \quad (5.47)$$

$$Q(\tau) = -\frac{d\bar{L}_1(\tau)}{d\tau}, \quad Q_1(1) = 0, \quad \frac{dQ}{d\tau} < 0, \quad (5.48)$$

în care:

- potențialul de deformare elastică π^* se calculează cu (5.39);
- R_1 este lucrul mecanic complementar datorat deformațiilor plastice, definit ca fiind:

$$R_1 = \int_{V_1} \epsilon_{i,p} \cdot d\sigma_i \quad (5.49)$$

unde: - $\epsilon_{i,p}$ este intensitatea deformațiilor plastice;

- V_1 este partea de volum care suferă deformații plastice;

- mărimea energiei specifice complementare:

$$\bar{L}_1 = \frac{1}{m+1} \int_{V_1} \sigma_i^{m+1} dV \quad (5.50)$$

Calculul se simplifică dacă deformațiile plastice inițiale sunt mari, astfel încât să se poată neglija deformațiile elastice inițiale. Pentru acest caz se admite ca valabilă următoarea relație între intensitatea tensiunii și cea a deformației plastice:

$$\epsilon_{i,p} = K_0 (\sigma_i')^{m_0}, \quad (5.51)$$

unde K_0 , m_0 sunt constante.

Dacă exponentul m_0 este egal cu indicele de fluaj m , atunci starea de tensiune inițială coincide cu starea de fluaj staționar, și ca urmare este evident că redistribuirea tensiunilor nu se produce. De asemenea în cazul în care m_0 se deosebește foarte puțin de m , starea de tensiune practic nu se modifică, și ca urmare în aceste cazuri nu este necesară analiza fluajului nestaționar.

Ecuția care determină limita de separație a domeniilor plastic și elastic se poate pune sub forma:

$$\left(\frac{r_1}{b}\right)^{2\left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m_0}\right)} = \frac{m_0 \beta_{m_0}^{\frac{2}{m_0}} - 1}{m \beta_m^{\frac{2}{m}} - 1} \quad (5.52)$$

Funcția $R(\tau)$ din (5.47), ia forma:

$$R(\tau) = 4\pi \int_a^{r_1} \Pi \cdot r dr + 2\pi K_0 m_0 \int_{r_1}^b \sigma_i^{m_0-1} (\sigma_i'' - \sigma_i')^2 r dr \quad (5.53)$$

unde: $-\pi \cdot$ este energia elastică totală datorată diferențelor de tensiune din cele două stări limită;
 r_1 este raza limitei de separare dintre cele două domenii, elastic: $a < r < r_1$, și respectiv, plastic: $r_1 < r < b$.

Pentru funcția $Q(\tau)$ se adoptă o reprezentare liniară:

$$Q(\tau) = [-2\pi \int_a^b (\sigma_1')^m (\sigma_1'' - \sigma_1') r dr] \cdot (1 - \tau) \quad (5.54)$$

Dacă $\epsilon=2$, $m=4$ și $m_0=2$, relația (5.52) ia forma: $\sqrt{b/r_1} = 1,205$, de unde: $r_1=0,69 \cdot b$.
 Prin urmare, la $t > 0$ deformația plastică se produce doar în zona inelară exterioară: $r_1 < r < b$, în timp ce în inelul interior, (pentru $r < r_1$), se produc deformații elastice și de fluaj. Invers, dacă $m=2$ și $m_0=4$, atunci deformația plastică se produce în inelul interior, (pentru $r < r_1=0,69 \cdot b$).

5.2. Determinarea timpului până la ruperea tenace, la fluajul unui tub cu pereți groși.

În cazul fluajului la întindere monoaxială timpul până la ruperea tenace se poate calcula în funcție de caracteristicile de fluaj, K și m , determinate prin încercări la tensiune constantă, [52], cu relația:

$$t_{r1} = \frac{1}{m \cdot K \cdot \sigma_0^m} \quad (5.55)$$

unde:

- m și K , sunt indicele și respectiv, coeficientul de fluaj;
- σ_0 - este tensiunea din momentul inițial.

Între timpul până la ruperea tenace și deformație este valabilă relația:

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt[m]{1 - \frac{t}{t_{r1}}} \quad (5.56)$$

unde: - A , A_0 , sunt ariile curență și respectiv inițială, ale secțiunii transversale a probei; t = timpul curent.

Dependența (5.56) este reprezentată în Fig.5.11, pentru diferite valori ale indicelui de fluaj m . Se remarcă faptul că pe măsură ce crește valoarea lui m , micșorarea secțiunii transversale devine din ce în ce mai bruscă, și se produce într-un interval din ce în ce mai apropiat de t_{r1} .

Pentru determinarea timpului până la rupere în cazul tubului cu pereți groși solicitat la $p_1 = \text{constant}$, vom considera că dacă la momentul $t=0$, razele sunt a_0 și b_0 , după un interval oarecare t , acestea devin a și b . Se introduc notațiile: $\beta_0 = b_0/a_0$ și $\beta = b/a$.

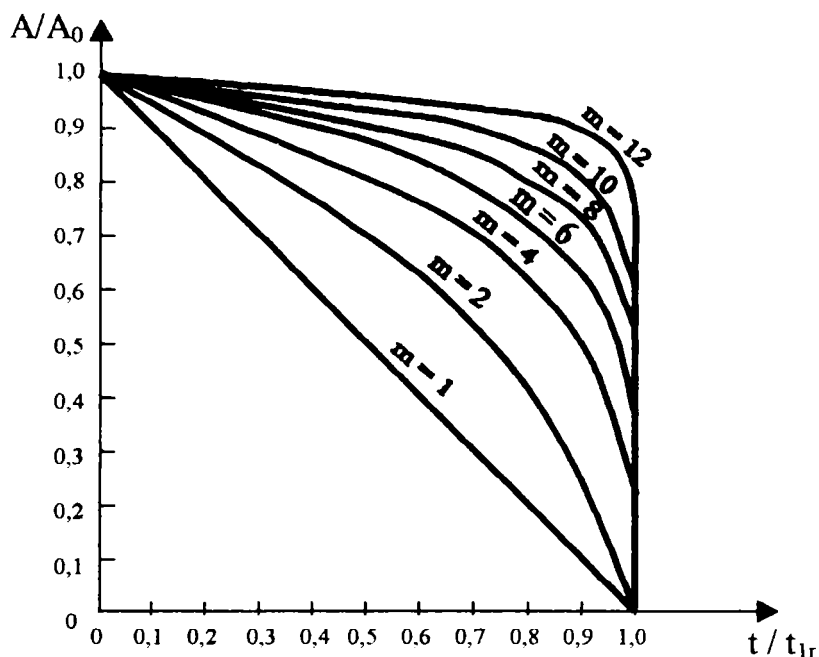


Fig.5.11.Modificarea secțiunii probei în timp,[52].

Starea de tensiune din tub în momentul t , (fluaș staționar), este descrisă de relațiile (5.12), iar viteza deformației specifice circumferențiale este dată de:

$$\dot{\epsilon}_t = \frac{1}{2} \cdot 3^{\frac{m+1}{2}} \cdot K \cdot (\sigma_i')^m \quad (5.57)$$

unde σ_i , este intensitatea tensiunii dată de:

$$\sigma_i = \frac{1}{m} \cdot \frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \cdot \left(\frac{b}{r}\right)^{\frac{2}{m}} \quad (5.58)$$

Deoarece $\epsilon_r = v/r$, în punctele situate pe suprafețele interioare și exterioare aceste viteze vor fi:

$$v_a = \frac{da}{dt}, \quad v_b = \frac{db}{dt} \quad (5.59)$$

Diferențiind relația de definiție a lui β , se obține:

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{1}{a} \cdot \left(\frac{db}{dt} - \frac{b}{a} \cdot \frac{da}{dt} \right) \quad (5.60)$$

Pe baza relațiilor (5.57) și (5.59) se obțin:

$$\frac{db}{dt} = b \cdot \frac{1}{2} \cdot 3^{\frac{m+1}{2}} \cdot K \cdot \left(\frac{1}{m} \cdot \frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \right) = b \cdot K_1 \cdot \left(\frac{p_i}{\beta^{\frac{2}{m}} - 1} \right)^m \quad (5.61)$$

$$\frac{da}{dt} = a \cdot \frac{1}{2} 3^{\frac{m+1}{2}} \cdot K \cdot \left(\frac{1}{m} \cdot \frac{p_i}{\beta^{2/m} - 1} \right)^m \cdot \beta^2 = a \cdot K_1 \cdot \left(\frac{p_i}{\beta^{2/m} - 1} \right)^m \cdot \beta^2 \quad (5.62)$$

unde s-a făcut notația:

$$K_1 = \frac{1}{2} \cdot 3^{\frac{m+1}{2}} \cdot K \cdot \frac{1}{m^m} \quad (5.63)$$

Inlocuind (5.61) și (5.62) în (5.60) și separând variabilele, după unele transformări simple, se obține:

$$\frac{\left(1 - \beta^{\frac{-2}{m}} \right)^m \cdot \beta \cdot d\beta}{\beta^2 - 1} = -K_1 \cdot p_i^m \cdot dt \quad (5.64)$$

Dacă se notează cu:

$$\Phi(\beta) = \int_{\beta_0}^{\beta} \left(1 - \beta^{\frac{-2}{m}} \right)^m \cdot \frac{\beta \cdot d\beta}{\beta^2 - 1} \quad (5.65)$$

atunci, după integrarea relației (5.64), se obține:

$$K_1 \cdot p_i \cdot t = \Phi(\beta_0) - \Phi(\beta). \quad (5.66)$$

Această relație permite găsirea timpului până la rupere. Intrucât la dilatarea tubului grosimea lui se micșorează, adică: $\beta \rightarrow 1$, și: $\Phi(1)=0$, atunci timpul t_r se stabilește cu:

$$t_r = \frac{\Phi(\beta_0)}{K_1 \cdot p_i^m} \quad (5.67)$$

Valorile funcției $\Phi(\beta_0)$, calculate prin integrarea relației (5.65), sunt date în Tabelul 5.2, pentru câteva dintre valorile frecvent întâlnite pentru β_0 și m .

Comparând relațiile (5.55) și (5.67) se constată că ele sunt asemănătoare și se pune relația (5.67) sub forma:

$$t_r = \frac{1}{m \cdot K \cdot \sigma_{ech}^m} \quad (5.68)$$

unde s-a introdus notația:

$$\sigma_{ech} = \left[\frac{K_1}{m \cdot K \cdot \Phi(\beta_0)} \right]^{\frac{1}{m}} \cdot p_i = k \cdot p_i \quad (5.69)$$

Astfel timpul până la ruperea ductilă pentru tubul analizat, se exprimă, funcție de aceeași mărime corespunzătoare fluajului la întindere, cu:

$$t_r = \left(\frac{\sigma_0}{k \cdot p_i} \right)^m \cdot t_{r1} \quad (5.70)$$

Pentru a determina valoarea maximă a presiunii interioare la care poate fi solicitat un tub, astfel încât ruperea ductilă să se producă după un interval egal cu t_{r1} , este necesar ca:

$$k \cdot p_i = \sigma_0 \quad (5.71)$$

Coeficientul k se poate determina, pe baza relațiilor (5.69) și (5.63), ca funcție de Φ , cu relația:

$$k = \left[\frac{1}{2} \cdot 3^{\frac{m+1}{2}} \cdot \frac{1}{m^{m+1}} \cdot \frac{1}{\Phi(\beta_0)} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (5.72)$$

Pentru domeniile $\beta \in (1.1, \dots, 2)$ și $m \in (2, \dots, 10)$, cu relația de mai sus, pentru k se obțin valorile date în Tabelul 5.3, [13].

Dacă se reprezintă grafic valorile cuprinse în Tabelul 5.3, sub forma $k(\beta_0) \cdot \beta_0$, se constată că acest coeficient are o variație accentuată pentru $\beta_0 < 1.3$, după care descreșterea lui k este cu mult mai lină.

Tabelul 5.2

β_0	$\Phi(\beta_0)$								
	$m=2$ $\cdot 10^3$	$m=3$ $\cdot 10^4$	$m=4$ $\cdot 10^5$	$m=5$ $\cdot 10^8$	$m=6$ $\cdot 10^9$	$m=7$ $\cdot 10^{11}$	$m=8$ $\cdot 10^{12}$	$m=9$ $\cdot 10^{14}$	$m=10$ $\cdot 10^{15}$
1.1	2.3	0.427	0.064	0.805	0.085	0.079	.0065	.0089	.0003
1.2	8.3	2.986	0.861	20.56	4.185	7.407	1.16	1.628	0.207
1.3	17.2	8.878	3.861	126.5	37.02	94.28	21.24	42.89	7.845
1.4	28.2	19	9.92	436.9	163.9	535.3	154.6	400.3	93.89
1.5	40.8	33	20.83	1105	499.4	1964	683.5	2132	602.5
1.6	54.7	51	37.43	2300	1204	5489	2214	8002	2620.5
1.7	69.6	72	60.52	4195	2479	12749	5802	23673	8750
1.8	85.2	98	90.64	6955	4549	25909	13057	58995	24150
1.9	101.3	127	130	10732	7662	47626	26000	129230	57752
2.0	117.8	159	170	15664	12069	80978	48089	256070	123550

În Fig.5.12 se prezintă graficul funcției $\Phi(\beta_0)$ trasat pentru $\beta \in (1.1, \dots, 2)$, și $m=2$, (Fig.5.12a), $m=4$, (Fig.5.12b), $m=7$, (Fig.5.12c), și respectiv, $m=10$, (Fig.5.12d).

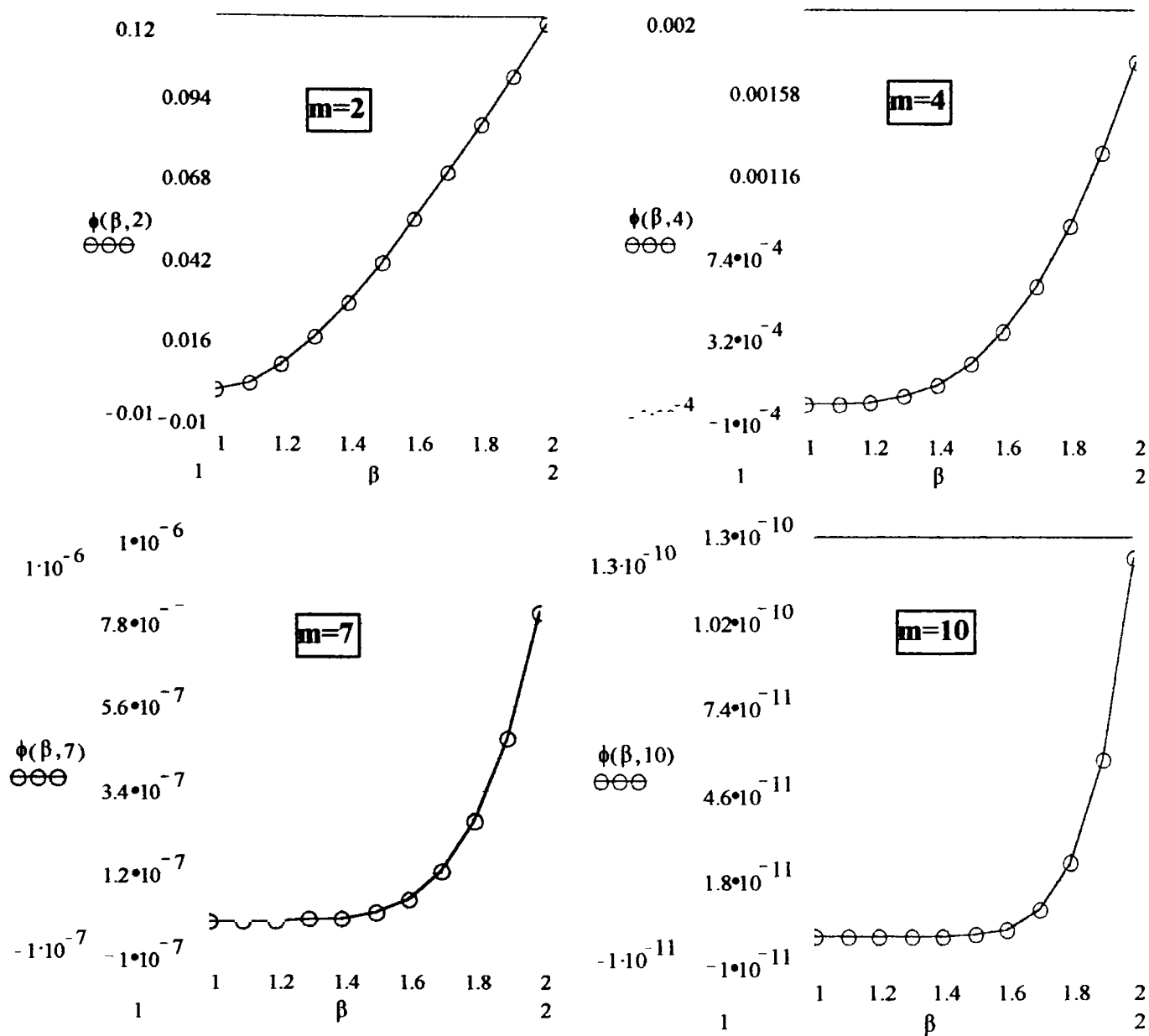


Fig.5.12. Graficul funcției $\Phi(\beta_0)$ cu m ca parametru: a)- $m=2$; b)- $m=4$; c)- $m=7$; d)- $m=10$.

Tabelul 5.3.

β_0	k								
	$m=2$	$m=3$	$m=4$	$m=5$	$m=6$	$m=7$	$m=8$	$m=9$	$m=10$
1.1	11.88	10.91	10.42	10.144	9.956	9.83	9.733	9.65	9.59
1.2	6.255	5.708	5.453	5.305	5.345	5.14	5.09	5.051	5.02
1.3	4.345	3.47	3.75	3.69	3.717	3.57	3.539	3.512	3.49
1.4	3.393	3.08	2.96	2.879	2.9	2.79	2.76	2.74	2.723
1.5	2.821	2.563	2.458	2.39	2.41	2.32	2.293	2.275	2.261
1.6	2.437	2.217	2.123	2.065	2.08	2	1.98	1.964	1.952
1.7	2.16	1.976	1.88	1.83	1.844	1.773	1.755	1.741	1.73
1.8	1.952	1.783	1.702	1.655	1.667	1.602	1.586	1.573	1.563
1.9	1.79	1.635	1.555	1.518	1.528	1.469	1.455	1.442	1.432
2.0	1.66	1.517	1.455	1.407	1.417	1.36	1.347	1.336	1.328

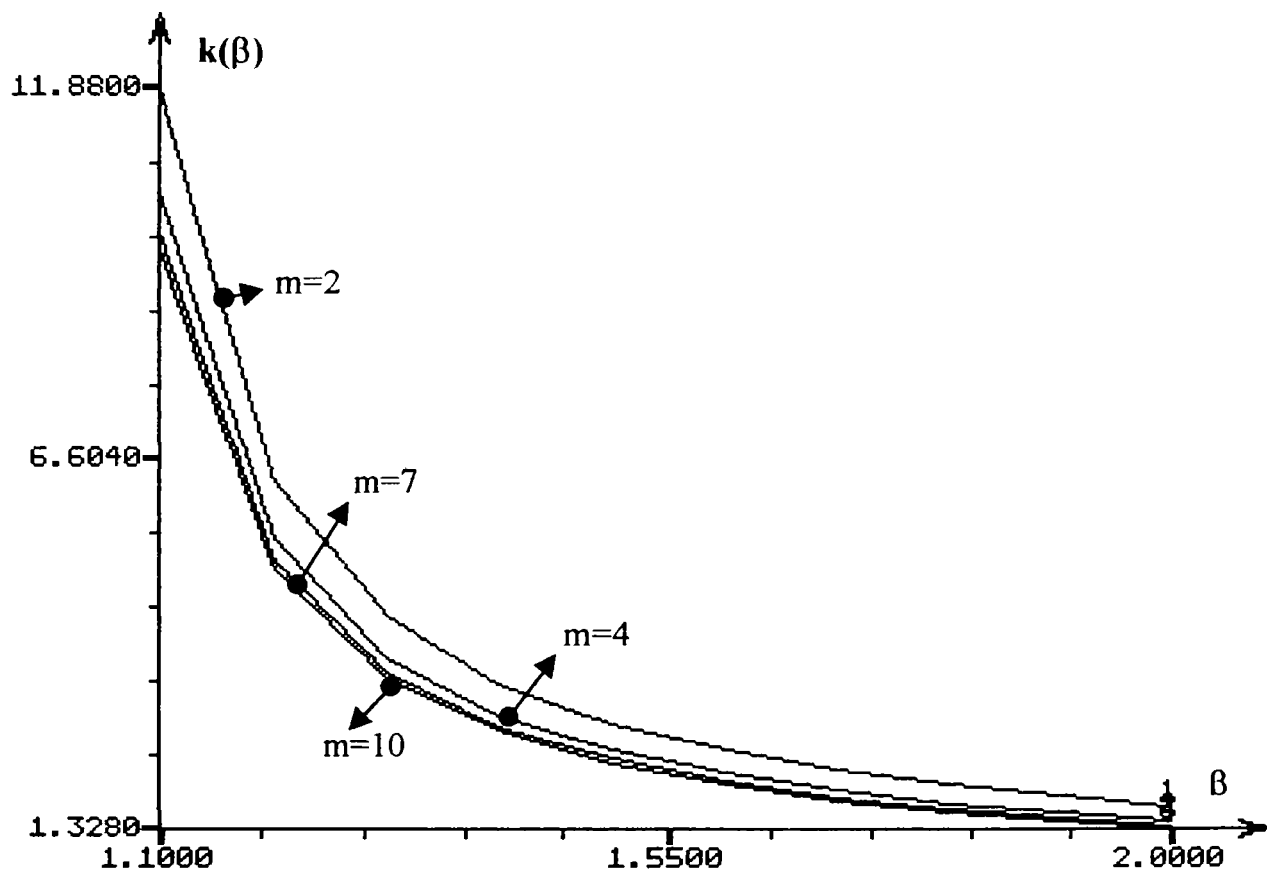


Fig.5.13. Graficul funcției $k(\beta)$, cu m ca parametru.

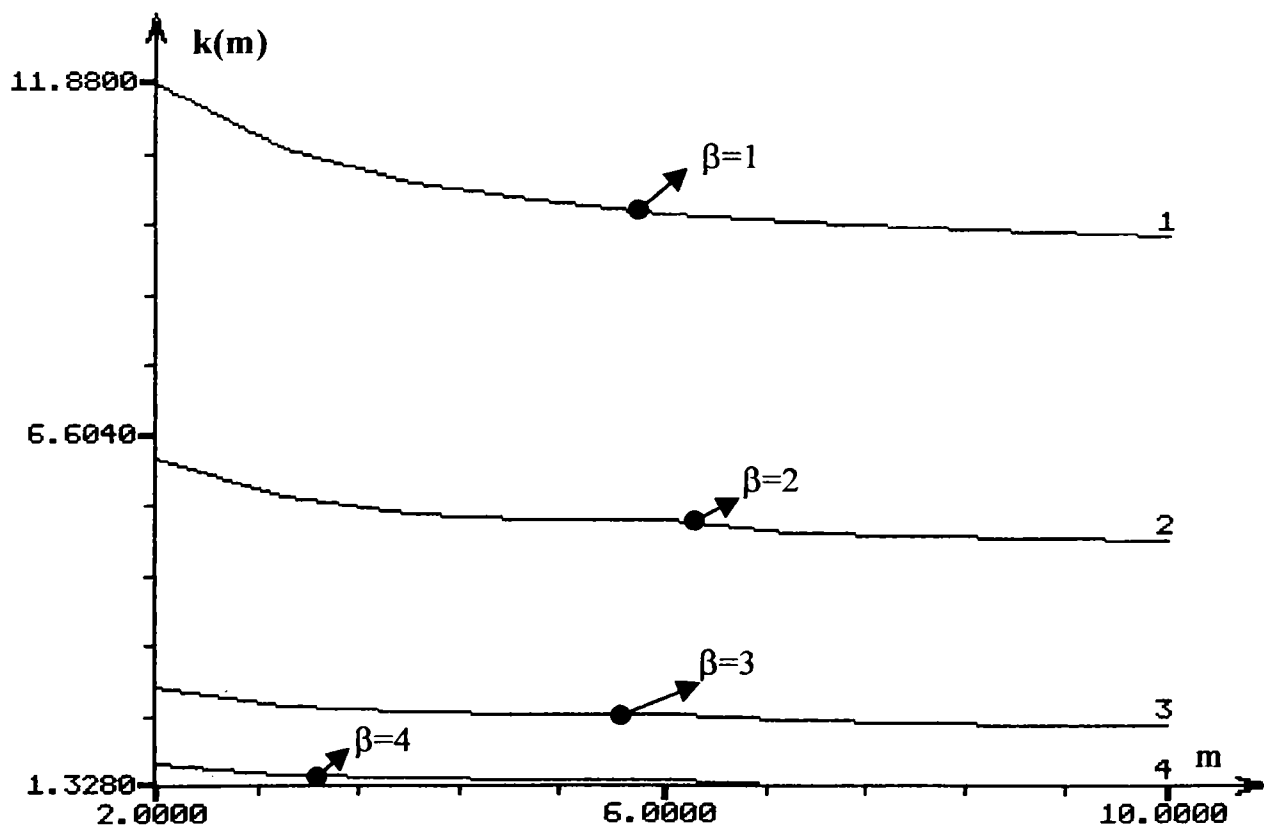


Fig.5.14. Graficul funcției $k(m)$, cu β ca parametru.

În același timp se poate concluziona că, în comparație cu tensiunea maxim admisă dintr-o piesă solicitată doar la întindere monoaxială, presiunea interioară maximă admisă într-un tub cu

pereti groși are, totdeauna, o valoare mai mică. Această presiune poate fi, de exemplu pentru un tub cu $\beta_0=1.5$, de (2.26,...,2.82) de ori mai mică decât β_0 , funcție de valoarea indicelui de fluaj m . Cu cât este mai mică grosimea peretelui, ($\beta_0 < 1$), cu atât mai mică poate fi încărcarea. La $\beta_0=1.1$, presiunea admisă, pentru a se obține un $t_r=t_{r1}$, este de (9.59,...,11.88) ori mai mică decât β_0 . Această variație se poate determina și cu ajutorul graficului trasat în Fig.5.14, $k(m)-m$, cu β_0 ca parametru. Modificarea valorii lui k este mai accentuată pentru valori mici ale grosimii peretelui, și este practic independentă de indicele de fluaj m :

$$\left(\frac{k_{\beta_0=1.1}}{k_{\beta_0=1.5}} \right)_{m=2} = 4.217 \approx \left(\frac{k_{\beta_0=1.1}}{k_{\beta_0=1.5}} \right)_{m=10} = 4.24$$

În lucrarea [62], L.M.Kacianov prezintă dependența lui k de β_0 pentru cazul particular al unor tuburi construite din oțelul sovietic, 20, care lucrează la temperatura 500°C, și au β_0 cuprins între 0.8 și 1.33, (Fig.5.15). Comparativ cu rezultatele experimentale ale aceluiași autor, (reprezentate prin puncte), dependența calculată, (cu linie continuă), este bună.

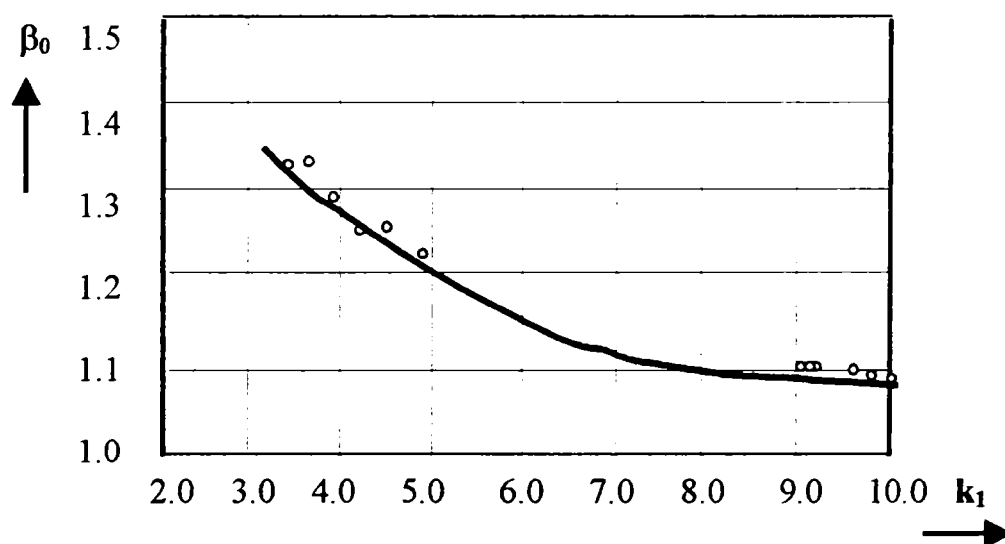


Fig.5.15. Graficul β_0-k , după [65].

În comparație cu [62] valorile medii ale coeficientului k , determinate pe baza Tabelului 5.3, au următoarele abateri:

- pentru $\beta_0=1.1$ rezultatele obținute sunt cu 13% mai mari decât cele prezentate în [62];
- pentru $\beta_0=1.2$ rezultatele obținute sunt tot mai mari, dar cu 12.75%;
- pentru $\beta_0=1.3$ rezultatele obținute sunt cu 9% mai mari.

Se poate considera că abaterile valorilor medii obținute sunt bune, deoarece în lucrarea [65] nu este specificată valoarea indicelui de fluaj utilizat în calcule și, în plus chiar dispersia rezultatelor experimentale, (Fig.5.15), este mare, în special pentru $\beta_0=1.1$.

Caracterul ductil al ruperii tuburilor este specific tensiunilor mari și temperaturilor relativ ridicate. La tensiuni mici, rolul fisurilor este considerabil mai mare, caracterul ruperii se modifică și ruperea devine fragilă.

Analiza teoretică a ruperii fragile este relativ simplă pentru stadiul fisurilor ascunse și necesită utilizarea metodelor numerice pentru calculul deplasării frontului de fisurare.

5.3. Metoda elementului finit, (F.E.M.), aplicată la analiza termoelasto-plastică a fluajului.

- **Notatii-**

- **Mărimi matriciale:**

- [N]= matricea funcției de interpolare, funcție ce leagă necunoscutele inițiale dintr-un element cu aceleași necunoscute din nodurile elementului respectiv;
- [K]= matrice de rigiditate globală;
- [C_e]= matricea conductivității termice, în cazul stării elastice;
- [C_{e,p}]= matricea conductivității termice, în cazul elasto-plastic;
- [B]= matrice de legătură între deformații specifice și deplasări;
- [I]= matricea unitate;

Obs. - Indicii superiori: -1, respectiv, T, se referă la inversa și respectiv, transpusa matricii respective;

- indicii inferiori, e și n, aplicați matricilor sau vectorilor, specifică faptul că mărimea respectivă se referă la un element, respectiv un nod.

- **Mărimi vectoriale:**

- {Φ}= vectorul necunoscutelor inițiale, (în general deplasări);
- {F}, {ΔF}= vectorul forțelor totale aplicate, ({F_T}-termice; {F_M}- mecanice; {F_F}- pseudoîncărcări datorate fluajului), respectiv vectorul creșterii forțelor corespunzătoare;
- {q}= vectorul necunoscutelor inițiale din noduri;
- {R}= vectorul rezultat al paramerilor nodurilor;
- {T}= vectorul temperaturilor din nodurile structurii;
- {u}, {ε}, {ε̇}, {σ}= vectorii deplasărilor, deformațiilor specifice, vitezelor deformațiilor specifice și respectiv al tensiunilor;
- {Δu}, {Δε}, {Δε̇}, {Δσ}= vectorii creșterilor acelorași mărimi;
- {Δε_f}= vectorul creșterii deformației specifice la fluaj;

- $\{\Delta f\}$ = vectorul creșterii forțelor masice pentru un element;
- $\{\Delta p\}$ = vectorul creșterii forțelor aplicate pe suprafața unui element;
- $\{\sigma\}$ = vectorul deviatorului tensiunii;
- $\{\alpha\}$ = vectorul coeficienților de dilatare termică liniară;
- Funcții:
 - $F_y(\sigma, \epsilon_p)$ = funcția potențialului de curgere plastică;
 - $\Psi(\{\sigma\})$ = funcția potențialului de fluaj, similară cu F_y ;
 - funcții de temperatură și material:
 - ΔH = energia de activare termică;
 - E, G, K_f, m = modul de elasticitate longitudinal, modul de elasticitate transversal, coeficientul de fluaj, respectiv indicele de fluaj;
 - E_t = modul de elasticitate longitudinal tangent;
 - Constante:
 - R = constanta universală a gazelor perfecte, ($R=8,31\text{J/mol}^\circ\text{K}$);
 - M = numărul de elemente din structura discretizată;
 - Alte notații:
 - $\sigma_e, \epsilon_e, \dot{\epsilon}_e$ = tensiune echivalentă, deformație specifică echivalentă, respectiv, viteza deformației specifice echivalente;
 - V și Ω = volumul și aria suprafeței structurii;
 - J_2 = invariantul de ordinul doi al deviatorului tensiunii;

5.3.1 Metoda elementului finit-considerații generale.

Progresele rapide înregistrate în tehnologiile nucleare și aerospațiale, în ultimile decenii, asociate cu necesitatea creșterii performanțelor mașinilor și instalațiilor din centralele electrice, au impus trecerea de la metodele tradiționale de proiectare la altele, multidisciplinare, care includ și metodele numerice,[13],[16],[35],[78],[88],[98],[111],[129]. Una dintre aceste metode, cea a elementului finit, pe baza căreia au fost elaborate programe speciale de analiză, (ANSYS, NASTRAN, MARK, BERSAFE, COSMOS, TEPESA, etc.), poate fi utilizată, cu bune rezultate, pentru calculul distribuțiilor de tensiune și temperatură din structurile solide cu forme geometrice și încărcări complexe.

Principalele etape ale unei analize cu elemente finite,[57], sunt:

A. Discretizarea structurii reale.

Aceasta presupune trecerea de la structura reală, (care este un mediu continuu), la un model compus dintr-un număr finit de elemente de formă regulată, legate între ele în câteva puncte,

(numite noduri), model care aproximează structura reală. Fiecare element este considerat ca un subdomeniu ce se comportă ca un mediu continuu. Discretizarea depinde de forma și natura structurii, putându-se utiliza o multitudine de tipuri de elemente finite, (bară, grindă, elemente plane, elemente inelare, elemente tip înveliș sau membrană, elemente volumice), caracterizate de un anumit număr de noduri plasate în diverse locuri ale elementului;

B. Identificarea mărimilor inițial necunoscute și a unei funcții de interpolare corespunzătoare.

Mărimile inițial necunoscute depind de natura problemei și pot fi: componentele deplasărilor, (la analiza tensiunilor), temperatura, (la analizele termice), vitezele, (la analiza curgerii fluidelor), etc. Odată stabilite aceste mărimi, reprezentate printr-o mărime vectorială $\{\Phi\}$, este necesar să se aleagă o funcție adecvată care să lege mărimile inițial necunoscute dintr-un element oarecare, $\{\Phi\}_e$, de cele similare asociate nodurilor acelui element, $\{\Phi\}_n$:

$$\{\Phi\}_e = [N] \cdot \{\Phi\}_n \quad (5.73)$$

Funcția de interpolare, N , este o relație între coordonatele globale și cele locale, (parametrice), ale elementului, și poate fi aleasă ca: polinom liniar, polinom Lagrange, funcție patrată.

C. Stabilirea relațiilor dintre acțiuni și reacțiuni.

Pentru o analiză a tensiunilor acțiunea este reprezentată de forțele aplicate, $\{F\}$, iar reacțiunile, $\{\Phi\}$, de mărimile: deplasări, $\{u\}$, deformații specifice, $\{\epsilon\}$, tensiuni, $\{\sigma\}$. Relația dintre $\{F\}$ și $\{u\}$ se deduce pe baza principiului energiei potențiale minime.

D. Constituirea ecuațiilor elementelor.

O ecuație de acest tip leagă reacțiunile, $\{\Phi\}$, de acțiunile, $\{F\}$. F.E.M. utilizează una din metodele:

- Rayleigh-Ritz- bazată pe principiul calculului variațional,
- Galerkin- utilizată în principal în cazurile când problema poate fi descrisă complet de un set de ecuații diferențiale.

E. Obținerea ecuațiilor pentru întreaga structură.

Ecuațiile de legătură între necunoscutele inițiale din noduri, (reprezentate prin vectorul $\{q\}$), și parametrii nodali, (reprezențați de vectorul rezultat al acestora $\{R\}$), se obțin prin asamblarea ecuațiilor fiecărui element într-o ecuație a rigidității globale:

$$[K] \cdot \{q\} = \{R\} \equiv \left(\sum_{i=1}^M [K]_i \right) \cdot \{q\} \quad (5.74)$$

,unde: $[K]_e$ este matricea rigidității unui element;

-M= numărul de elemente.

F. Rezolvarea ecuațiilor rigidității globale în raport cu necunoscutele inițiale.

Ecuațiile (5.3.2) constituie un sistem de n ecuații corespunzând necunoscutelor inițiale din noduri, $q_i, (i=1,2,\dots,n)$. Funcție de mărimea și gradul de simetrie al matricii $[K]$, există, două metode care pot fi utilizate pentru obținerea vectorului $\{q\}$: a)- metoda Gauss; b)- prin inversarea matricii $[K]$:

$$\{q\} = [K]^{-1} \cdot \{R\} \quad (5.75)$$

G. Determinarea celorlalte necunoscute ale problemei.

La analiza tensiunilor, după determinarea deplasărilor, pe baza relațiilor dintre ε și u , se calculează deformațiile specifice, ε , apoi, pe baza relațiilor dintre σ și ε , se calculează tensiunile, σ .

H. Interpretarea rezultatelor.

Rezultatele obținute printr-o analiză cu elemente finite pot fi prezentate fie tabelar, fie grafic, sub forma distribuțiilor liniilor de egală tensiune sau deformație specifică, asemănător analizei prin fotoelasticimetrie.

5.3.2. Particularitățile aplicării metodei elementului finit, FEM, în cazul fluajului termoelasto-plastic.

Înainte de începerea unei analize a fenomenului de fluaj, este necesar să se definească următoarele legi, relații, formule și proceduri care să descrie fenomenul:

1. Legea de fluaj, în cazul stării de tensiune uniaxială.

Această lege are același rol ca și relația lui Hooke în cazul stării elastice de tensiune, sau ca și relația dintre σ și ε , în cazul deformării plastice. Ea este denumită legea fundamentală de fluaj, și se adoptă pe baza formei curbei de fluaj a materialului, $(\varepsilon-t)$. Deși se cunosc mai multe forme de reprezentare a aceste legi, [11], pentru cele mai multe materiale și cazuri practice se acceptă utilizarea relației lui Norton,[104]:

$$\varepsilon_f = K_f \cdot \sigma^m \cdot t \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (5.76)$$

sau:

$$\dot{\varepsilon}_f = K_f \cdot \sigma^m \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (5.77)$$

unde: K_f și m , sunt constante de material.

2. Legea de fluaj, în cazul stării de tensiune multiaxiale.

Din cauza costului ridicat și a dificultăților practice de efectuare a încercărilor la fluaj, în cazul stării complexe de tensiune, se practică, pe scară largă, exprimarea legii fundamentale de fluaj în funcție de tensiunea echivalentă, σ_e , și de deformația specifică echivalentă, ε_e . Astfel, relațiile lui Norton, (5.76) și (5.77), devin:

$$\varepsilon_{e,f} = K_f \cdot \sigma_e^m \cdot t \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (5.78)$$

$$\dot{\varepsilon}_{e,f} = K_f \cdot \sigma_e^m \cdot e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (5.79)$$

în care σ_e și $\varepsilon_{e,f}$ se calculează cu (5.24) și (5.25).

Pentru oțelurile austenitice relația (5.79) a fost exprimată de Pizzo,[91], sub forma:

$$\dot{\varepsilon}_{e,f} = 4.63 \cdot 10^{34} \cdot \frac{D}{GT} \cdot \left(\frac{\sigma_e}{G}\right)^3, \text{ în } \left[\frac{1}{h}\right] \quad (5.80)$$

unde:

$$D = 0.37 \cdot 10^{-4} \cdot e^{\left(\frac{3.37 \cdot 10^4}{T}\right)}, \text{ în } [m^2 / s]$$

$$G = 8.1 \cdot 10^4 \cdot [1 - 4.7 \cdot 10^{-4} \cdot (T - 300)], \text{ în } [MPa]$$

- T= temperatura materialului, în [°K].

3. Legea curgerii.

Asemănător relației lui Prandtl-Reuss, din cazul deformării plastice, viteza de fluaj se exprimă funcție de potențialul de fluaj, ψ :

$$\{\dot{\varepsilon}_f\} = \beta \cdot \frac{\partial \Psi(\{\sigma\})}{\partial \{\sigma\}} \quad (5.81)$$

unde:

- β = parametru pozitiv care depinde de evoluția încărcării;
- $\Psi(\{\sigma\})$ = funcția potențialului de fluaj, similară funcției potențialului plastic.

Dacă materialul presupus omogen, inițial izotrop, incompresibil, ascultă de criteriul de curgere von Mises, se obține:

$$\beta = \frac{3}{2} \cdot \frac{\dot{\varepsilon}_{e,f}}{\sigma_e} \text{ și } \{\dot{\varepsilon}_e\} = \frac{3}{2} \frac{\{\dot{\varepsilon}_{e,f}\}}{\sigma_e} \{\sigma\} \quad (5.82)$$

sau:

$$\{d\varepsilon_f\} = \frac{3}{2} \left(\frac{d\varepsilon_{e,f}}{\sigma_e} \right) \cdot \{\sigma'\} \quad (5.83)$$

în care valorile numerice ale lui $\varepsilon_{e,f}$ sunt determinate din (5.79) sau (5.80), iar $\{\sigma'\}$ este vectorul deviatorului tensiunilor, și se calculează cu:

$$\{\sigma'\} = \frac{\partial J_2}{\partial \{\sigma\}} = \frac{\partial \left\{ \frac{1}{6} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2] \right\}}{\partial \{\sigma\}} \quad (5.84)$$

4. Relații fundamentale pentru analiza tensiunilor, în cazul fluajului termoelasto-plastic.

Creșterea deformației specifice totale, $\{d\varepsilon\}$, poate fi exprimată ca fiind:

$$\{d\varepsilon\} = \{d\varepsilon_{e,p}\} + \{d\varepsilon_f\} \quad (5.85)$$

unde:

- $\{d\varepsilon_{e,p}\}$ este componenta termoelasto-plastică a deformației specifice, calculată cu:

$$\begin{aligned} \{\varepsilon_{e,p}\} = & [C_{e,p}]^{-1} \cdot \{d\sigma\} + [I] \cdot (\{\alpha\} \cdot dT + \frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial T} \cdot \{\sigma\} \cdot dT + \\ & + \frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial \dot{\varepsilon}} \cdot \{\sigma\} \cdot d\dot{\varepsilon}) + \frac{[C_{e,p}]^{-1} \cdot [C_e] \cdot \{\sigma'\}}{S} \cdot \left(\frac{\partial F_y}{\partial T} \cdot dT + \frac{\partial F_y}{\partial \dot{\varepsilon}} \cdot d\dot{\varepsilon} \right) \end{aligned} \quad (5.86)$$

unde:

$$S = \frac{4}{9} \cdot \sigma_e^2 \cdot \left(3 \cdot G + \frac{1}{\frac{1}{E_t} - \frac{1}{3 \cdot G}} \right) \quad (5.87)$$

- $\{d\varepsilon_f\}$ este creșterea deformației de fluaj.

Relația fundamentală a fluajului termoelasto-plastic, scrisă sub formă incrementală, ținând cont de (5.82) și (5.86), este:

$$\begin{aligned} \{\Delta\sigma\} = & [C_{e,p}] \cdot \{\Delta\varepsilon\} - [C_{e,p}] \cdot \left(\{\alpha\} \cdot \Delta T + \frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial T} \cdot \{\sigma\} \cdot \Delta T + \dots \right) \\ & \left(\dots + \frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial \dot{\varepsilon}} \cdot \{\sigma\} \cdot \Delta \dot{\varepsilon} + \{\Delta\varepsilon_f\} \right) - \frac{[C_e] \cdot \{\sigma'\}}{S} \cdot \left(\frac{\partial F_y}{\partial T} \cdot \Delta T + \frac{\partial F_y}{\partial \dot{\varepsilon}} \cdot \Delta \dot{\varepsilon} \right) \end{aligned} \quad (5.88)$$

unde $\{\Delta\varepsilon_f\}$ se calculează cu (5.83).

Relaxarea tensiunilor din structură, în timpul fluajului este indicată în mod explicit de

prezența în relația (5.88) a termenului $-\{\Delta\varepsilon_f\}$.

5. Formule utilizate la analiza fluajului,[98],[111].

Singura diferență dintre cazul fluajului și cel al deformării termoelasto-plastice, constă în apariția, în ecuația (5.88), a termenului suplimentar $\{\Delta\varepsilon_f\}$.

Relațiile dintre deplasări și forțe, scrise pentru un element, au forma:

$$[K]_e \cdot \{\Delta u\} = \{\Delta F\} \quad (5.89)$$

unde: $[K]_e$ = matricea de rigiditate a unui element:

$$[K]_e = \int_V [B]^T \cdot [C_{e,p}] \cdot [B] \cdot dV \quad (5.90)$$

$\{\Delta F\}$ = vectorul creșterilor sarcinilor termomecanice:

$$\{\Delta F\} = \{\Delta F_T\} + \{\Delta F_M\} + \{\Delta F_F\} \quad (5.91)$$

cu:

$-\{\Delta F_T\}$ = vectorul creșterilor sarcinilor termice, care ia în considerare efectele termice cele provocate de modificarea proprietăților de material în funcție de ε :

$$\begin{aligned} \{\Delta F_T\} = \int_V [B]^T \cdot [C_{e,p}] \cdot \left(\{\alpha\} \cdot \Delta T + \frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial T} \cdot \{\sigma\} \cdot \Delta T + \frac{[C_{e,p}]^{-1} \cdot [C_e] \cdot \{\sigma\}}{S} \cdot \frac{\partial F_y}{\partial T} \cdot \Delta T \right) \cdot dV \\ + \int_V [B]^T \cdot [C_{e,p}] \cdot \left(\frac{\partial [C_e]^{-1}}{\partial \varepsilon} \cdot \{\sigma\} \cdot \Delta \varepsilon + \frac{[C_{e,p}]^{-1} \cdot [C_e] \cdot \{\sigma\}}{S} \cdot \frac{\partial F_y}{\partial \varepsilon} \cdot \Delta \varepsilon \right) \cdot dV \end{aligned} \quad (5.92)$$

$-\{\Delta F_M\}$ = vectorul creșterilor forțelor mecanice:

$$\{\Delta F_M\} = \int_V [N]^T \cdot \{\Delta f\} \cdot dV + \int_{\Omega} [N]^T \cdot \{\Delta t\} \cdot d\Omega \quad (5.93)$$

Vectorul creșterilor forțelor datorită efectului fluajului este de forma:

$$\{\Delta F_F\} = \int_V [B]^T \cdot [C_{e,p}] \cdot \{\Delta \varepsilon_f\} \cdot dV \quad (5.94)$$

Soluțiile problemelor de fluaj diferă de cele din cazul deformării termoelastoplastice doar prin termenul suplimentar, numit vectorul pseudoîncărcărilor de fluaj, din vectorul forțelor nodale, dat de relația (5.3.20).

6. Relații pentru stabilirea mărimii intervalelor de timp.

Privit ca o deformare plastică dependentă de timp, fluajul este de fapt o problemă tranzitorie. Deformația acumulată într-un interval, Δt , este conformă cu relația neliniară dată de curba ε -t. Pentru a obține rezultate cât mai exacte este necesar să se stabilească o împărțire adecvată a timpului total de fluaj.

Există câteva scheme de stabilire a valorilor Δt , propuse de Euler, Runge-Kutta și Taylor.

Comform schemei de împărțire bazată pe seriile Taylor:

$$d\varepsilon_{e,f} = \frac{\dot{\varepsilon}_{e,f}}{\left(1 - \frac{\Delta t}{2} \cdot \frac{\partial \dot{\varepsilon}_{e,f}}{\partial \varepsilon_{e,f}}\right)} \cdot dt \quad (5.95)$$

cu care, pentru materialele care ascultă de legea lui Norton, se obține valoarea maximă a lui Δt :

$$\Delta t_m = \frac{2}{B} \cdot K_f \cdot e^{\frac{\Delta H}{RT}} \cdot m \cdot \sigma_e^{m-1} \quad (5.96)$$

unde:

$$B = \frac{d\sigma_e}{d\varepsilon_{e,f}} > 0$$

Cu schema de împărțire Euler se determină o altă valoare limită pentru Δt , recomandată pentru simplificarea calculului:

$$\Delta t_c = \frac{4}{3} (1 + \mu) \cdot E \cdot K_f \cdot e^{\frac{\Delta H}{RT}} \cdot m \cdot \sigma_e^{m-1} \quad (5.97)$$

unde E = modulul de elasticitate și μ = coeficientul lui Poisson.

Majoritatea programelor pe calculator adoptă o schemă de împărțire a timpului pe baza minimumului dintre Δt_m și Δt_c .

5.3.3. Algoritm de rezolvare a unei probleme de fluaj, cu programul de analiză TESPAC.

Sucesiunea etapelor este:

1. Se inițializează $\{\varepsilon\}$ și $\{\sigma\}$ pentru toate elementele modelului.
2. Se calculează $\{T\}$, $\{u\}$, $\{\varepsilon\}$, $\{\sigma\}$, datorate sarcinilor inițiale, (înainte de a începe fluajul), prin efectuarea unei analize termoelastice obișnuite.
3. Se selectează mărimea intervalului t , ca fiind valoarea minimă a mărimilor Δt_m și Δt_c .
4. Se determină $\{\Delta \varepsilon_f\}$, pe baza relației (5.3.9), în care $d\varepsilon_{e,f}$ este calculat cu:

$$d\varepsilon_{e,f} = \frac{\dot{\varepsilon}_{e,f} \cdot \Delta t}{\left(1 - \frac{\delta t}{2} \cdot \frac{\Delta \dot{\varepsilon}_{e,f}}{\Delta \varepsilon_{e,f}}\right)} \quad (5.98)$$

cu $\varepsilon_{e,f}$ și σ_e valori corespunzătoare momentului t .

5. Se formează matricile: $[K]_e$, cu relația (5.90), $\{\Delta F_T\}$ cu (5.92), $\{\Delta F_M\}$ cu (5.93), și $\{\Delta F_F\}$

cu (5.94).

6. Se assemblează matricile de rigiditate ale tuturor elementelor, obținându-se matricea $[K]$, și se scriu ecuațiile de echilibru pentru ansamblul structurii:

$$[K] \cdot \{\delta u\} = \{\Delta R\} \quad (5.99)$$

7. Se modifică $\{\Delta R\}$, apoi $[K]$, funcție de condițiile de rezemare și de încărcare impuse.

8. Se rezolvă ecuația (5.99) în raport cu $\{\Delta u\}$, prin metoda Gauss, și se calculează:

$$\{u\} = \{u\} + \{\Delta u\} \quad (5.100)$$

9. Se calculează $\{\Delta \varepsilon\}$, cu:

$$\{\Delta \varepsilon\} = [B] + \{\Delta u\} \quad (5.101)$$

10. Se calculează $\{\Delta \sigma\}$, cu (5.88).

11. Se calculează:

$$\{\sigma\} = \{\sigma\} + \{\Delta \sigma\}$$

$$\{\varepsilon\} = \{\varepsilon\} + \{\Delta \varepsilon\}$$

12. Se modifică coordonatele nodurilor, cu:

$$r = r + \Delta u_r, \quad z = z + \Delta u_z.$$

13. Se repetă etapa a treia, pentru a determina următoarea valoare a lui Δt .

14. Se repetă toate instrucțiunile începând cu 4.

5.3.4. Verificarea programului TESPAC.

Precizia rezultatelor obținute cu TESPAC s-a verificat pentru fluajul termoelasto-plastic al unui tub cu pereți groși și fund plat, cu următoarele caracteristici:

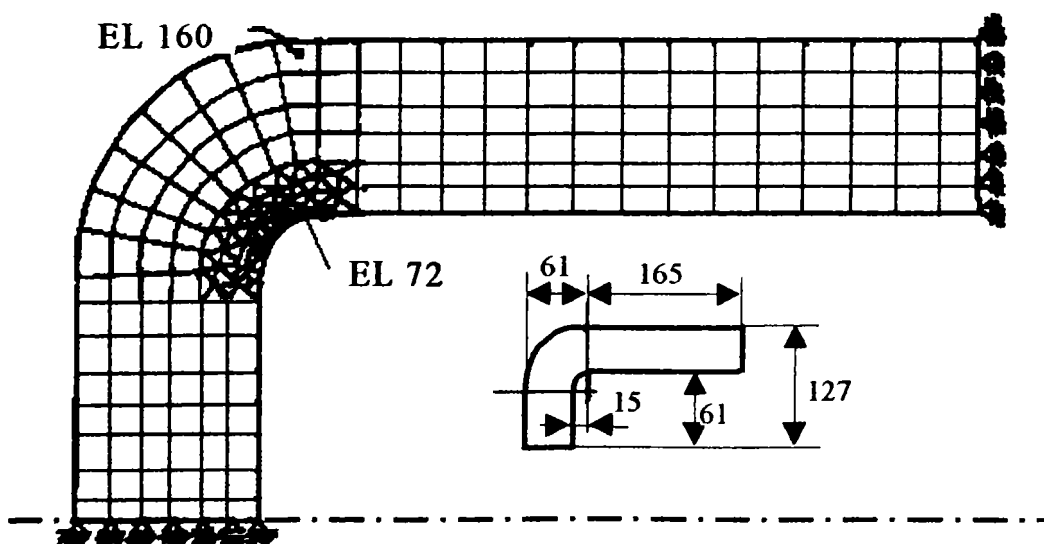


Fig.5.16. Schema discretizării unui sfert de tub.

- raza interioară: $a=81$ [mm];

- raza exterioră: $b=127$ [mm];
- lungimea totală: $L=450$ [mm];
- raza de racordare: interioară=15; exterioră=61 [mm];
- presiune interioară: $p_i=3$ [MPa];
- modulul de elasticitate: $E=137900$ [MPa];
- coeficientul lui Poisson: $\mu=0.3$.

Pentru legea de fluaj, pe baza curbei ϵ - t , s-a adoptat:

$$\dot{\epsilon}_{e,r} = 13.4 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma_e^{3.61}$$

Discretizarea structurii, condițiile de rezemare și dimensiunile unui sfert de tub, sunt prezentate în Fig. 5.16.

Pentru discretizarea selectivă s-au utilizat 258 elemente finite axialsimetrice, (din care: 158-PLANE2D cu 4 noduri fiecare și 90-PLANE2D cu 3 noduri fiecare), cu un total de 246 noduri. Din Fig. 5.16 se vede că pentru zona de maximă concentrare a tensiunilor, cea de la interiorul zonei de îmbinare perete-fund, s-a utilizat o rețea mai densă de elemente finite.

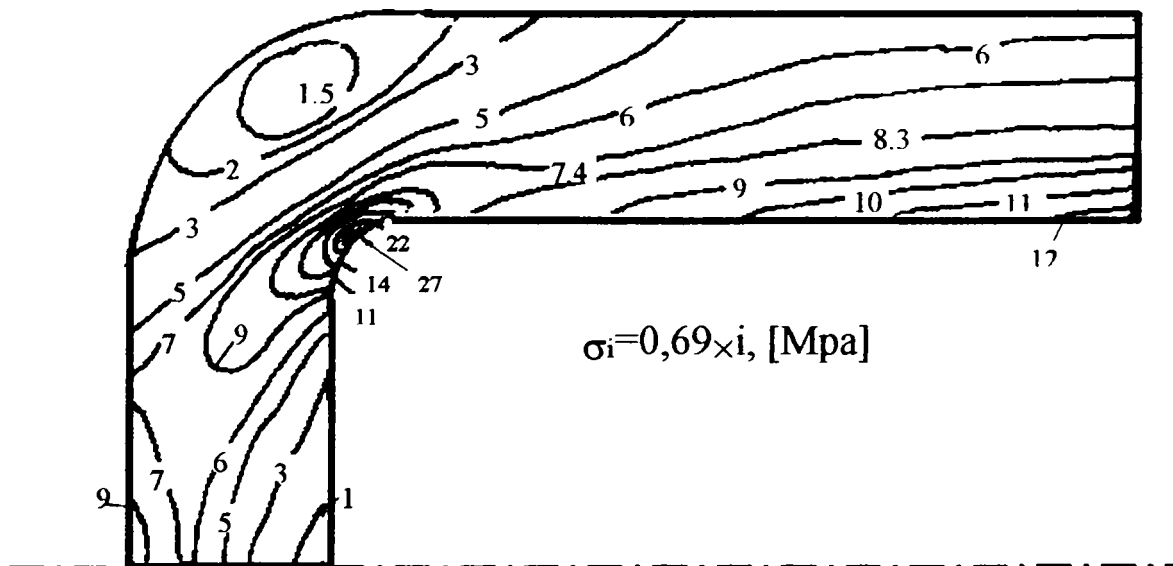


Fig. 5.17. Linii de egală tensiune, $\sigma_{ech(5)}$, pentru $t=0$ [h].

În Fig. 5.17 sunt prezentate liniile de egală tensiune, pentru tensiunea $\sigma_{ech(5)}$, la $t=0$ [h], adică înainte ca fluajul să înceapă, iar în Fig. 5.18, distribuția aceleiași tensiuni după 3 [h] de fluaj. Comparând cele două distribuții se pot face următoarele remarci:

- fenomenul de concentrare al tensiunilor este de peste două ori mai accentuat înainte ca fluajul să înceapă, raportul dintre tensiunile maxime din zona de îmbinare fiind de 2,077. Se poate trage concluzia că în cazul fluajului efectul de concentrare a tensiunilor este mai puțin important, în

comparație cu cazul absenței fluajului;

- valorile tensiunilor din vecinătatea suprafețelor exterioare scad pentru capacul tubului și cresc pentru peretele tubului, în timp ce în apropierea suprafețelor interioare tensiunile scad, scăderea fiind mai accentuată pentru perete. Această evoluție în timp a tensiunilor confirmă efectul pe care-l are fluajul, de uniformizare a tensiunilor.

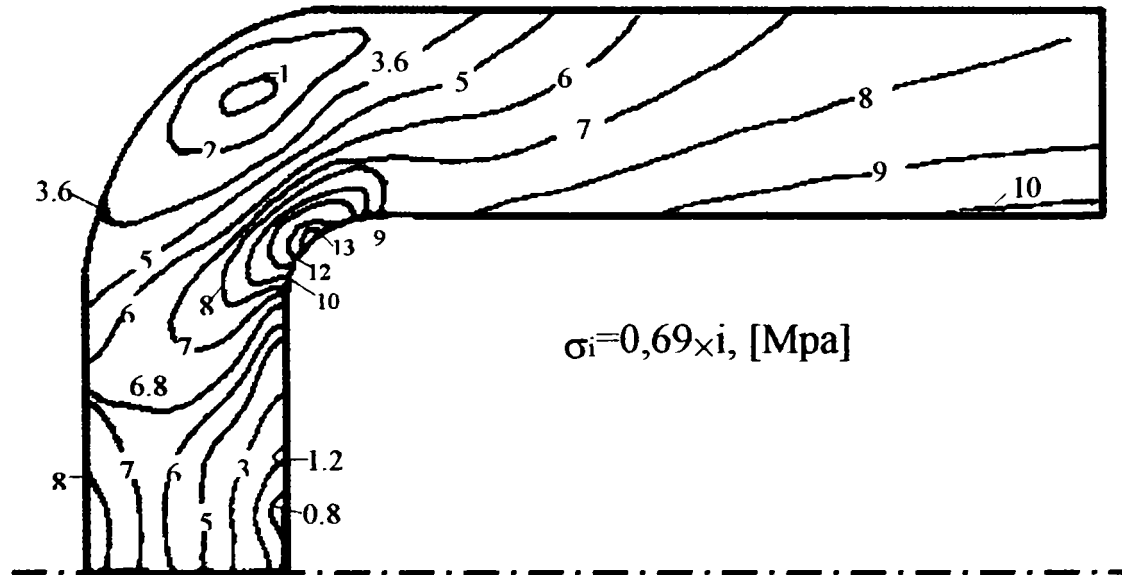


Fig.5.18. Linii de egală tensiune, $\sigma_{ech(5)}$, pentru $t=3$ [h].

5.4. Aplicarea programului COSMOS/M pentru un tub cu pereți groși solicitat la presiune interioară variabilă ciclic în condițiile existenței unui gradient termic logaritmic pe grosimea peretelui.

Programul de analiză cu elemente finite COSMOS/M [129], permite rezolvarea relativ simplă, prin intermediul modului de analiză neliniară, NSTAR, a problemelor de fluaj pentru cazul stării inițiale elastice, piesa fiind modelată cu unul dintre următoarele tipuri de elemente: tip bară, (TRUSS), tip placă, (PLANE2D), tip solid, (SOLID). În cadrul programului sunt implementate două legi fundamentale, fiecare dintre acestea exprimând deformațiile specifice de fluaj funcție de tensiuni și de timp, și anume:

1) legea clasică a lui Norton:

$$\varepsilon_f = c_0 \cdot \sigma^{(c_1)} \cdot t^{(c_2)} ; c_1 > 1, 0 < c_2 \leq 1 \quad (5.4.1)$$

2) legea fluajului exponențial:

$$\varepsilon_f = c_0 \cdot e^{(c_1 \cdot \sigma)} \cdot \left[1 - e^{c_2 \cdot (\sigma/c_3)^{c_4} \cdot t} \right] + c_5 \cdot e^{c_6 \cdot \sigma \cdot t} \quad (5.4.2)$$

,unde: - c_0, c_1, \dots, c_6 , sunt constante de fluaj determinate pentru materialul și condițiile de solicitare impuse, pe baza încercărilor de fluaj obișnuite, și introduse în analiza pe calculator cu comanda CREPC;

- t = timpul curent;

- σ = tensiunea totală la întindere uniaxială în momentul t .

Extinderea acestor legi, pentru fluajul multiaxial, se face acceptându-se următoarele ipoteze:

a)- legile fluajului uniaxial rămân valabile dacă deformațiile de fluaj și tensiunile de fluaj, (ε_f și σ), caracteristice fluajului la întindere, se înlocuiesc cu deformațiile specifice echivalente și respectiv cu tensiunile echivalente, calculate cu relațiile (5.24) și (5.25);

b)- materialul este izotrop;

c)- deformațiile de fluaj nu determină modificări de volum;

În cazul analizei numerice a fluajului care se produce ca urmare a unei încărcări ciclice, se utilizează ipoteza întăririi în funcție de timp, viteza curentă de deformare la fluaj fiind exprimată ca o funcție de tensiunea curentă și de deformația totală curentă și calculându-se cu relația (5.83).

Ca și exemplu de utilizare a programului COSMOS/M am examinat comportarea la fluaj a tubului reprezentat în Fig.5.4.1 și solicitat la presiune interioară variabilă în timp, după curba indicată în Fig.5.4.2.

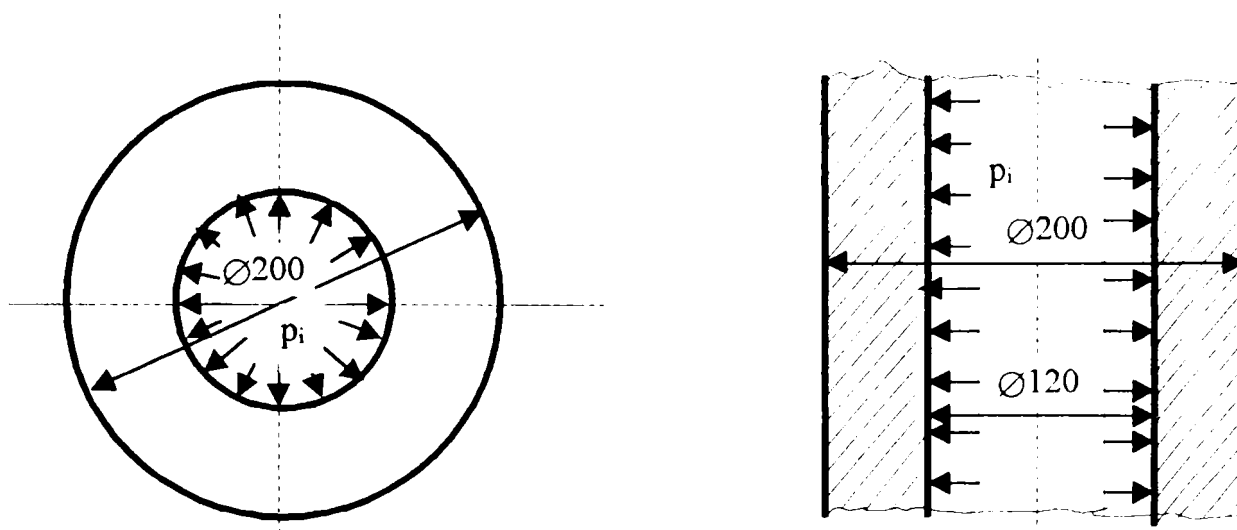


Fig.5.4.1. Schița tubului supus analizei la fluaj.

Caracteristicile geometrice ale tubului sunt: raza interioară, $a=60[\text{mm}]$; raza exterioară, $b=100[\text{mm}]$, deci $\beta= b/a =1.6(6)$. Proprietățile de material utilizate, determinate prin calcul pe baza încercărilor de fluaj la temperatură constantă și diverse tensiuni, sunt: modulul de elasticitate $E=1.379 \cdot 10^5 [\text{MPa}]$; coeficientul lui Poisson $\mu=0.3$; legea de fluaj și constantele ei:

$$\varepsilon = 2.0734 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma^{4.4} \cdot t \quad (5.4.3)$$

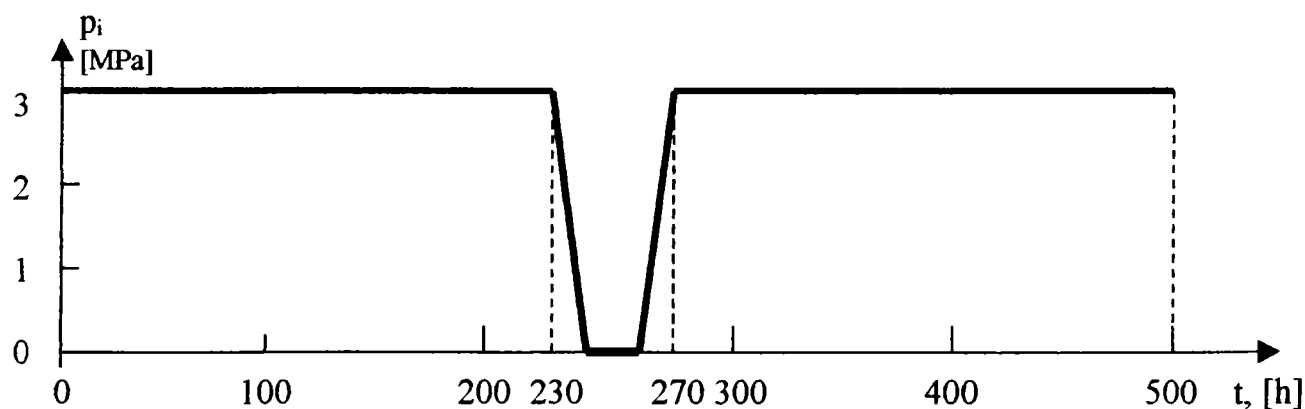


Fig.5.4.2. Curba de variație a presiunii interioare în timp,[53].

Analiza fluajului s-a realizat pentru patru cazuri de încărcare diferite, și anume:

- a) -când gradientul de temperatură pe grosimea peretelui, ΔT , este nul;
- b) - $\Delta T=5^\circ\text{C}$; -c)- $\Delta T=10^\circ\text{C}$; -d)- $\Delta T=50^\circ\text{C}$, temperatura pe suprafața interioară a tubului fiind mai mare.

În cazurile $\Delta T \neq 0$, distribuțiile temperaturii și tensiunilor, în absența fluajului, s-au calculat cu relațiile 5.4.4. și 5.4.5, preluate din [111], rezultatele fiind prezentate în Tabelul 5.4.1 și în Fig.5.4.3, (distribuția temperaturii), și Fig.5.4.4, (distribuția tensiunilor pentru $\Delta T=10^\circ\text{C}$ și $\Delta T=50^\circ\text{C}$).

$$\theta = \Delta T \cdot \frac{\ln(\rho)}{\ln(k)} \quad (5.4.4)$$

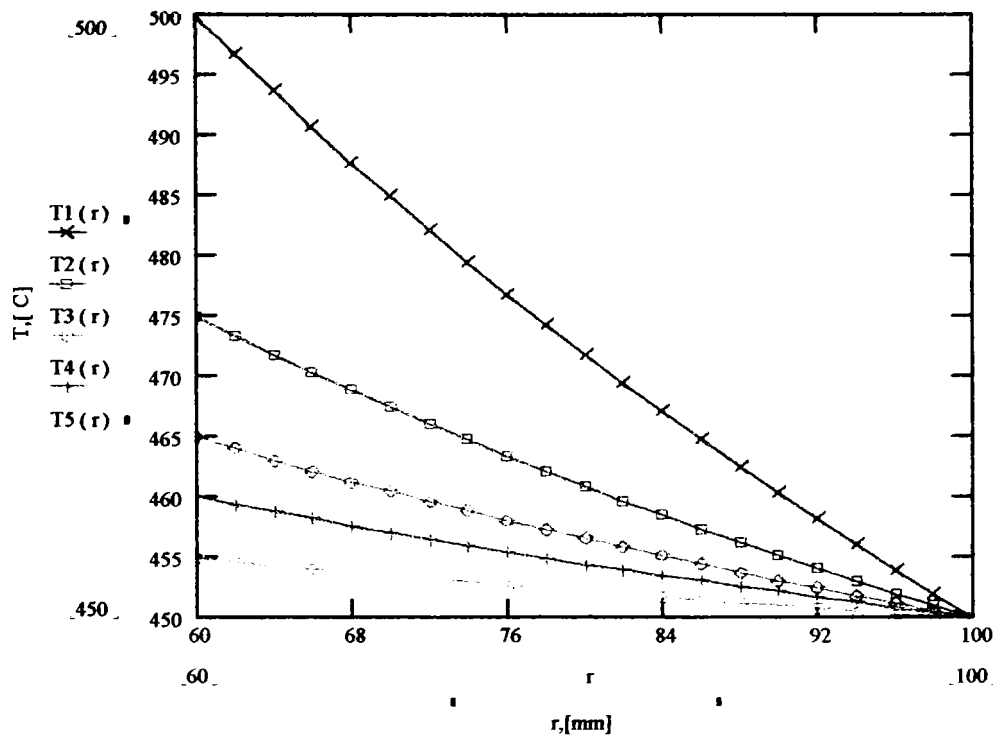


Fig. 5.4.3. Distribuția temperaturii pe peretele tubului.

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{E \cdot \alpha \cdot \Delta T}{2 \cdot (1 - \mu)} \cdot \frac{1}{\ln(k)} \cdot \left[-\ln(\rho) - \frac{k^2}{1 - k^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\rho^2} \right) \cdot \ln(k) \right] \\ \sigma_t &= \frac{E \cdot \alpha \cdot \Delta T}{2 \cdot (1 - \mu)} \cdot \frac{1}{\ln(k)} \cdot \left[-1 - \ln(\rho) - \frac{k^2}{1 - k^2} \cdot \left(1 + \frac{1}{\rho^2} \right) \cdot \ln(k) \right] \\ \sigma_z &= \frac{E \cdot \alpha \cdot \Delta T}{2 \cdot (1 - \mu)} \cdot \frac{1}{\ln(k)} \cdot \left[-1 - 2 \cdot \ln(\rho) - 2 \cdot \frac{k^2}{1 - k^2} \cdot \ln(k) \right] \end{aligned} \quad (5.4.5)$$

Pentru modelarea geometriei tubului s-au utilizat elemente finite tip PLANE2D axial-simetrice, ceea ce a permis reducerea numărului total de elemente utilizate, analiza și deci și discretizarea putându-se efectua doar pe o porțiune de grosime egală cu un radian, conform schemei din Fig.5.4.5.

Pentru discretizare s-au utilizat un total de 50 de elemente cu câte 8 noduri, rezultând un total de 181 noduri. Pentru fiecare nod sunt permise maximum două grade de libertate diferite de zero, (două translații după axele x și y), celelalte grade de libertate trebuind să fie împiedicate.

Poziția și numerotarea nodurilor unui element este ilustrată în Fig.5.4.6, sensul permis pentru numerotarea nodurilor putând fi orar sau antiorar. Structurile axial simetrice trebuie modelate

astfel încât elementele și nodurile să aparțină semispațiului +X, X fiind direcția radială și Y axa de simetrie.

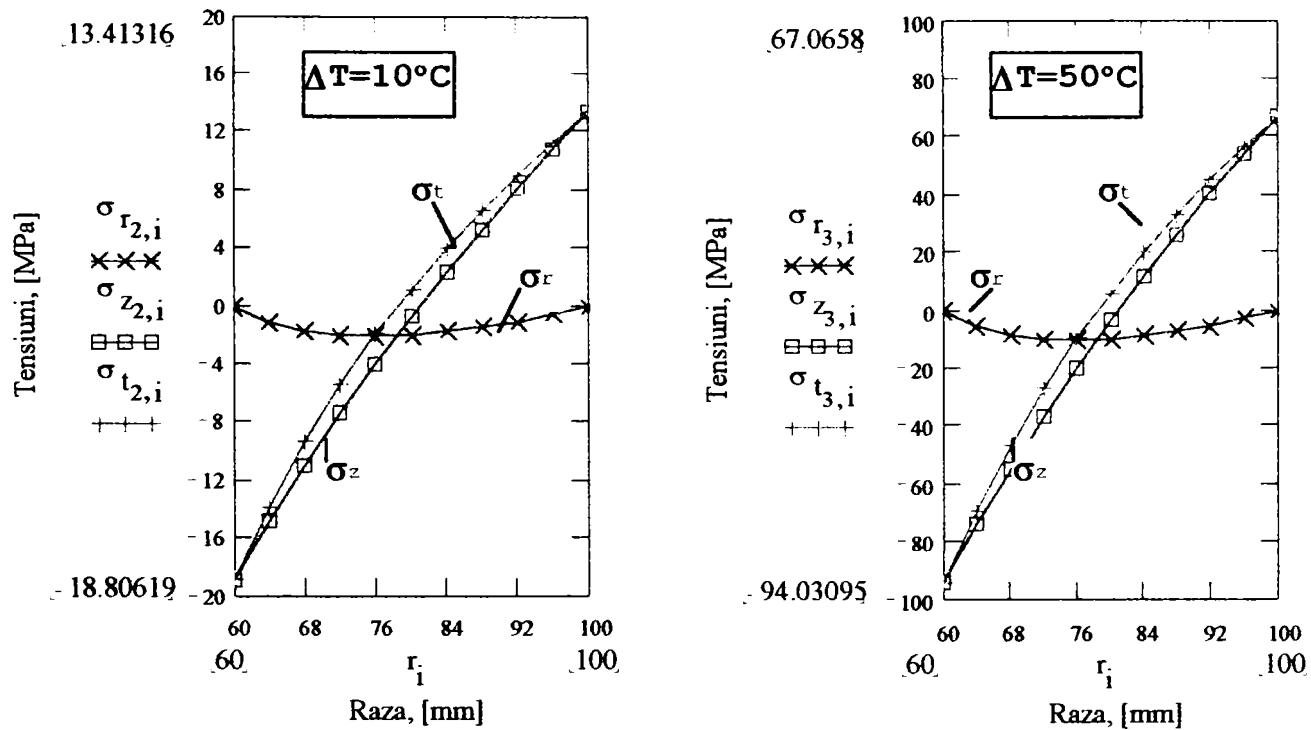


Fig.5.4.4. distribuția tensiunilor termice pe grosimea peretelui tubului,[57].

Tabelul 5.4.1

Raza [mm]	$\Delta T=10^{\circ}\text{C}$				$\Delta T=50^{\circ}\text{C}$			
	θ	σ_r	σ_z	σ_t	θ	σ_r	σ_z	σ_t
60	10	0	-18.81	-18.81	50	0	-94.03	-94.03
64	8.7366	-1.013	-14.73	-13.72	43.6929	-5.064	-73.68	-68.61
68	7.5498	-1.627	-10.91	-9.285	37.7489	-8.135	-54.56	-46.42
72	6.4308	-1.941	-7.307	-5.365	32.1542	-9.707	-36.53	-26.83
76	5.3724	-2.028	-3.896	-1.868	26.8621	-10.14	-19.48	-9.342
80	4.3683	-1.940	-0.661	1.279	21.8415	-9.700	-3.306	6.394
84	3.4132	-1.718	2.416	4.134	17.0658	-8.588	12.08	20.67
88	2.5025	-1.391	5.350	6.742	12.5124	-6.958	26.75	33.71
92	1.6323	-0.985	8.154	9.139	8.1615	-4.925	40.77	45.70
96	0.7991	-0.516	10.84	11.35	3.9957	-2.583	54.19	56.77
100	0	0	13.41	13.41	0	0	67.06	67.06

Sistemul de axe al fiecărui element, (ECS), x1y, are axa x orientată din nodul 1 spre nodul 2 și axa y, perpendiculară pe axa x cu sensul pozitiv spre nodul 4. În Fig.5.4.6. mai este reprezentat și sistemul de axe în raport cu care se definesc proprietățile de material,(MCS), a1b, la materialele ortotrope, sistem definit în raport cu x1y cu ajutorul unghiului de material, β . De asemenea sunt

numerotate, cu numere încercuite, fețele elementului pentru aplicarea presiunilor pe element, presiuni pozitive când sunt orientate spre interior.

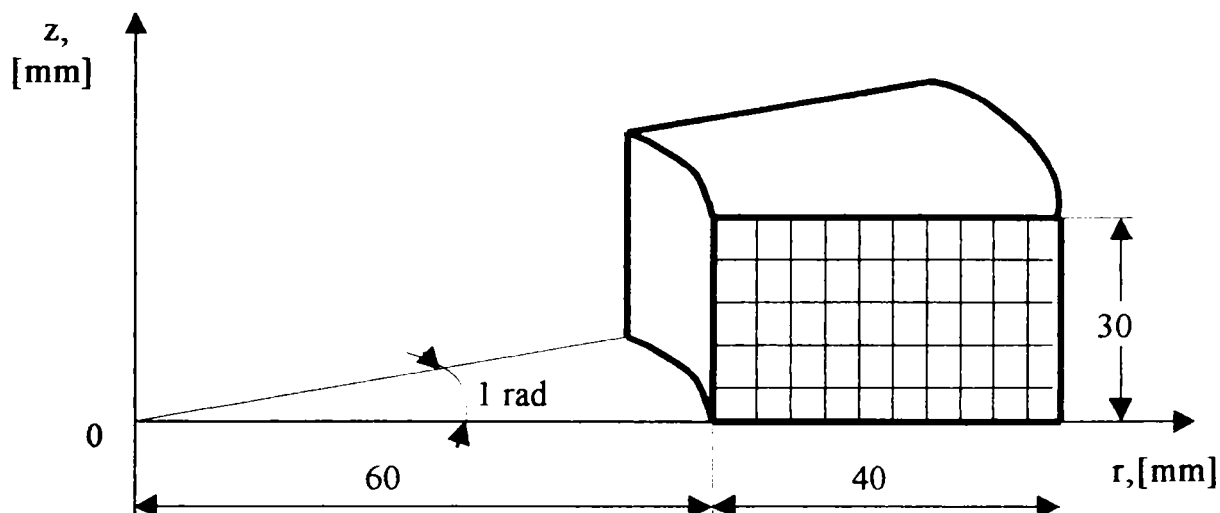


Fig.5.4.5. Schema modelării cu elemente PLANE2D a unui sector de tub de un radian,[58].

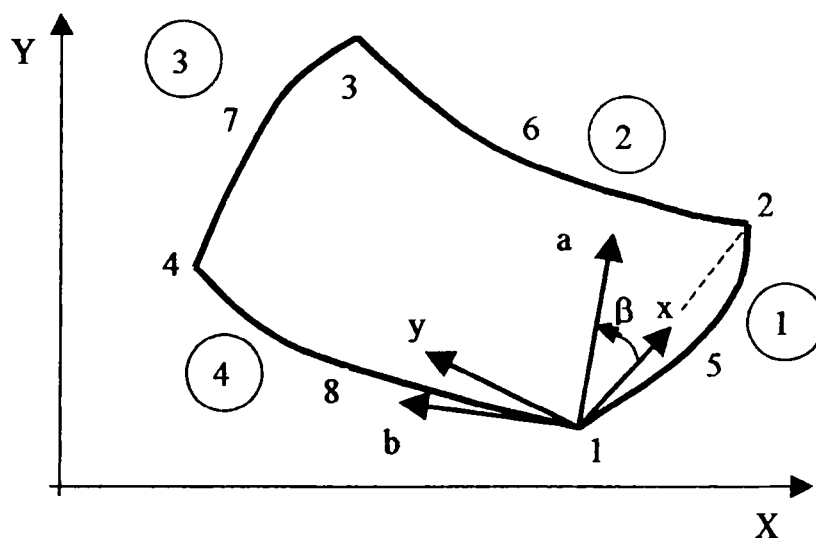


Fig.5.4.6.Schema unui element PLANE2D.

Poziția fiecărui nod, și respectiv a fiecărui element, poate fi identificată pe baza Fig.5.4.7 și respectiv, Fig.5.4.8. Pentru analiza rezultatelor am selectat un număr de 10 elemente, și anume cele aflate în zona de la mijlocul tronsonului de lungime 30[mm], adică elementele: 21,22,23, ...,30. De asemenea, nodurile pentru care am cerut listarea rezultatelor se găsesc în aceeași zonă, și sunt: 86,87,88, ...,96.

Durata totală a unui ciclu, $t=500[h]$, a fost împărțită în 50 intervale cu $\Delta t=10[h]$.

După stabilirea acestor detalii necesare interpretării rezultatelor a fost introdusă următoarea succesiune de comenzi:

1. Comenzi pentru definirea tipului de element finit și a proprietăților de material:

- EG,1,PLANE2D,,0,1,,,,1,- definește utilizarea elementelor finite de tip PLANE2D, solide, axial-simetrice, cu același tip de matrice de rigiditate și pentru care se va utiliza metoda de integrare redusă;

- EX,1,1.379000E+005,

- NUXY,1,3.000000E-001,-definesc modulul de elasticitate $E= 1.379 \cdot 10^5$ [MPa], și respectiv, coeficientul lui Poisson $\mu=0.3$;

2. Comenzi pentru definirea sistemului de axe, a nodurilor și elementelor:

- ACTIVE,CS,0, -activează sistemul de coordonate global;

- N,1,6.000000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000, -definește nodul numărul 1, în punctul de coordonate: $x=60$ [mm], $y=0$, $z=0$;

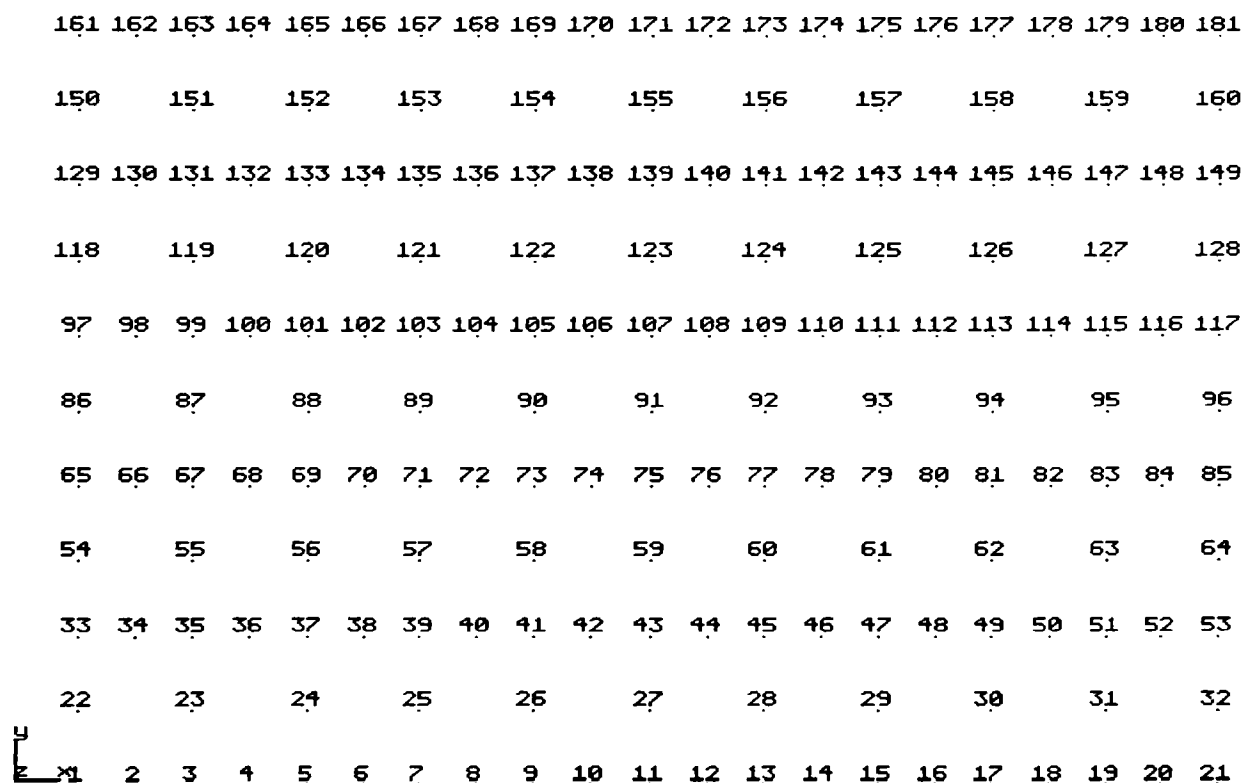


Fig.5.4.7. Nodurile elementelor finite.

- N,2,6.200000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

- N,3,6.400000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

- N,4,6.600000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

- N,5,6.800000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

- N,6,7.000000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

- N,7,7.200000E+001,0.000000E+000,0.000000E+000,

...

- N,86,6.000000E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,

- N,87,6.400000E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,

- N,88,6.800001E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,89,7.200000E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,90,7.600000E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,91,8.000001E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,92,8.400000E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,93,8.800001E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,94,9.200001E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,95,9.600001E+001,1.500000E+001,0.000000E+000,
- N,96,1.000000E+002,1.500000E+001,0.000000E+000,

- N,181,1.000000E+002,3.000000E+001,0.000000E+000, -definește ultimul nod, cu numărul 181, în punctul de coordonate: $x=100$ [mm], $y=30$ [mm] și $z=0$;
- ACTIVE,GROUP,1,
- ACTIVE,MAT,1,
- ACTIVE,REAL,1,-activează grupul de elemente numărul 1, pentru care se vor defini setul de proprietăți de material numărul 1, și cel al caracteristicilor geometrice numărul 1;
- E,1,1,3,35,33,2,23,34,22,-definește elementul numărul 1, care are următoarele 8 noduri:1,3,35,33,2,23,34,22;

41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Fig.5.4.8. Discretizarea peretelui, în 50 elemente finite PLANE2D.

- E,2,3,5,37,35,4,24,36,23,
- E,3,5,7,39,37,6,25,38,24,

- E,21,65,67,99,97,66,87,98,86,

- E,50,147,149,181,179,148,160,180,159, -definește ultimul element, (nr.50), cu următoarele 8 noduri: 147,149,...,159;

3. Comenzi pentru specificarea deplasărilor impuse nodurilor:

- D,1,UY,0.000000E+000,181,1,UZ,ROTX,ROTY,ROTZ,-impune tuturor celor 181 noduri deplasări nule pe direcțiile: axială Y și circumferențială Z, precum și rotații nule în jurul celor trei axe;

- DATA_CHECK,-verifică dacă s-au introdus toate datele necesare efectuării unei analize statice;

4. Comenzi pentru specificarea înregistrării rezultatelor în fișierele de ieșire:

- NODSET,86,96, -activează scrierea rezultatelor analizei doar pentru setul de 11 noduri, începând cu nodul numărul 86, (de la mijlocul suprafeței interioare a peretelui), și terminând cu nodul 96, (de la mijlocul suprafeței exterioare a peretelui);

- RESGRPH, ,86,1,96,1,-activează scrierea fișierului necesar trasării graficelor deplasare-timp, pentru nodurile 86 și 96, și pentru direcția radială;

- ELESET,21,30,-activează scrierea rezultatelor analizei doar pentru setul de 10 elemente, (de la 21 la 30), aflat în zona de mijloc a porțiunii de perete analizată;

- STRAIN,1,,,1,-activează scrierea, în fișierul de rezultate, pe lângă tensiuni, și a deformațiilor specifice totale și a celor de fluaj;

- DEFPLT,2,10,20,25,30,50, -precizează intervalele de timp 2,10,20,25,30 și 50, pentru care să se poată reprezenta grafic, în modulul PLOTSTAR, distribuțiile de tensiuni și de deformații specifice;

5. Comenzi pentru definirea curbei de variație a încărcării:

- DTIME,10, -specifică mărimea intervalului de timp, în care să fie împărțit timpul total de solicitare, la 10 ore;

- TIME,500, -specifică durată totală a solicitării de 500 ore;

- ACTIVE,TIMC, -activează scrierea curbei de încărcare funcție de timp;

- TIMC,1,0,3.,220,3.,230,0,270,0 -definește primele patru puncte ale curbei de încărcare cu numărul 1: la $t=0, p_i=3[\text{MPa}]$; (220[h],3[MPa]); (230[h], 0[MPa]); și (270[h],0[MPa]);

- TIMC,1,280,3.,500,3, -definește încă două puncte ale aceleiași curbe de încărcare 1:(280[h], 3[MPa]) și (500[h],3[MPa]);

- ACTIVE,TIMC,1, -activează aplicarea încărcării descrise de curba TIMC,1, pe elementele care se vor preciza ulterior;

- EP,1,4,1,41,10,, -specifică aplicarea unei presiuni uniform distribuite, după curba TIMC,1, pe fața 4 a elementelor:1,11,21,31 și 41, aflate pe suprafața interioară a peretelui cilindrului;

7. Precizarea tipului de analiză de efectuat:

- ANALYSIS,NONLIN, -specifică efectuarea unei analize neliniare statice care să calculeze tensiunile obținute ca urmare a încărcării axialsimetrice precum și deplasările radiale;

8. Definirea legii de fluaj și a valorilor constantelor de material, valabile pentru legea adoptată:

$$\varepsilon = K \cdot \sigma^m \cdot t^n$$

- CREPC,,2.0734E-8,4.4,1,-se introduc coeficientul de fluaj: $K=2.0734 \cdot 10^{-8}$, indicele de fluaj: $m=4.4$, și exponentul timpului: $n=1$, din relația lui Norton:

9. Comandă pentru efectuarea analizei neliniare:

- RUN_NONLIN, -determină efectuarea analizei specificate anterior prin comanda ANALYSIS;

10. Comenzi pentru prelucrarea rezultatelor.

Pe baza datelor înregistrate în fișierele de ieșire ale problemei s-au întocmit Tabelele de rezultate 5.4.2 și 5.4.3, de mai jos, precum și 5.4.4, 5.4.5. ... 5.4.9, prezentate în Anexa 5.4.1, Anexa 5.4.2 și Anexa 5.4.3.

Pentru fluajul în condițiile temperaturii constante, pe baza acestor date s-au trasat curbele de variațiile în funcție de timp pentru:

-deplasările radiale, (d_{ri}, d_{re}), (Fig.5.4.9);

-deformațiile specifice de fluaj, (Fig.5.4.10-pentru fibrele interioare, $\varepsilon_{ri}, \varepsilon_{ti}$, și Fig.5.4.11-pentru cele exterioare, $\varepsilon_{re}, \varepsilon_{te}$);

-componentele tensiunilor, (Fig.5.4.12-pentru fibrele interioare, $\sigma_{ri}, \sigma_{zi}, \sigma_{ti}, \sigma_{hi}$; Fig.5.4.13-pentru fibrele exterioare, $\sigma_{ri}, \sigma_{zi}, \sigma_{ti}, \sigma_{hi}$; Fig.5.4.14- σ_{ri}, σ_{re} ; Fig.5.4.15- σ_{zi}, σ_{ze} ; Fig.5.4.16- σ_{ti}, σ_{te} ; Fig.5.4.17 - σ_{hi}, σ_{he} -tensiuni echivalente după teoria a-3-a de rezistență).

Reprezentările grafice ale aceluiași mărimi, corespunzătoare unor diferențe de temperatură, $\Delta T=T_i-T_e$, de 5,10 și 50°C, sunt prezentate în Anexele 5.4.1, 5.4.2 și 5.4.3. Din aceste reprezentări grafice se pot trage următoarele concluzii:

TABEL.5.4.2.

Variația în timp a tensiunilor, deplasărilor și deformațiilor specifice, pentru cazul $\Delta T=0^{\circ}\text{C}$.

t [h]	d_{ni} ·10 ⁵ [mm]	d_{re} ·10 ⁵ [mm]	σ_{ni} [MPa]	σ_{re} [MPa]	σ_{zi} [MPa]	σ_{ze} [MPa]	σ_{te} [MPa]	σ_{ti} [MPa]	σ_{hi} [MPa]	σ_{he} [MPa]	ϵ_{ni} ·10 ⁵ [%]	ϵ_{re} ·10 ⁷ [%]	ϵ_{bi} ·10 ⁵ [%]	ϵ_{te} ·10 ⁷ [%]
0	303	228	-3.000	0.000	1.01	1.01	3.37	6.37	8.13	3.00	0.0	0.0	0.0	0.0
10	343	247	-3.107	-0.029	0.87	1.06	3.56	5.66	7.62	3.18	-0.75	-1.20	0.82	1.24
20	373	265	-3.125	-0.032	0.74	1.12	3.73	4.96	7.02	3.34	-1.30	-1.98	1.44	2.58
30	401	282	-3.142	-0.035	0.67	1.20	3.96	4.61	6.71	3.55	-2.01	-4.96	2.17	6.46
40	427	299	-3.160	-0.038	0.62	1.27	4.15	4.41	6.56	3.71	-2.57	-8.83	2.75	11.5
50	453	314	-3.179	-0.041	0.59	1.34	4.31	4.29	6.47	3.86	-3.07	-13.6	3.25	17.6
60	474	328	-3.197	-0.044	0.56	1.40	4.45	4.21	6.42	3.97	-3.53	-19.2	3.72	24.8
80	512	352	-3.231	-0.050	0.52	1.51	4.66	4.13	6.37	4.16	-4.38	-32.8	4.56	42.1
100	554	374	-3.264	-0.056	0.49	1.61	4.82	4.09	6.37	4.29	-5.18	-55.0	5.35	69.3
120	598	402	-3.295	-0.061	0.47	1.71	4.93	4.08	6.39	4.38	-5.95	-75.3	6.12	94
140	645	431	-3.326	-0.065	0.45	1.79	5.01	4.09	6.42	4.45	-6.70	-97.3	6.86	120
160	691	459	-3.357	-0.069	0.44	1.86	5.06	4.10	6.46	4.49	-7.44	-121	7.60	148
180	738	487	-3.387	-0.073	0.43	1.93	5.10	4.12	6.50	4.52	-8.17	-145	8.33	176
200	784	515	-3.417	-0.077	0.42	1.99	5.13	4.15	6.55	4.54	-8.90	-157	9.05	192
220	830	543	-3.446	-0.080	0.42	2.05	5.16	4.17	6.60	4.56	-9.60	-182	9.78	220
230	550	334	-0.590	-0.053	-0.60	1.06	1.76	-2.06	1.47	1.58	-10.0	-194	10.1	234
250	550	334	-0.585	-0.053	-0.60	1.06	1.76	-2.05	1.46	1.58	-10.0	-194	10.1	234
270	550	334	-0.580	-0.053	-0.59	1.06	1.75	-2.04	1.45	1.58	-10.0	-194	10.1	234
280	853	557	-3.449	-0.082	0.42	2.07	5.15	4.22	6.64	4.56	-10.0	-195	10.1	234
290	876	571	-3.469	-0.083	0.41	2.09	5.16	4.22	6.66	4.57	-10.3	-207	10.5	248
300	899	585	-3.487	-0.085	0.41	2.12	5.17	4.22	6.67	4.57	-10.7	-219	10.8	262
320	945	613	-3.519	-0.088	0.40	2.16	5.19	4.24	6.72	4.58	-11.1	-244	11.2	290
350	1014	654	-3.563	-0.092	0.40	2.22	5.21	4.27	6.79	4.60	-11.7	-283	11.9	332
400	1129	723	-3.634	-0.099	0.39	2.30	5.22	4.34	6.91	4.62	-13.4	-348	13.6	403
450	1243	792	-3.706	-0.110	0.39	2.36	5.24	4.41	7.03	4.63	-15.1	-414	15.3	473
500	1357	861	-3.777	-0.113	0.39	2.41	5.25	4.48	7.15	4.64	-16.8	-480	17.0	543

- deplasările pe direcție radială obținute pentru nodul 86, (de pe suprafața interioară, d_{ri}), după 500 ore fluaj, sunt proporționale cu cele ale nodului 96, (de pe suprafața exterioară, d_{re}), dar de 1.576 ori mai mari, (0,01357 față de 0.00861[mm]), (Fig.5.4.9); existența unui gradient termic staționar determină creșterea mai accentuată a deplasării radiale pentru suprafața exterioară, astfel încât pentru $\Delta T=10^{\circ}\text{C}$ și $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$, d_{re} sunt mai mari decât d_{ri} , raportul d_{re}/d_{ri} având valorile 1.25 și respectiv 1.69. Pentru $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$, inițial d_{re} este mai mare decât d_{ri} , de 1.17 ori, dar după 55 ore fluaj deplasările celor două noduri devin egale, după care d_{re} devine mai mică decât d_{ri} , astfel încât după alte 445 ore fluaj raportul deplasărilor devine: $d_{re}/d_{ri}=1470/1829=0,804$. Diferențele mari de temperatură între pereți, ($\Delta T=50^{\circ}\text{C}$), determină și o atenuare a influenței variației presiunii asupra deplasării pe direcție radială. Explicația acestei comportări constă în influența tensiunilor termice care în comparație cu cele datorate încărcărilor mecanice sunt tot mai mari pe măsura creșterii valorii gradientului de temperatură.

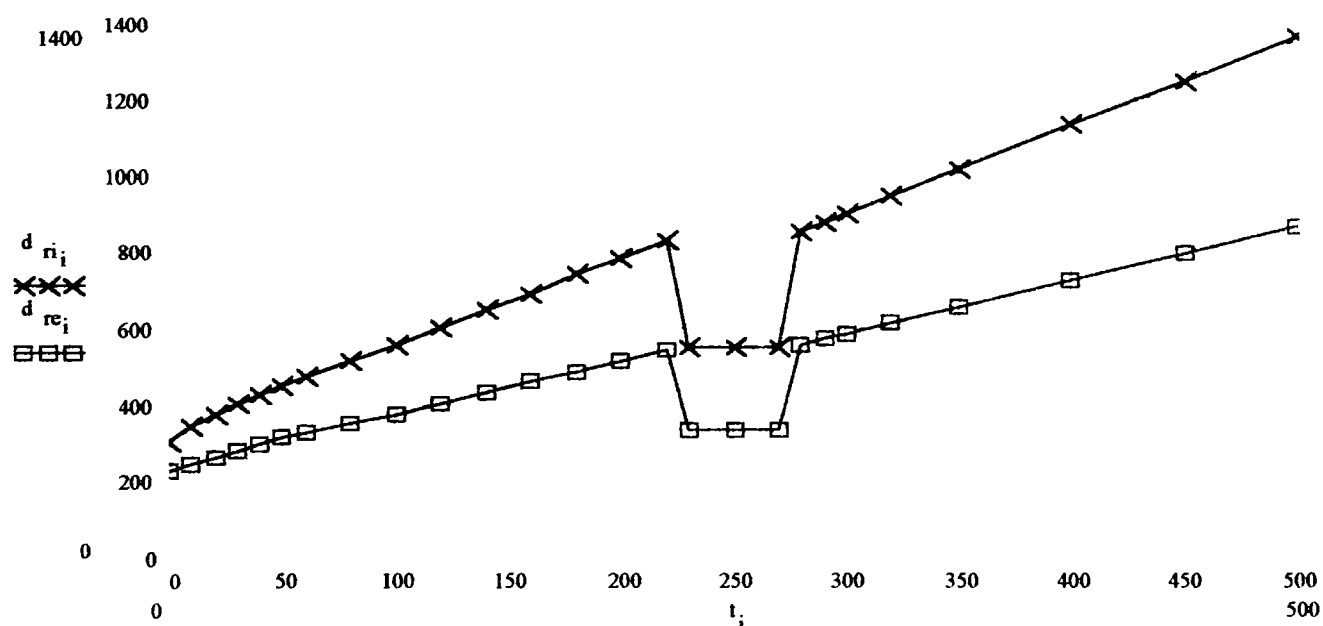


Fig.5.4.9. Deplasările d_{ri} și d_{re} pe direcția razei.

- deformațiile specifice de fluaj ale nodului 86 sunt de circa 3.6 ori mai mari decât cele corespunzătoare nodului 96, (de 3.42 ori, pentru ϵ_t , și de 3.84 ori, pentru ϵ_r); atât pentru nodul 86 cât și pentru nodul 96, ϵ_t sunt pozitive și aproximativ egale, în modul, cu ϵ_r care sunt negative, (Fig.5.4.10 și 5.4.11); pe măsură ce cresc gradientii termici pe grosimea peretelui, cresc și valorile deformațiilor specifice de fluaj; dacă alura curbelor deformațiilor specifice de fluaj pentru fibrele exterioare, ϵ_{re} și ϵ_{te} , rămâne aceeași cea a deformațiilor specifice ale fibrelor interioare, ϵ_{ri} și în special ϵ_{ti} , se modifică substanțial în sensul că ϵ_{ri} crește mai accentuat, în timp ce ϵ_{ti} devine tot mai aplatizată. Deformația ϵ_{ti} , pentru $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$, prezintă chiar și o perioadă când este pozitivă, primele

circa 80 ore, după care revine la valori firești, negative. La valori mari ale lui ΔT , (50°C), palierul curbelor corespunzător perioadei când presiunea devine nulă, (între 230 și 270 ore), se evidențiază cu dificultate.

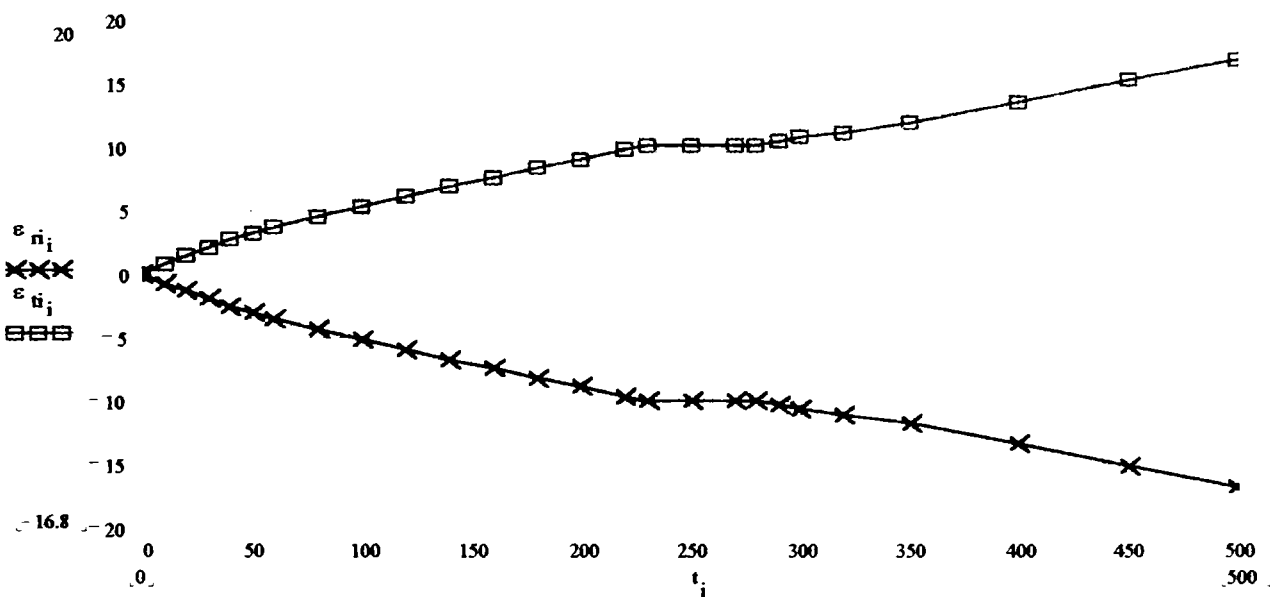


Fig. 5.4.10. Deformația specifică de fluaj, (radială- ϵ_{ri} , și circumferențială ϵ_{ti}), pentru fibrele interioare.

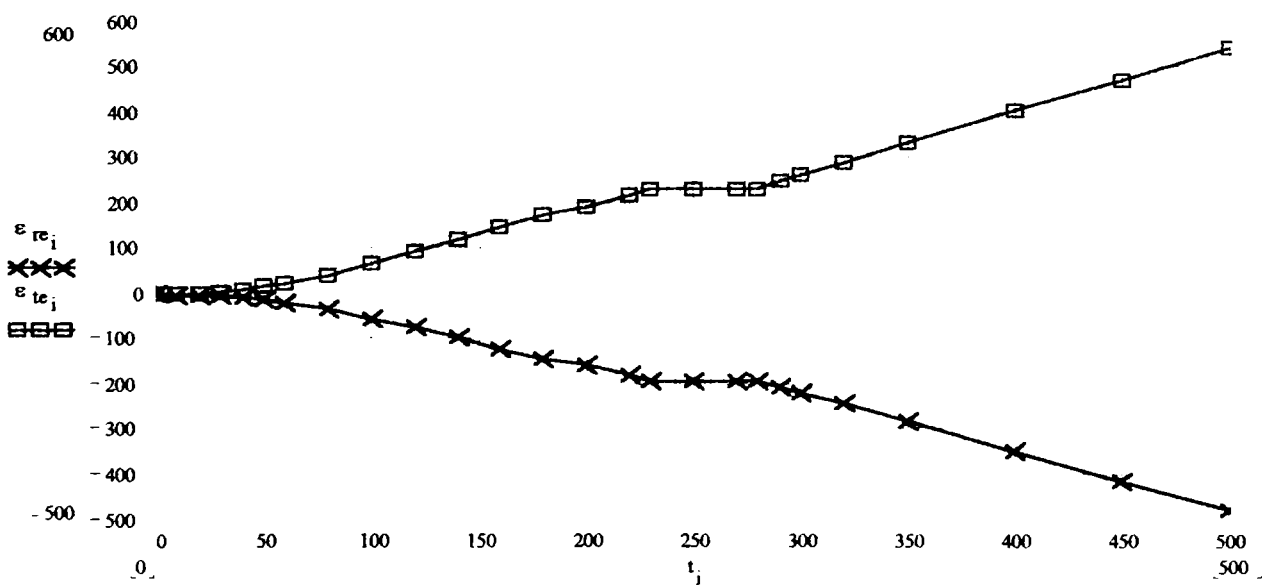


Fig. 5.4.11. Deformația specifică de fluaj, (radială- ϵ_{re} , și circumferențială ϵ_{te}), pentru fibrele exterioare.

-evoluția în timp a tensiunilor prezintă următoarele particularități:

a)- pentru fibrele interioare:-tensiunea circumferențială, σ_{ti} , scade de la 6.37 MPa la $t=0\text{h}$, la 4.48 MPa la $t=500\text{h}$, (pentru $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$, σ_{ti} crește de la -3.33 la 4.02 MPa, pentru $\Delta T=10^{\circ}\text{C}$, σ_{ti} crește de la -11.4 la -5.25 MPa, iar pentru $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$, σ_{ti} crește de la -82.1 la -39.1 MPa);

-tensiunea axială, σ_{zi} , scade de la 1.01, la $t=0h$, la 0.39 MPa, la $t=500h$, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{zi} crește de la -12.0 la -0.01 MPa; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{zi} crește de la -26.3 la -13.4 MPa, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{zi} crește de la -124 la -48.6 MPa);

-tensiune radială, σ_{ri} , scade de la -3.0, la $t=0h$, la -3.777 MPa, la $t=500h$, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{ri} evoluează de la -3.00, la $t=0h$, la -3.002 MPa, la $t=500h$, trecând printr-un maximum de -2.408 MPa la $t=60h$; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{ri} crește de la -3.12 la -1.919 MPa, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{ri} crește de la -4.14 la 4.768 MPa);

-tensiunea echivalentă, σ_{hi} , scade de la 8.13, la $t=0h$, până la un minimum de 6.37, la $t=90h$, după care crește până la 7.15 MPa, la $t=500h$, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{hi} scade rapid de la 12.8, la $t=0h$, la 5.90 MPa, la $t=30h$, după care evoluează lent până la 6.10 MPa, la $t=500h$, cu un minimum de 5.43 MPa la $t=120h$; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{hi} scade continuu de la 20.3, la 10.2 MPa, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{hi} scade continuu de la 101.4 la 49.5 MPa);

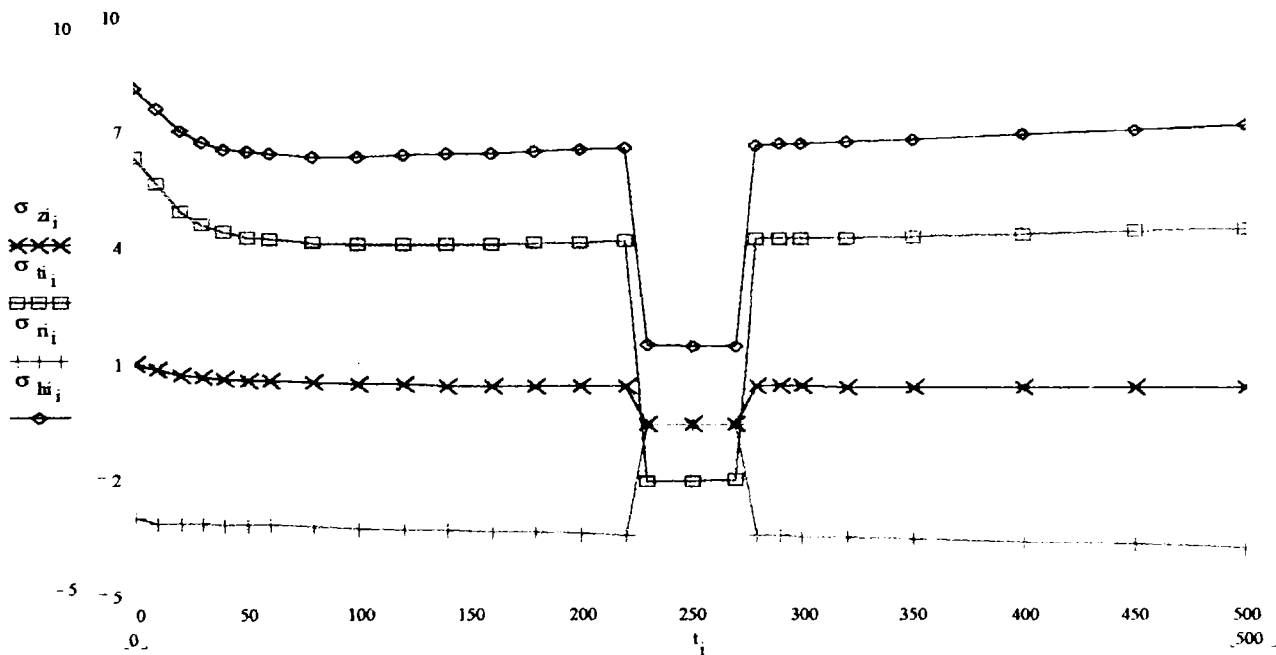


Fig.5.4.12. Variația tensiunilor din fibrele interioare.

b)- pentru fibrele exterioare:

-tensiunea circumferențială, σ_{te} , crește de la 3.37 MPa, la $t=0h$, la 5.25 MPa, la $t=500h$, creșterea mai pronunțată având loc în primele 100 ore, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{te} scade, inițial mai pronunțat, de la 12.4 la 5.25 MPa; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{te} crește, relativ uniform, de la 16.4 la 11.4 MPa, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{te} scade, uniform, de la 68.3 la 40.7 MPa);

-tensiunea axială, σ_{ze} , crește de la 1.01, la $t=0h$, la 2.41 MPa, la $t=500h$, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{ze} evoluează între 2.39, la $t=0h$, și 2.54, la $t=500h$, cu un maximum de 3.03 MPa, la $t=20h$; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{ze} rămâne aproximativ constant pe durata celor 500 ore, și are valoarea de circa 4.50 MPa, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{ze} evoluează între 18.4, la $t=0h$, și 15.95 MPa, la

$t=500h$);

-tensiune radială, σ_{re} , rămâne practic constantă pe durata analizată, fiind insensibilă la încărcările mecanice și termice aplicate (de remarcat că în prezența gradientului termic, $\Delta T=50^\circ C$, inițial tensiunea σ_{re} este mai mică decât zero, $-0.591 MPa$, și crește până la $0.189 MPa$, după 500 ore);

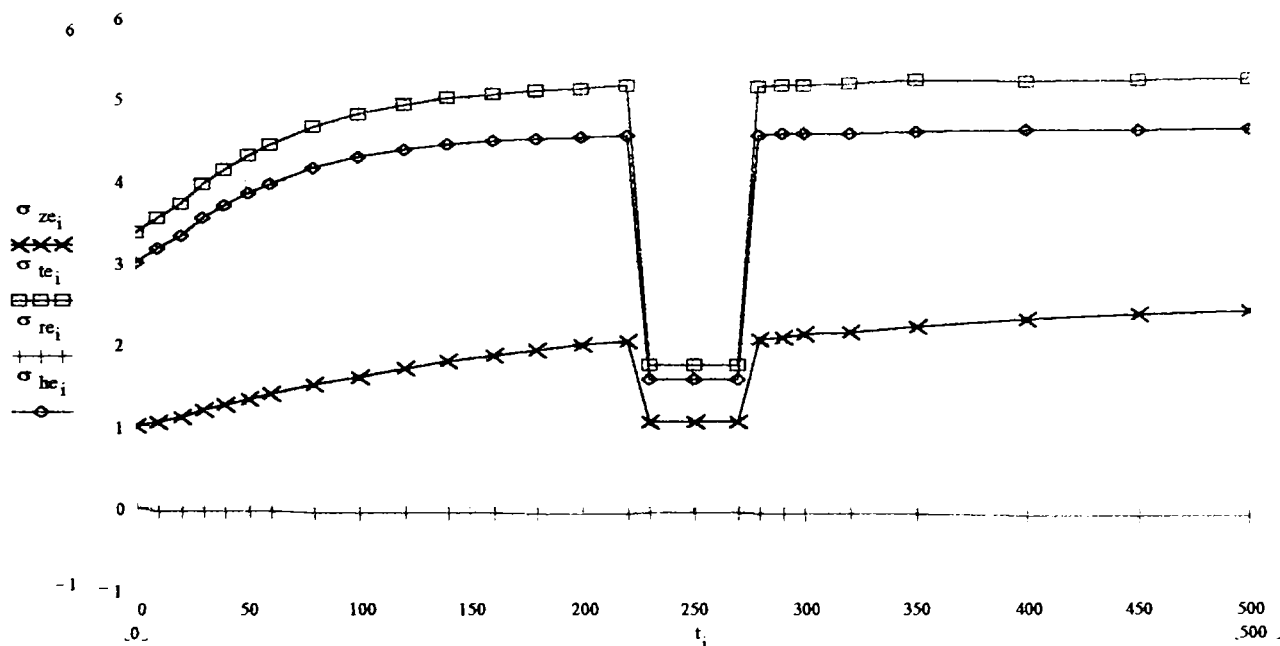


Fig. 5.4.13. Variația tensiunilor din fibrele exterioare.

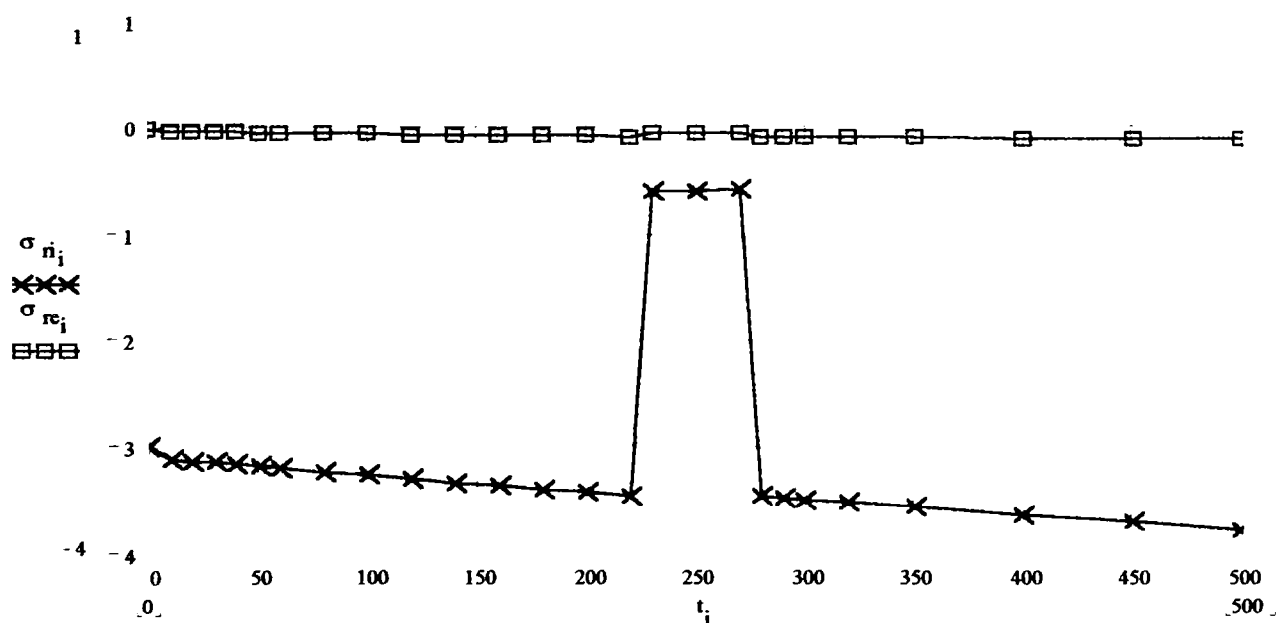


Fig. 5.4.14. Variația tensiunilor pe direcție radială, (σ_{ri} - perete interior; σ_{re} -perete exterior).

-tensiunea echivalentă, σ_{he} , crește, mai pronunțat în primele 80 ore, de la 3.00 , la $t=0h$, până la $4.64 MPa$, la $t=500h$, (pentru $\Delta T=5^\circ C$, σ_{he} scade rapid de la 12.6 , la $t=0h$, la $5.58 MPa$, la $t=60h$, după care evoluează lent până la $4.58 MPa$, la $t=500h$; pentru $\Delta T=10^\circ C$, σ_{he} scade continuu de la 14.8 , la $10 MPa$, iar pentru $\Delta T=50^\circ C$, σ_{he} scade, de la 61.7 la $35.6 MPa$).

Evoluția tensiunilor în timp poate fi urmărită și în Fig.5.4.14.,...,Fig.5.4.17, în care s-au reprezentat, două câte două tensiunile de același tip din fibrele interioare comparativ cu aceleași tensiuni din fibrele exterioare. In aceste grafice se evidențiază și comportarea fiecărei componente a tensiunii în perioada în care încărcarea mecanică, (presiunea interioară), se anulează, (230...250 ore). Grafice similare, pentru cazurile $\Delta T \neq 0$, (5°C , 10°C și 50°C), sunt prezentate în Anexele 5.4.1, 5.4.2 și 5.4.3.

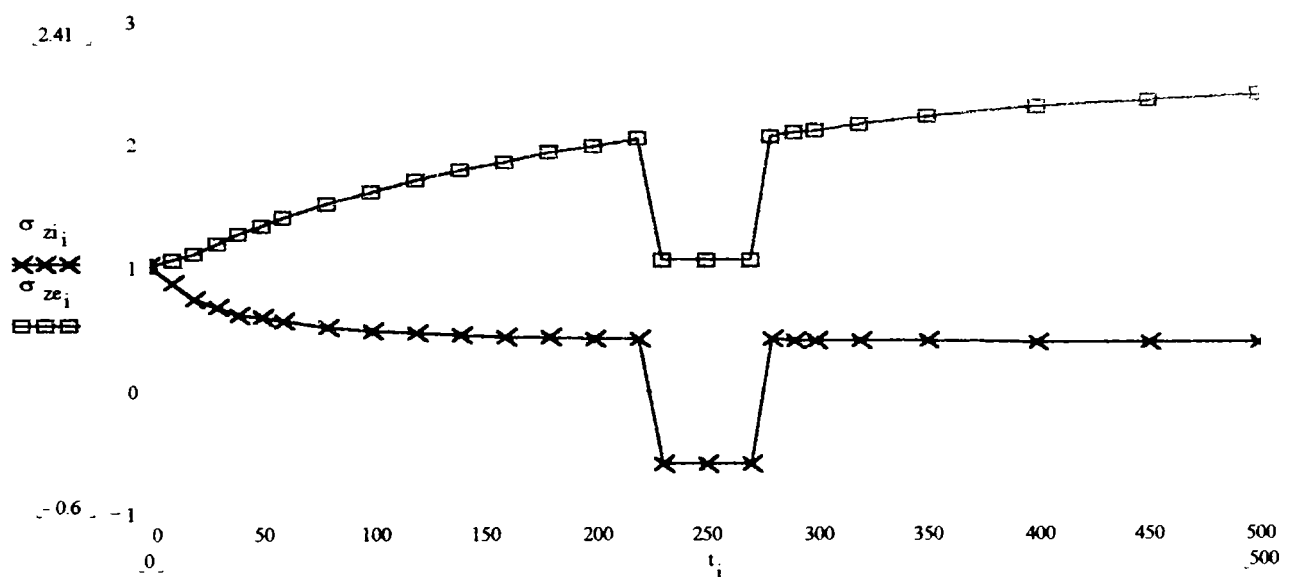


Fig.5.4.15. Variația tensiunilor pe direcție axială, (σ_{zi} -perete interior; σ_{ze} -perete exterior).

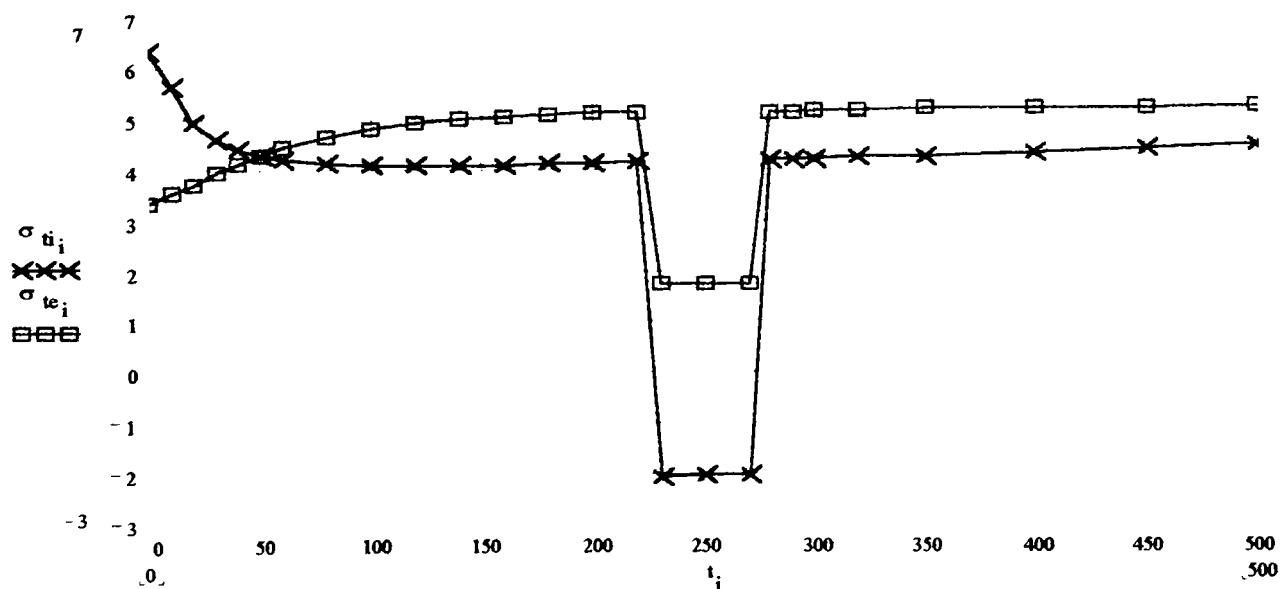


Fig.5.4.16. Variația tensiunilor circumferențiale, (σ_{ti} - perete interior; σ_{te} -perete exterior).

Se constată că în intervalul de timp când $p_i=0$, (230...270 ore), tensiunile nu se anulează, (nici în fibrele interioare și nici în cele exterioare), menținându-se aproape constante la următoarele valori: $\sigma_{ri}=(-0.590...-0.580)$; $\sigma_{zi}=(-0.60...-0.59)$; $\sigma_{ti}=(-2.06...-2.04)$; $\sigma_{hi}=(1.47...1.45)$; $\sigma_{re}=-0.053$; $\sigma_{ze}=1.06$; $\sigma_{te}=(1.76 ...1.75)$; $\sigma_{he}=1.58$, [MPa]. Din Fig.5.4.15 și Fig.5.4.16 se vede că la

anularea presiunii interioare tensiunile pe fibrele peretelui interior, (σ_{zi}, σ_{ti}), devin negative.

Din fişierele de ieşire create de modulul NSTAR al programului COSMOS/M au fost extrase rezultatele prezentate în Tabel 5.4.3, rezultate care se referă la valorile variabilelor deplasare și tensiuni în momentele: $t=0$, (identificate prin indice inferior 0), $t=250$, (indice inferior 2), și $t=500$ ore, (indice inferior 5).

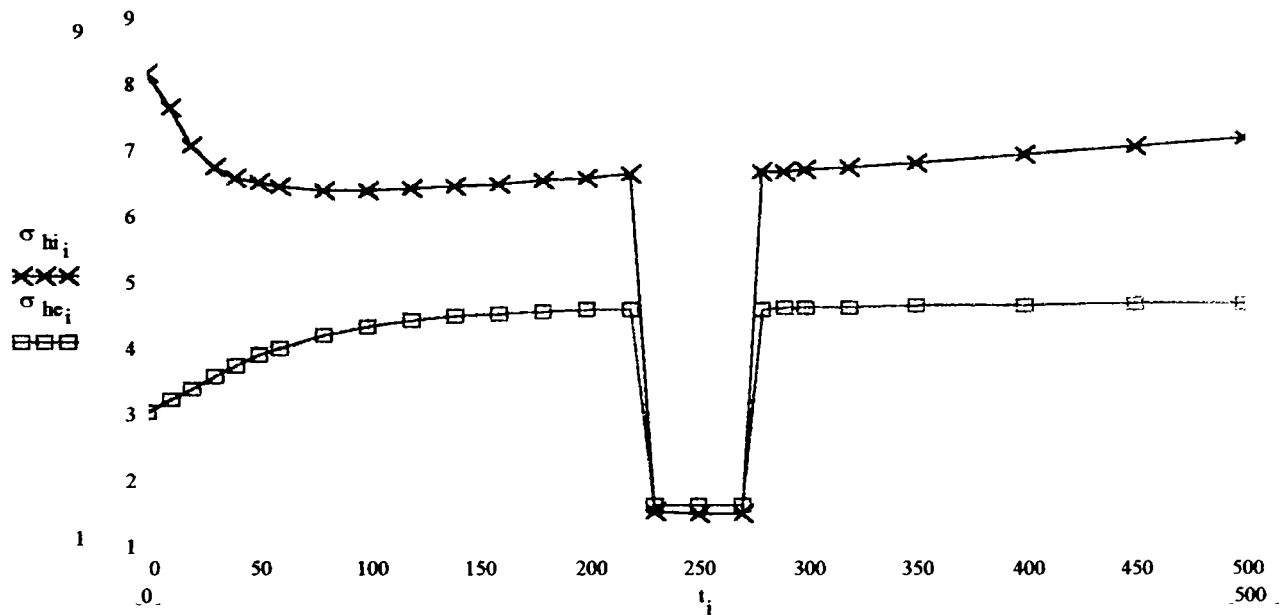


Fig. 5.4.17. Variația tensiunilor echivalente, (Von Mises), (σ_{ri} - perete interior; σ_{re} - perete exterior).

Tabel 5.4.3

Variația în timp a tensiunilor, deplasărilor și deformațiilor specifice, pentru cazul $\Delta T=0^\circ\text{C}$.

r [mm]	d_{r0} ·10 ⁵ [mm]	d_{r2} ·10 ⁵ [mm]	D_{r5} ·10 ⁵ [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{r2} [MPa]	σ_{r5} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{z2} [MPa]	σ_{z5} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{t2} [MPa]	σ_{t5} [MPa]	σ_{h0} [MPa]	σ_{h5} [MPa]
60	303	550	1357	-3.00	-0.94	-4.35	1.013	-0.57	0.41	6.37	-1.71	5.03	8.13	8.12
64	289	512	1274	-2.42	-0.76	-3.62	1.013	-0.35	0.64	5.80	-1.23	4.72	7.15	7.41
68	277	480	1202	-1.96	-0.66	-2.91	1.013	-0.08	0.94	5.33	-0.83	4.61	6.35	6.67
72	267	452	1138	-1.56	-0.60	-2.36	1.013	0.15	1.20	4.94	-0.41	4.71	5.67	6.12
76	258	427	1083	-1.23	-0.56	-1.96	1.013	0.36	1.44	4.61	0.05	4.81	5.10	5.86
80	250	406	1034	-0.95	-0.50	-1.60	1.013	0.53	1.65	4.32	0.46	4.91	4.61	5.64
84	243	388	991	-0.70	-0.43	-1.27	1.013	0.68	1.85	4.08	0.81	5.01	4.19	5.44
88	237	372	952	-0.49	-0.35	-0.96	1.013	0.81	2.02	3.86	1.13	5.11	3.83	5.26
92	231	358	918	-0.30	-0.27	-0.68	1.013	0.91	2.18	3.68	1.41	5.20	3.51	5.10
96	227	345	888	-0.14	-0.19	-0.42	1.013	1.00	2.31	3.52	1.62	5.30	3.24	4.87
100	223	334	861	0.00	-0.05	-0.11	1.013	1.06	2.41	3.37	1.76	5.35	3.00	4.64

Pe baza datelor din Tabelul 5.4.3 s-au trasat curbele de variație ale tensiunilor, σ_r , σ_z , σ_t , σ_h , pentru cele trei momente indicate, (Fig.5.4.18a,b,c), precum și curbele de variație ale deplasărilor radiale, d_r , (Fig.5.4.18d).

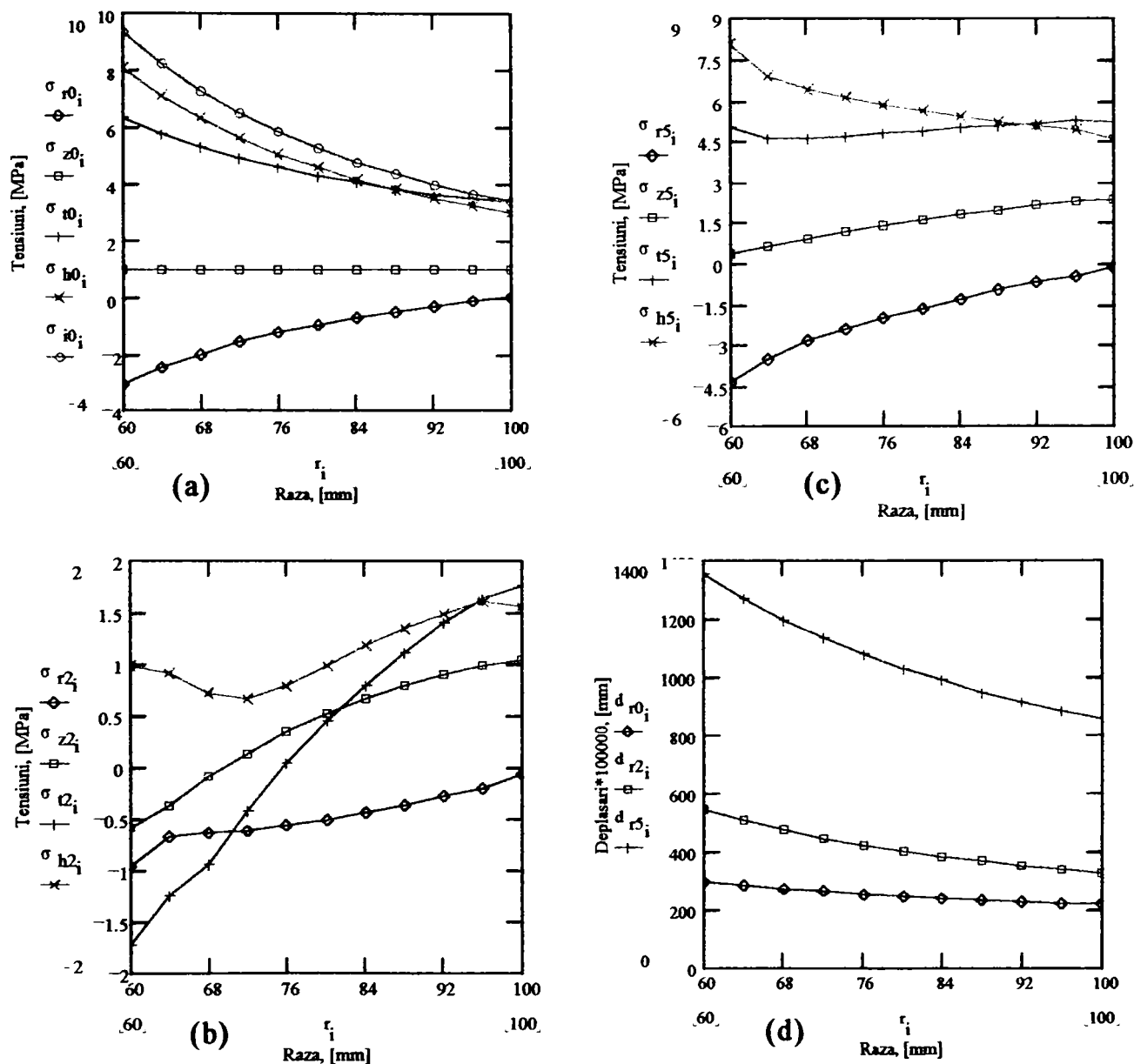


Fig.5.4.18. Tensiuni și deplasări pe grosimea peretelui

Comparând distribuțiile date în Fig.5.4.18a și 5.4.18c se remarcă o redistribuire a tensiunilor datorată fluajului, mai accentuată în cazul tensiunilor σ_z și σ_t . Fig.5.4.18d evidențiază creșterea continuă a deplasărilor radiale, mai pronunțată pe peretele interior, (raportul $d_{ri5}/d_{ri0} = 1357/303 = 4,48$, în timp ce $d_{re5}/d_{re0} = 3.86$). De asemenea din figură se vede că până la anularea presiunii se acumulează o deplasare radială care depășește de aproape două ori deplasarea inițială, ($d_{ri2}/d_{ri0} = 550/303 = 1,815$; $d_{re2}/d_{re0} = 334/223 = 1,5$).

Redistribuirea tensiunilor, prin fluaj, se evidențiază mai ușor în Fig.5.4.19, în care s-au reprezentat tensiunile de același tip pe grafice separate. Dacă σ_r și σ_h au aproape aceeași alură, se

modifică puțin, σ_z și σ_t suferă modificări de esență. Astfel σ_z , care inițial era constantă, și egală cu 1.013MPa, după 500 ore ajunge la valorile: 0.41MPa, la interior, și 2.41MPa, la exterior. Valoarea tensiunii axiale pe peretele exterior, după 500 ore este de 5,88 ori mai mare decât tensiunea axială de pe peretele interior. Curba σ_t își schimbă alura devenind o curbă aproape orizontală. Valoarea σ_{te} devine mai mare decât σ_{ti} , (5,25 față de 5.03), în timp ce inițial $\sigma_{ti}=6,37$ iar $\sigma_{te}=3.37$ MPa. Ca urmare a modificărilor tensiunilor σ_z și σ_t , tensiunea echivalentă, σ_h , se uniformizează astfel că dacă inițial, între cei doi pereți, raportul tensiunilor era: $\sigma_{hi}/\sigma_{he}=8,13/3=2,71$, după 500 ore, același raport este: $8,12/4,64=1,75$.

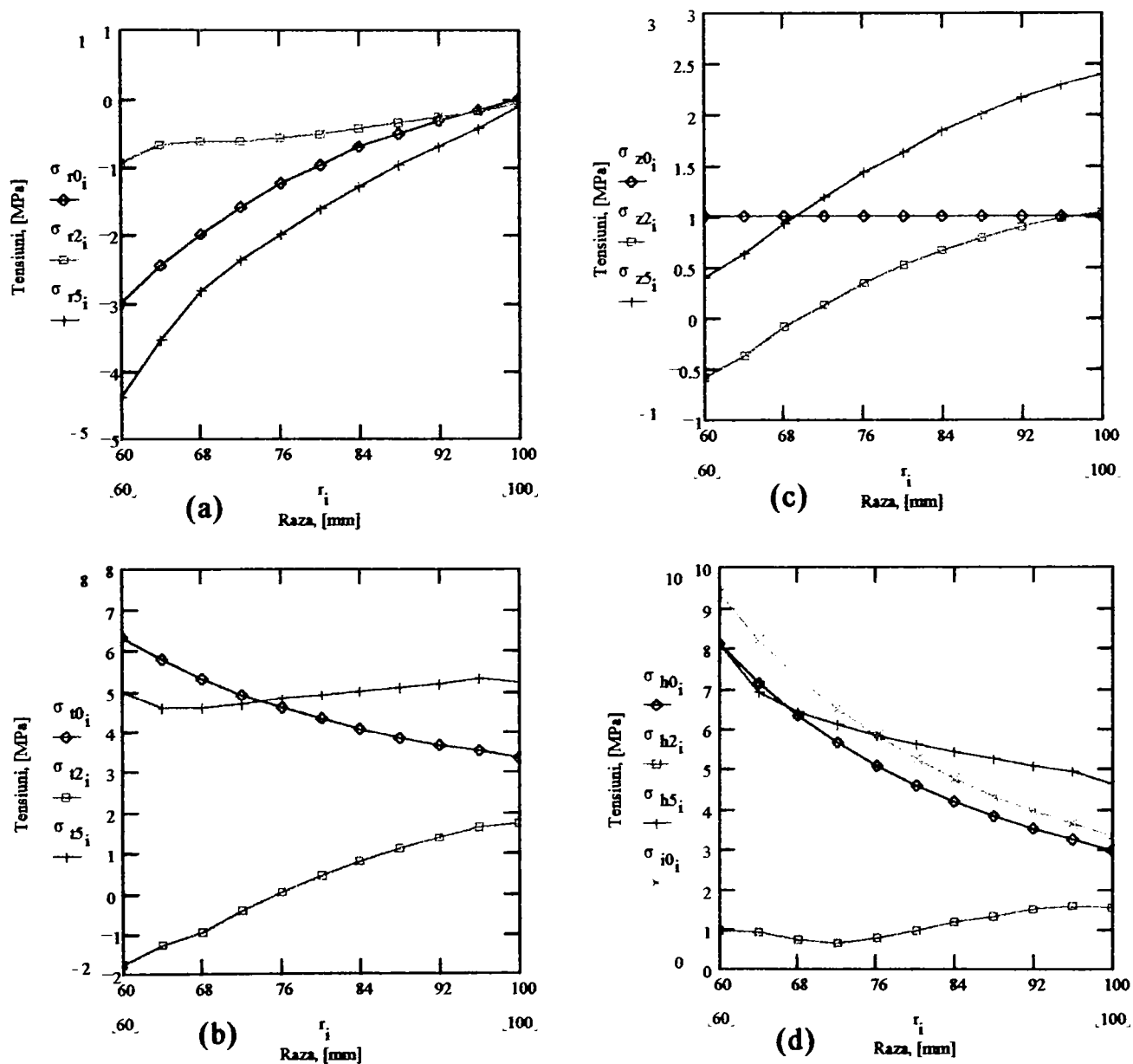


Fig.5.4.19. Redistribuirea tensiunilor pe grosimea peretelui.

Tensiunile remanente, evidențiate la anularea sarcinii exterioare, sunt reprezentate grafic în Fig.5.4.18b și Fig.5.4.19, pentru $t=250$ ore, pe grosimea peretelui. Se constată că:

$-\sigma_r$ nu se anulează, rămâne negativă și maximă în modul pe peretele interior: $\sigma_{ri}=-0.94$ MPa;

- σ_z ia valorile: -0,57, la interior, și 1,06 MPa, la exterior;
 - σ_t ia valorile: -1,71, la interior, și 1,76 MPa, la exterior;
 -tensiune echivalentă, σ_h , ia valori între 1MPa, la interior, și 1.58Mpa, la exterior, atingând un minimum de 0,68 la $r=72$ mm, și un maximum de 1,62MPa, la $r=96$ mm.

Influența gradientilor de temperatură asupra distribuțiilor tensiunilor și deplasărilor pe grosimea peretelui se poate deduce din Anexele 5.4.4, 5.4.5 și 5.4.6, în care sunt date tabele conținând valori similare celor din Tabelul 5.4.3, și sunt reprezentate grafic curbele tensiunilor și deplasărilor, inclusiv a componentelor datorate temperaturii, (notate cu indice inferior θ). Se remarcă faptul că la creșterea diferenței de temperatură între pereții tubului, tensiunile datorate încărcărilor mecanice se pot neglija în raport cu tensiunile datorate temperaturii. Astfel pentru $\Delta T=50^\circ\text{C}$:

- $\sigma_{r0,\min}=-11,4$ MPa, din care -10,1 MPa reprezintă tensiunea datorată temperaturii, $\sigma_{r\theta}$;

- $\sigma_{z0,\min}=-130$ MPa, în timp ce $\sigma_{z\theta}=-131$ MPa;

- $\sigma_{t0,\min}=-77,3$ MPa, în timp ce $\sigma_{t\theta}=-83,6$ MPa.

Pentru peretele interior tensiunile se modifică, după 500 ore, astfel:

- σ_r , de la -3,08 MPa, la 10,1 MPa, deci o creștere de 428%;

- σ_z , de la -130 MPa, la -52,6 MPa, deci o reducere de 247%;

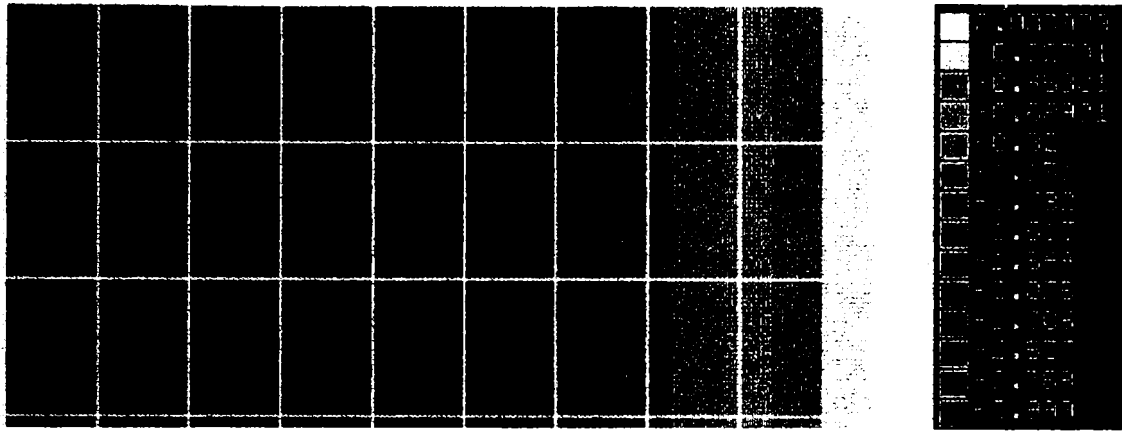
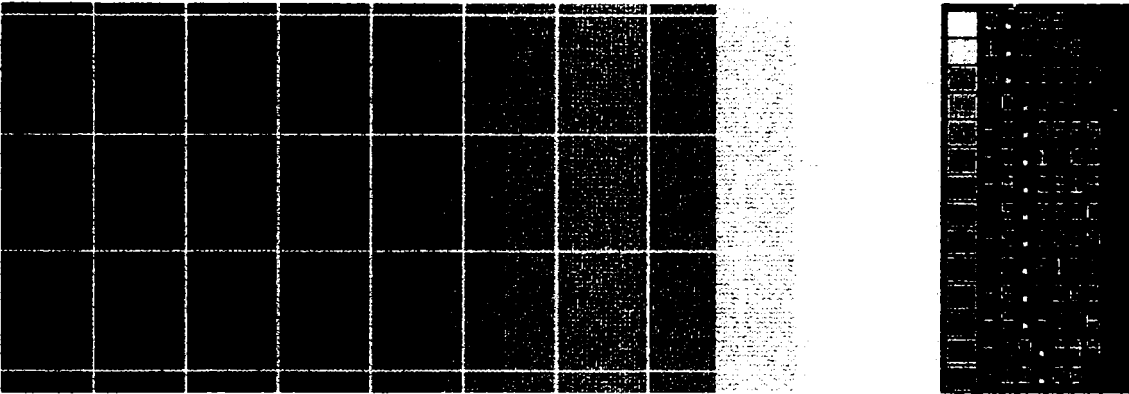
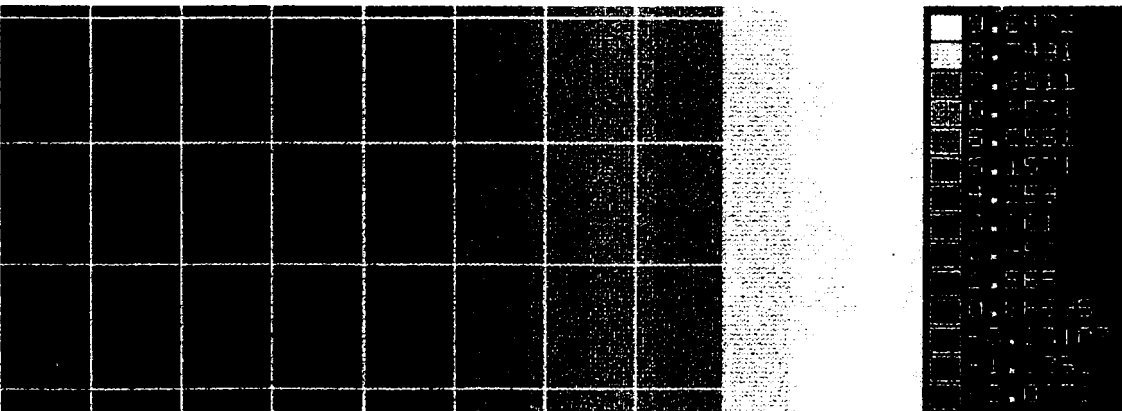
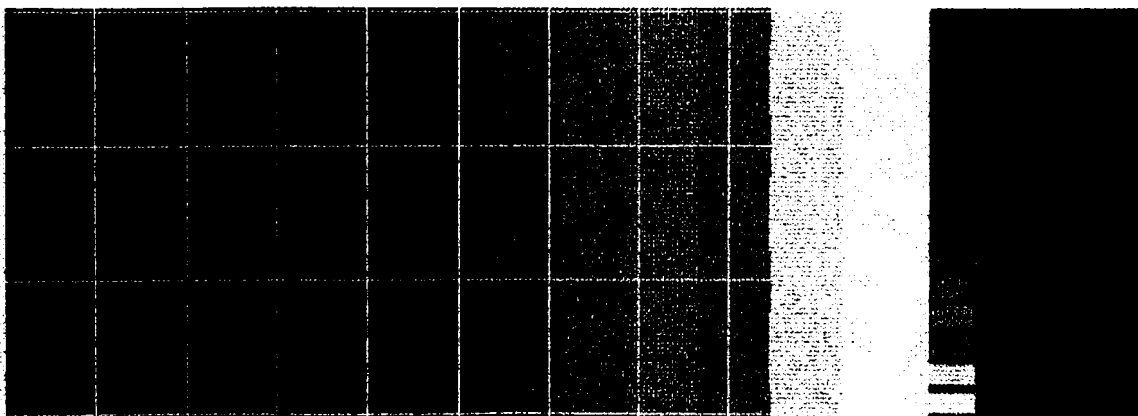
- σ_t , de la -77,3, la -42,8 MPa, deci o reducere de 181%;

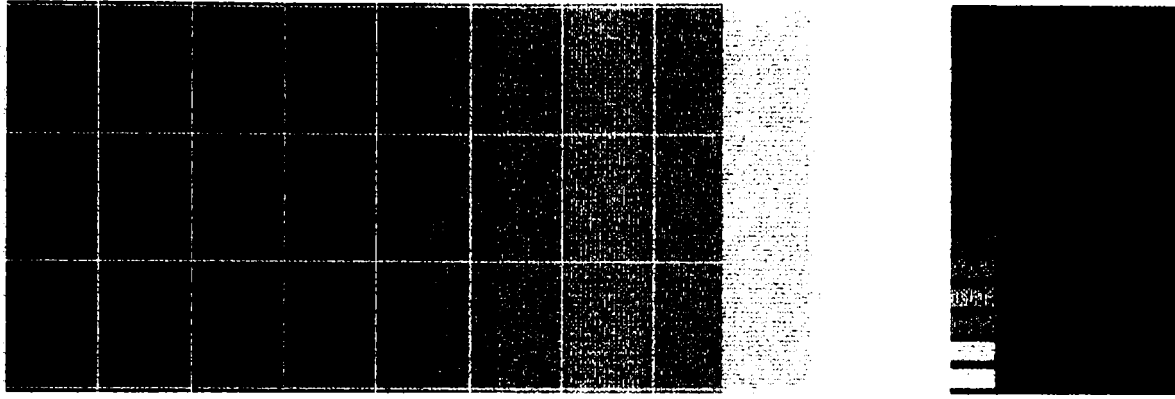
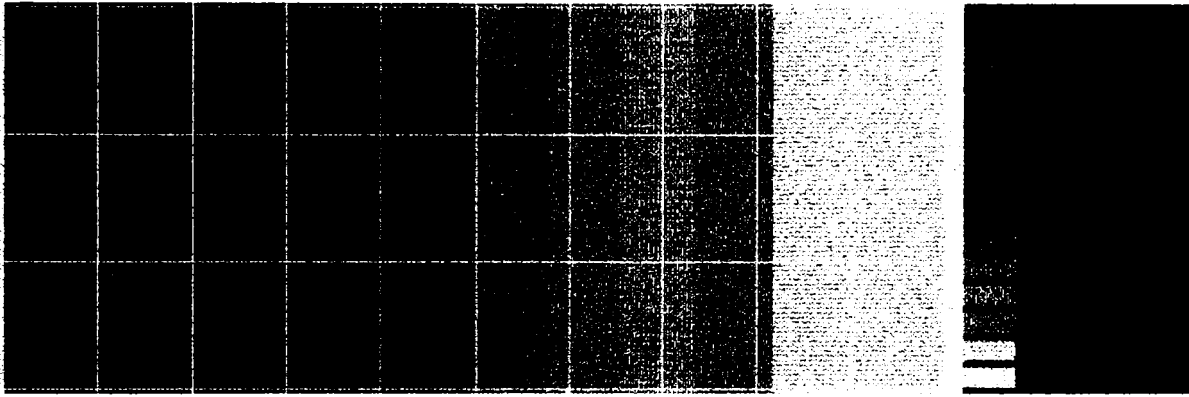
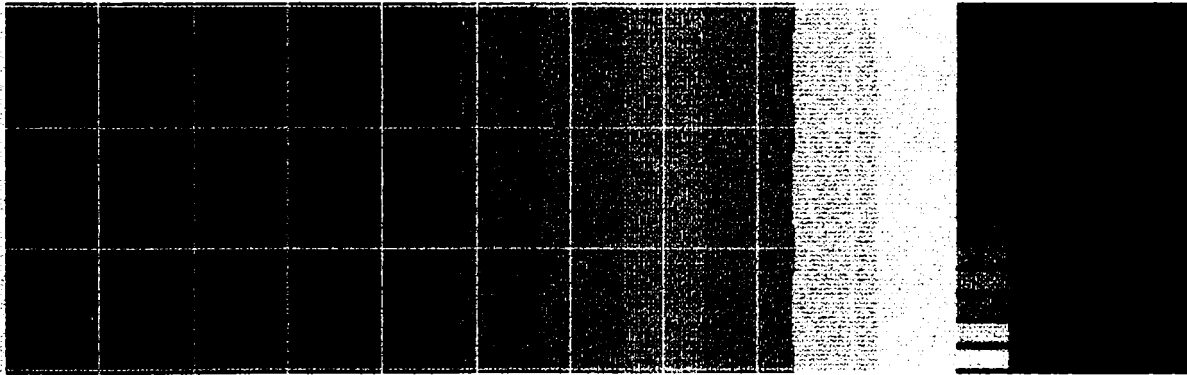
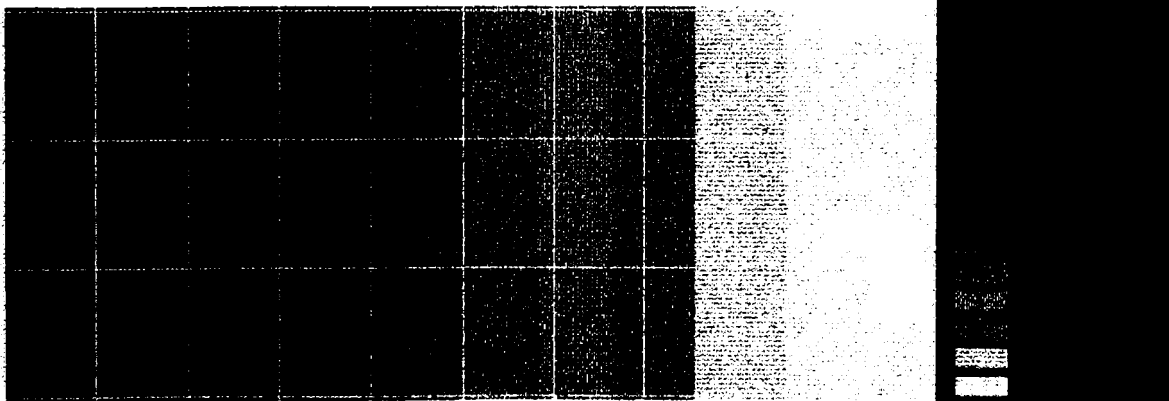
- σ_h , de la 110 MPa, la 58,4 MPa, deci o micșorare cu 188%.

Curbele deplasărilor pe direcție radială își schimbă și ele aspectul, îndeosebi la valori mari ale lui ΔT . Astfel dacă pentru $\Delta T=5^\circ\text{C}$, curba d_r , la $t=0\text{h}$, crește de la interior spre exterior, după 500 ore, curba devine descrescătoare, ca și în absența diferenței de temperatură. Pentru $\Delta T=10^\circ\text{C}$ și $\Delta T=50^\circ\text{C}$, însă curbele d_r devin crescătoare, de la interior spre exterior, (și la $t=0$ și la $t=500$ ore), și prezintă un maximum la valori ale razei din ce în ce mai apropiate de peretele exterior, pe măsura creșterii lui ΔT .

În ceea ce privește distribuția benzilor de egală tensiune, s-a constatat că, pentru porțiunea de tub analizată, decupată din zona mediană a unui tub lung închis la capete, și pentru condițiile de rezemare considerate, se confirmă faptul că starea de tensiune este una triaxială principală, indiferent de momentul în care se face analiza, și indiferent de valoarea gradientului termic admis între pereții tubului., sunt reprezentate distribuțiile tensiunilor, în benzi de egală tensiune, pentru cazul $\Delta T=5^\circ\text{C}$, (la $t=0\text{h}$, $t=250\text{h}$ și $t=500\text{h}$). Din aceste figuri se confirmă uniformitatea stării de tensiune pe lungimea tubului, precum și redistribuirea tensiunilor pe grosimea peretelui și atenuarea vârfurilor de tensiune datorită fluajului.

Rezultatele obținute sunt conforme cu cele prezentate în [105], pentru fluajul staționar al

Fig.5.4.20. $\sigma_r, la t=0h.$ Fig.5.4.21. $\sigma_z, la t=0h.$ Fig.5.4.22. $\sigma_t, la t=0h.$ Fig.5.4.23. $\sigma_z, la t=25h.$

Fig.5.4.24. $\sigma_t, la t=25h.$ Fig.5.4.25. $\sigma_r, la t=50h.$ Fig.5.4.26. $\sigma_z, la t=50h.$ Fig.5.4.27. $\sigma_u, la t=50h.$

unui tub cu pereți groși cu $b/a=2$, și indicele de fluaj, $m=3$, solicitat la presiune interioară, rezultate calculate cu relațiile 5.1.12. Și autorul citat remarcă fenomenul de redistribuire a tensiunilor, mai pregnant pentru tensiunile circumferențială și axială, și aproape nesemnificativ pentru tensiunea radială. Aceasta din urmă tinde spre o distribuție liniară, pe grosimea peretelui, pentru indici de fluaj, m , tinzând la infinit.

CAPITOLUL 6.

**ÎNCERCĂRI EXPERIMENTALE EFECTUATE ASUPRA A DOUĂ
OȚELURI FERITICE, ÎN VEDEREA EVALUĂRII COMPORTĂRII
MECANICE LA TEMPERATURI RIDICATE.**

6.1. Influența temperaturii asupra caracteristicilor mecanice de scurtă durată .

Pentru oțelul feritic A42C, de fabricație franceză după normele N.F.A.-36-705, utilizat în construcția țevilor cazanului de regenerare a sărurilor sodice din dotarea CFCH Dej, s-au efectuat încercări experimentale și analize metalografice după trei perioade de exploatare, și anume: 61.000, 75.700 și 100.000 ore. Pentru oțelul OAT-1, STAS 2881-51, destinat fabricării țevilor care lucrează la temperaturi ridicate, încercările și analizele s-au efectuat pentru materialul utilizat timp de 100.000 de ore, la aceeași întreprindere.

Compoziția chimică a oțelului A42C a fost determinată și este prezentată în Tabelul 6.1., iar cea a oțelului OAT-1, în Tabelul 6.2, tabele în care sunt specificate și valorile impuse de standardele naționale, [132],[135].

Tabelul 6.1

	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Cu	Ni	V
	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
61.000 ore	0,20	0,18	0,61	0,021	0,037	0,07	-	-	-	-
75.700 ore	0,19	0,16	0,75	0,014	0,014	0,03	-	-	0,04	0,01
100.000 ore	0,12	0,11	0,42	0,005	0,025	0,06	0,02	0,013	0,09	0,01
Prescripții	max 0,23	max 0,40	min 0,35	max 0,05	max 0,05	max 0,30	-	-	-	-

Tabelul 6.2

	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni
	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]	[%]
100.000 ore	0,12	0,17	0,50	0,005	0,025	0,06	0,02	0,09
Prescripții	0,08- 0,15	max 0,35	0,50- 0,80	max 0,04	max 0,04	-	0,30- 0,50	-

Pentru ambele oțeluri s-au efectuat analize metalografice în vederea evidențierii modului în care este afectată compoziția chimică dar mai ales structura metalografică, în urma utilizării la temperaturi ridicate. Determinarea cantității procentuale a elementelor care intră în compoziția

chimică a oțelurilor s-a făcut prin metoda spectrală și a evidențiat înscrierea în limitele prevăzute de STAS 2881-51 și de normele franceze N.F.A.-36-705, [132], în pofida alterării compoziției chimice, chiar și după 100.000 de ore de exploatare.

Examinările metalografice s-au efectuat pe epruvete prelevate atât după direcția de laminare longitudinală, cât și pe direcție transversală, respectându-se prevederile STAS 4203-74,[136]. Investigațiile microscopice au urmărit punerea în evidență a morfologiei transformărilor de fază din material, determinarea dimensiunii grăuntelui de austenită, a eventualelor fenomene de oxidare sau decarburare și altor defecte structurale. Pentru cercetări s-au utilizat un microscop optic Epityp 2 și un microscop electronic prin transmisie BS-613 Tesla.

Din examinările efectuate pentru A42C au reieșit următoarele:

- granulația oțelului peretelui conductei este fină, corespunzătoare punctajului 9-10 după STAS 5490-70,[137], Fig.6.1a;

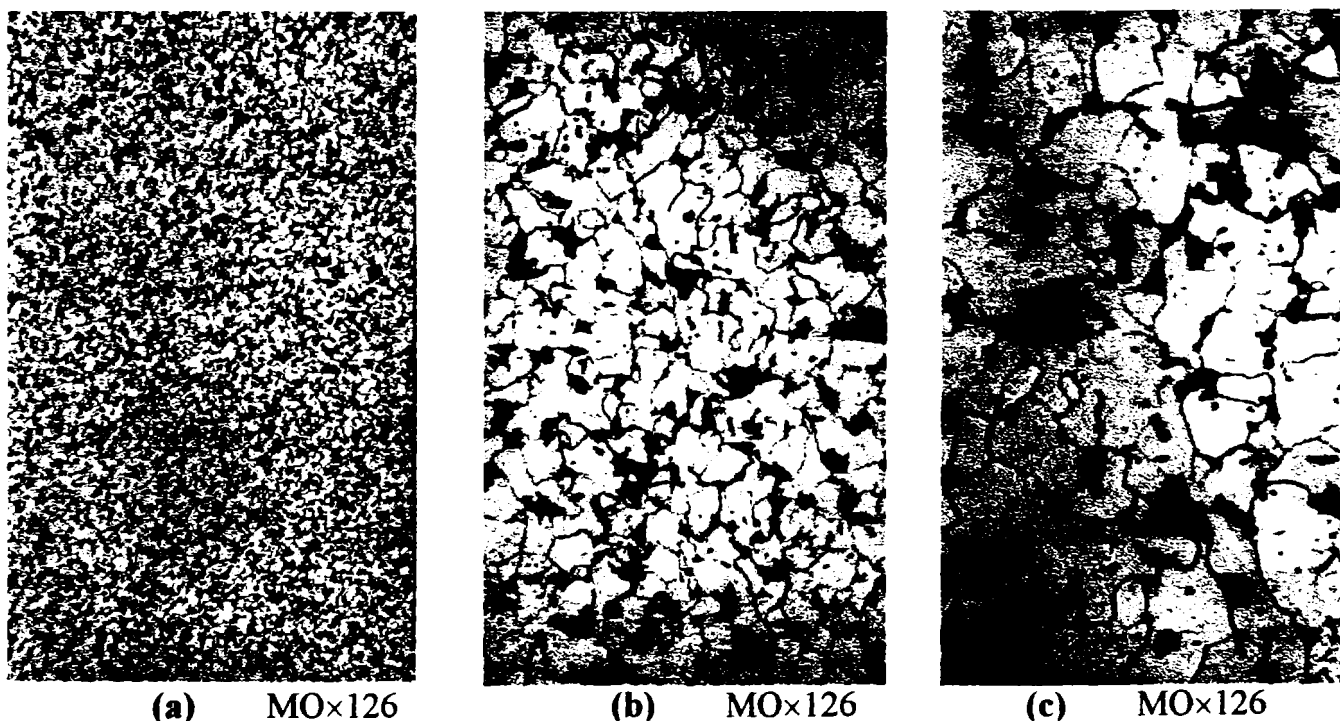


Fig.6.1. Metalografii efectuate pe oțelul A42C utilizat 100.000 ore la 450°C și 40 atmosfere:

a)- microscopie optică cu mărire de 126 ori,(MO×126); b)- MO×500; c)- MO×1000.

- microstructura este alcătuită din ferită+ bainită+ mici cantități de perlită + carburi ale elementelor de aliere dispuse sub formă peliculară pe marginea grăunților, (Fig.6.1b. și c- microscopie optică și respectiv Fig.6.2-microscopie electronică);

- fenomenele de separare și coagulare a carburilor sunt mai pronunțate pe zona interioară a peretelui conductei;

- nu se semnaleză fenomene de oxidare sau decarburare.

Se poate concluziona, pentru ambele oțeluri, că deoarece în structura materialelor se mai păstrează o cantitate suficientă de bainită și perlită, fapt care conferă bune caracteristici

mecanice, iar matricea feritică are o granulație fină și pe limitele dintre grăunți separările de carburi nu au caracter generalizat, materialele pot fi exploatate și în continuare la parametri nominali specifici fiecărui tip de oțel, (430°C și 40 atm.-A42C, respectiv 470°C și 40 atm.-OAT-1).



Fig.6.2. Metalografie electronică, (ME×3000), efectuată pe oțelul A42C, utilizat 100.000 ore la 430°C și 40 atmosfere

Încercările la tracțiune s-au efectuat conform STAS 200-87 și STAS 6638-87 pe epruvete având forma și dimensiunile prescrise de standardele citate. S-a utilizat o mașină de încercat de 100 kN de fabricație Werkstoffprüfmaschinen Leipzig și un cuptor electric de fabricație Amsler-Elveția. Deformațiile au fost măsurate cu două comparatoare montate pe un extensometru Amsler. Pe baza încercărilor efectuate s-au determinat următoarele caracteristici mecanice:

- limita de curgere convențională: $R_{p0,2}$;
- rezistența la rupere, R_m ;
- alungirea la rupere, A_5 ;
- gătuirea la rupere, Z .

Încercările s-au efectuat la temperatura ambiantă, (20°C), și la câteva temperaturi situate în vecinătatea temperaturii de exploatare. Astfel pentru A42C temperaturile de încercare au fost: 150, 300, 325, 350, 375, 400, 430 și 450°C. Pentru fiecare epruvetă încercată, determinarea caracteristicii $R_{p0,2}$ s-a făcut pe baza diagramei forță-alungire, (F-Δl), trasată cu valorile experimentale obținute prin metoda fără descărcări, conform STAS 6638-80. Întrucât după depășirea limitei de curgere deformațiile capătă valori foarte mari, extensometrele se demontează și încercările continuă până la ruperea epruvetei, când se citește forța maximă pe baza căreia se calculează rezistența la rupere, R_m . Pentru fiecare din cele 5×9 epruvete s-au calculat gătuirea la rupere, Z [%], și alungirea la rupere, A_5 [%]. Pentru

exemplificare în Fig.6.3 se prezintă curbele caracteristice obținute la temperaturile de 20, 350, 375, 400, 430 și 450°C, curbe rezultate ca o medie a 5 încercări efectuate la fiecare temperatură. În același timp, cu ajutorul acestor curbe s-a stabilit variația modului de elasticitate longitudinal, E , cu temperatura, (Fig.6.4).

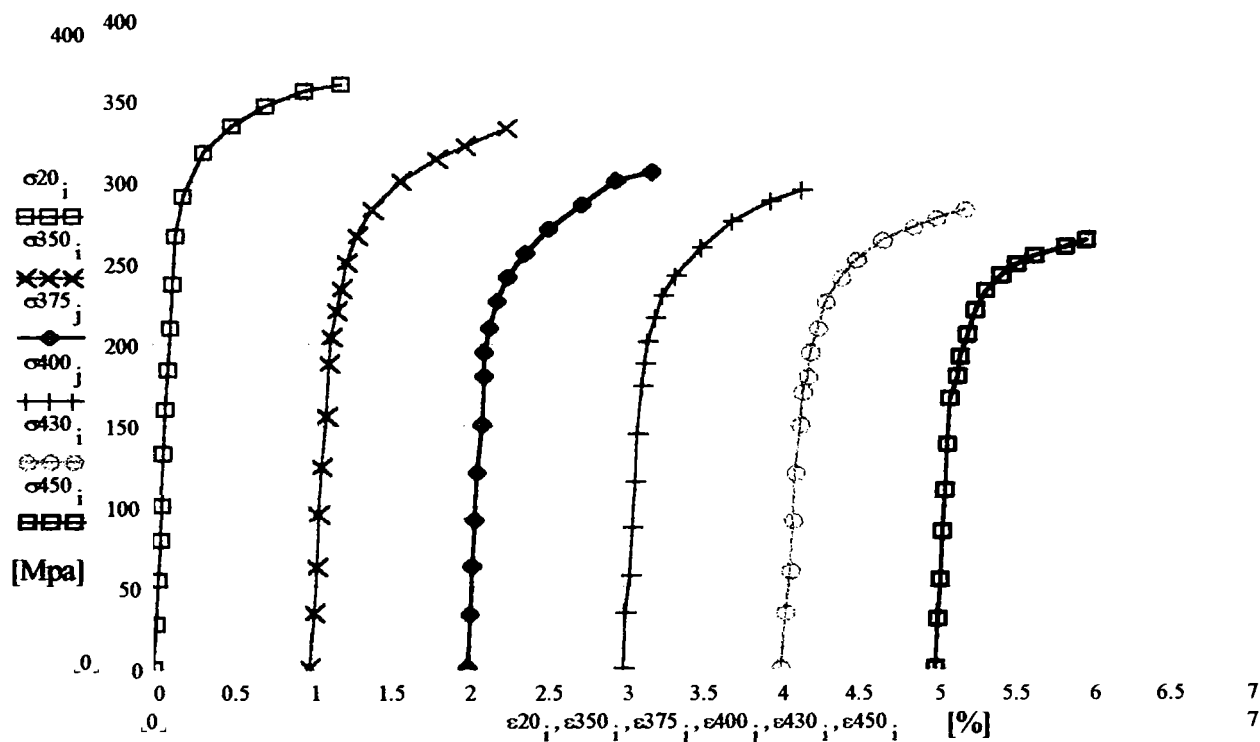


Fig.6.3. Curbe caracteristice medii trasate pentru diverse temperaturi.

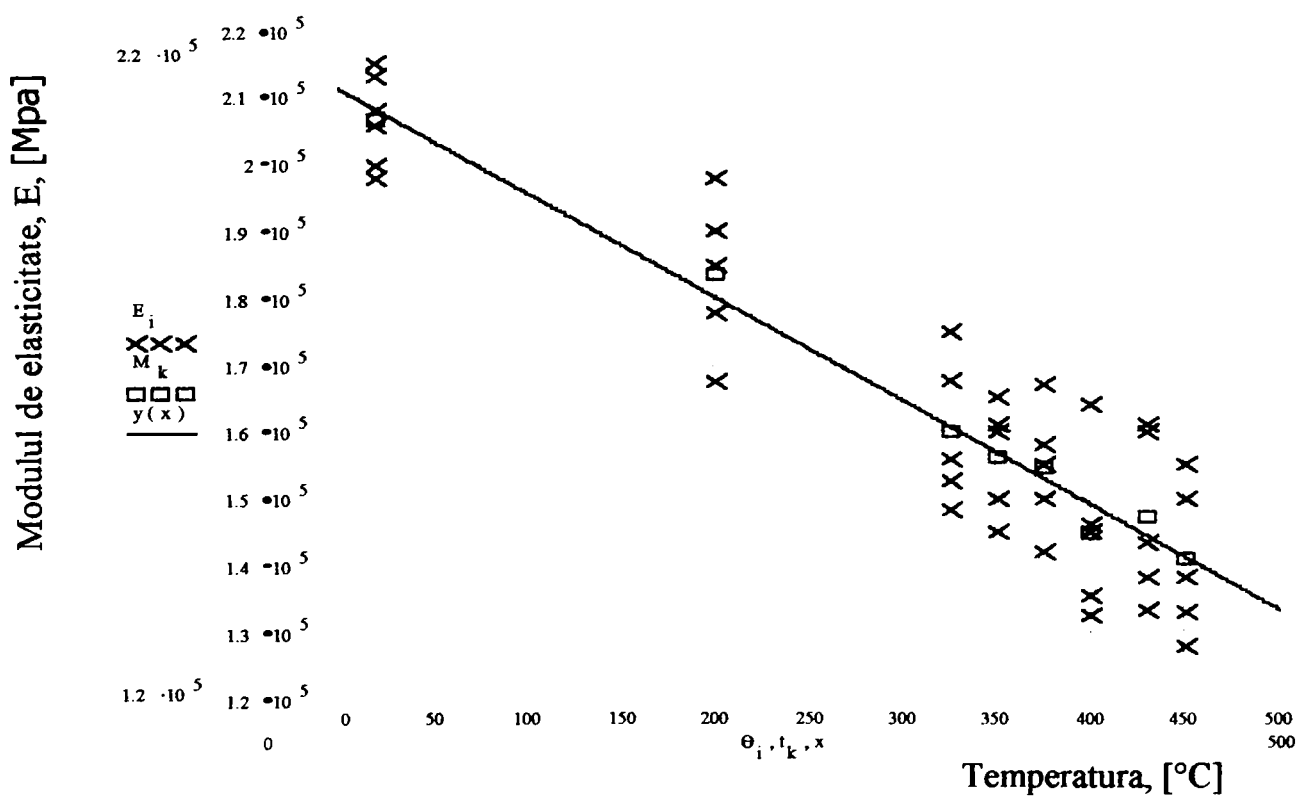


Fig.6.4. Variația modului de elasticitate cu temperatura, (E_i = valori măsurate; M_k = valori medii calculate; $y(x)$ =dreapta de regresie).

Variația caracteristicilor mecanice de scurtă durată cu temperatura este prezentată în Fig.6.5- pentru A42c și respectiv în Fig.6.6- pentru OAT-1, în ambele cazuri analizându-se doar materialul utilizat timp de 100.000 ore.

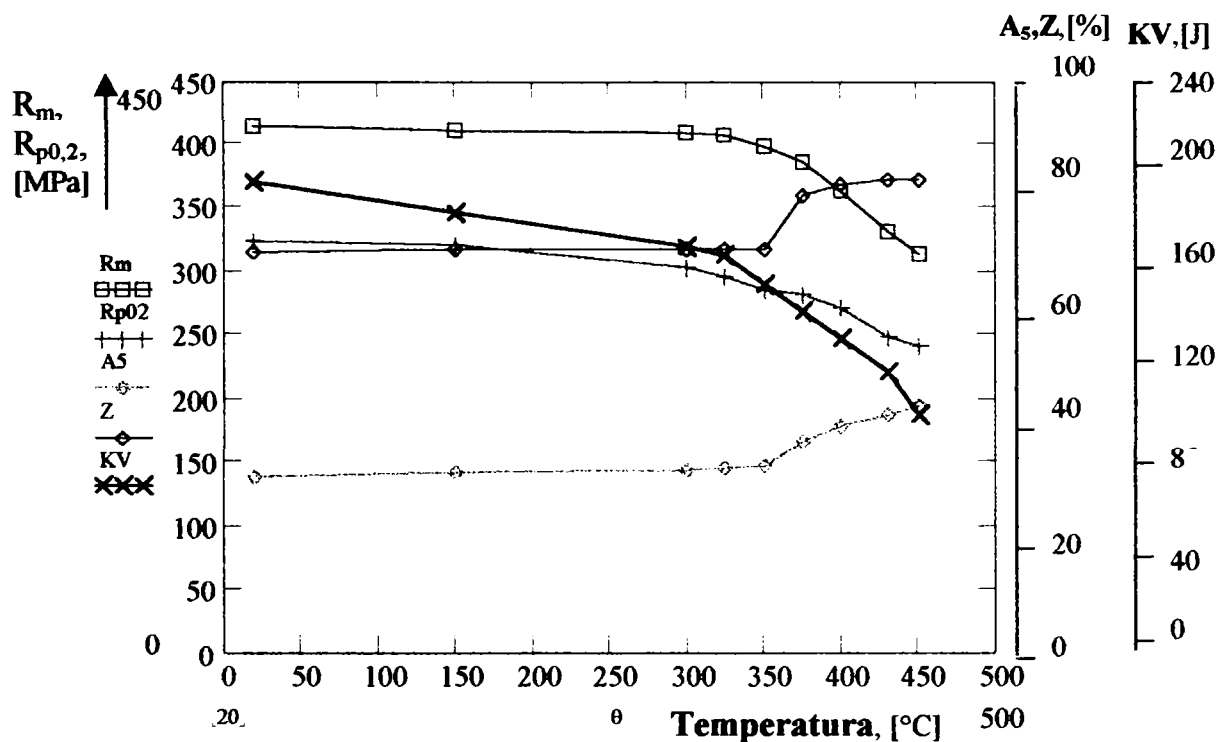


Fig.6.5. Variația caracteristicilor mecanice de scurtă durată cu temperatura, pentru oțelul A42C.

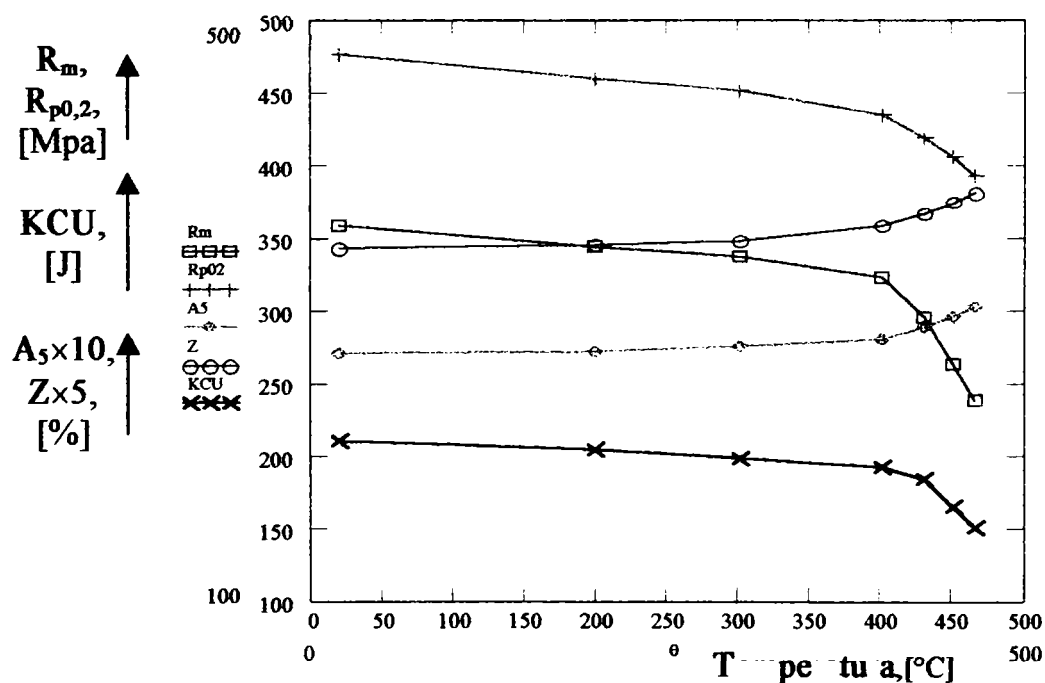


Fig.6.6. Variația caracteristicilor mecanice de scurtă durată cu temperatura, pentru oțelul OAT-1.

În nomograma din Fig.6.5, pentru A42C este reprezentată și variația rezistenței la

încovoiere cu șoc, K_V , mărime care la fel ca și celelalte caracteristici de rezistență, $R_{p0,2}$ și R_m , scade cu temperatura. Se constată că după depășirea temperaturii de circa 325°C , scăderea acestor mărimi se accelerează.

Încercările la încovoiere cu șoc s-au efectuat conform STAS 7511-81 pe epruvete Charpy V, cu un ciocan Charpy având energia potențială inițială $W_0 = 300$ [J]. Pentru ambele oțeluri se constată creșterea caracteristicilor de deformație, Z și A_5 , cu temperatura.

În cazul oțelului OAT-1, încercările s-au efectuat la temperaturile: 20, 200, 300, 400, 430, 450 și 465°C . Pe nomograma din Fig.6.6 este prezentată variația cu temperatura a rezilienței, KCU. Și această caracteristică scade cu creșterea temperaturii.

6.2. Încercări pentru determinarea caracteristicilor de fluaj.

6.2.1. Încercări de fluaj asupra oțelului A42C.

Încercările au vizat pe de o parte trasarea curbelor de fluaj pentru o serie de temperaturi: $\theta = 430, 440, 450, 465$ și 475°C , la trei nivele ale tensiunii inițiale: $\sigma_0 = 145, 160$ și 180 [Mpa], iar pe de altă parte stabilirea rezistenței de durată, $\sigma_{R/t}$, pentru diferite temperaturi. Încercările au fost executate conform STAS 8894-71, la o mașină de încercat la fluaj cu trei posturi, tip ZST 3/2. Măsurarea deformațiilor suferite în procesul de fluaj a fost realizată cu un extensometru mecanic, citirea făcându-se cu un microscop spiral.

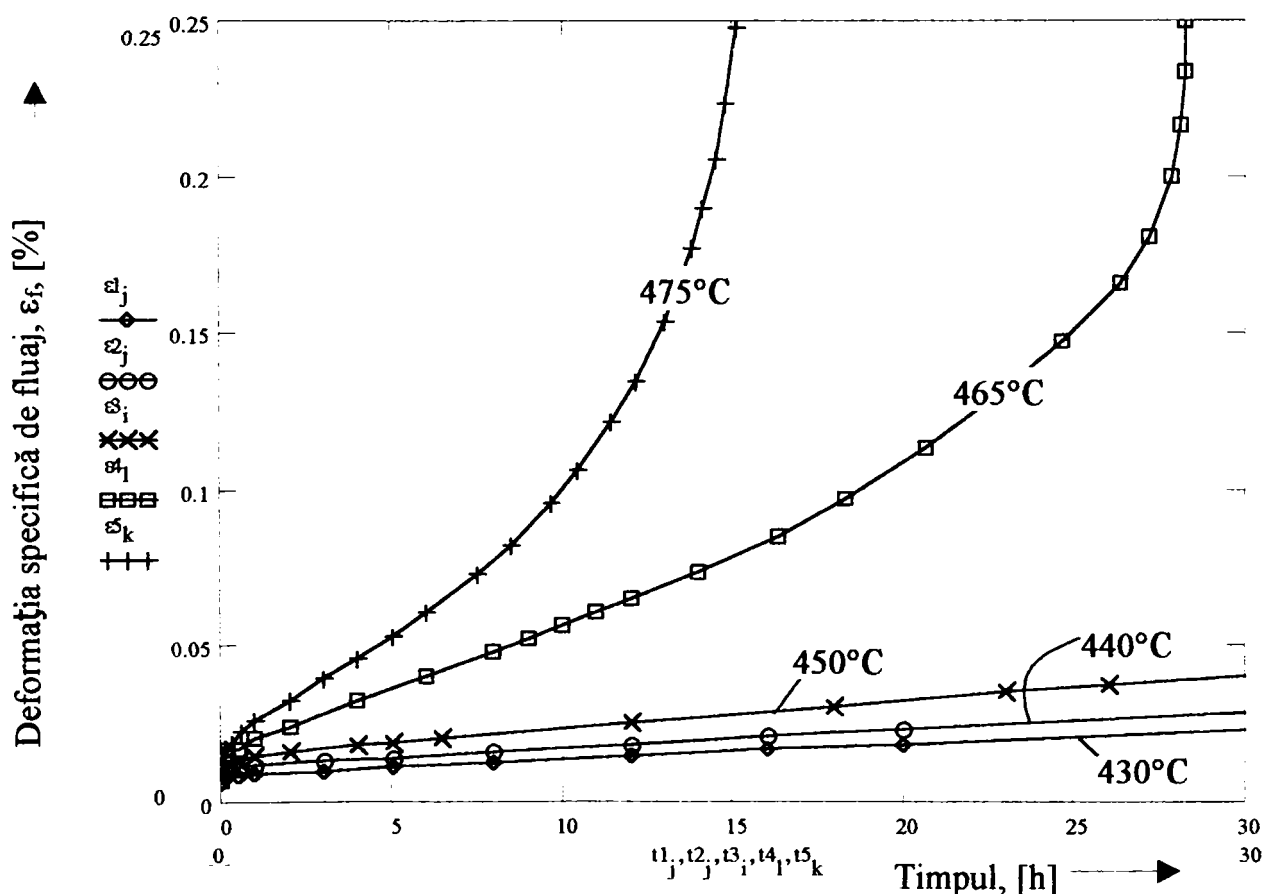


Fig.6.7. Curbe de fluaj la tensiune constantă, $\sigma = 160$ [Mpa], și temperaturi diferite.

Pentru trasarea curbelor de fluaj s-au folosit perechile de valori ϵ , (lungirea specifică, exprimată în procente) și t , (timpul exprimat în ore). În Fig. 6.7. se prezintă curbele de fluaj obținute la cinci nivele de temperatură: 430, 440, 450, 465 și 475[°C] și la aceeași valoare a tensiunii inițiale $\sigma_0 = 160$ [Mpa]. Curbele trasate la fiecare temperatură reprezintă media a trei încercări.

Din aceste curbe s-a putut determina viteza minimă de fluaj ϵ_{\min} :

$$\rightarrow \epsilon_{\min} = 4,162 \times 10^{-4} \text{ [h}^{-1}\text{]} \text{ la } 430[\text{°C}];$$

$$\rightarrow \epsilon_{\min} = 5,076 \times 10^{-4} \text{ [h}^{-1}\text{]} \text{ la } 440[\text{°C}];$$

$$\rightarrow \epsilon_{\min} = 8,656 \times 10^{-4} \text{ [h}^{-1}\text{]} \text{ la } 450[\text{°C}];$$

$$\rightarrow \epsilon_{\min} = 40,33 \times 10^{-4} \text{ [h}^{-1}\text{]} \text{ la } 465[\text{°C}];$$

$$\rightarrow \epsilon_{\min} = 67,5 \times 10^{-4} \text{ [h}^{-1}\text{]} \text{ la } 475[\text{°C}].$$

Variația vitezei minime de fluaj ϵ_{\min} cu temperatura este prezentată în Fig.6.8.

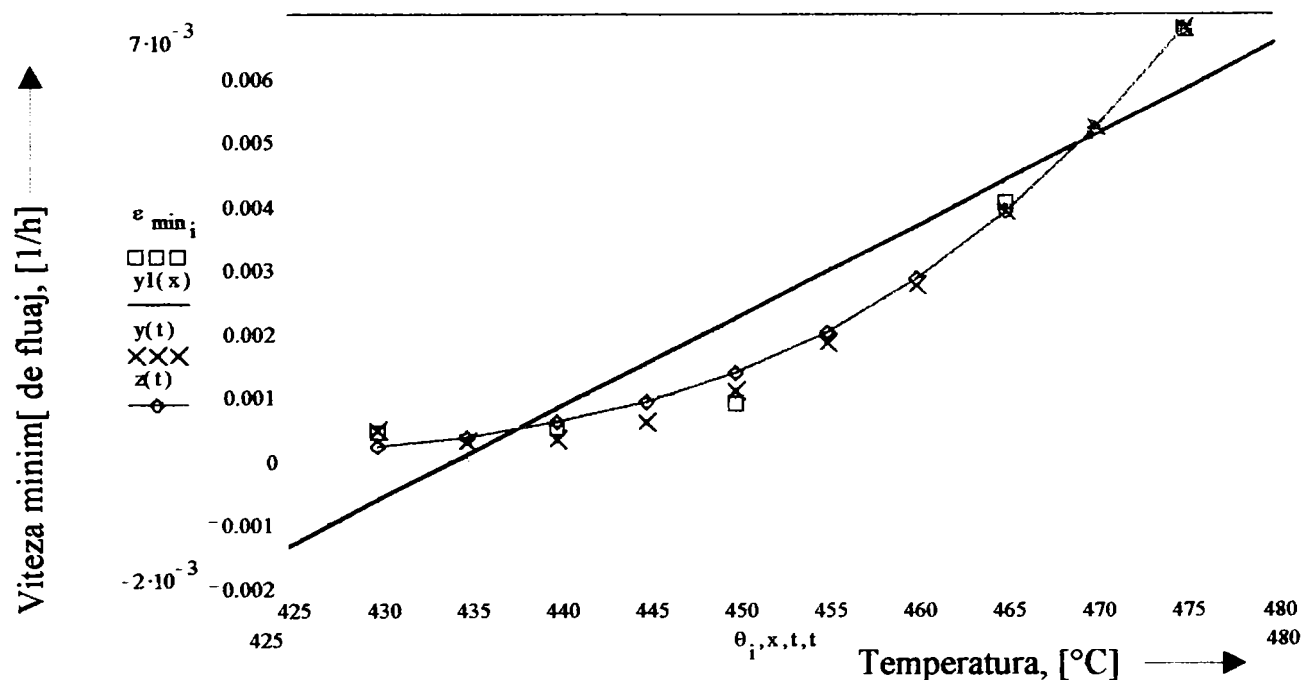


Fig.6.8. Variația vitezei de fluaj cu temperatura.

În această figură sunt marcate valorile punctuale determinate cu ajutorul curbelor de fluaj, (ϵ_{\min_i}), dreapta de regresie, ($y1(x)$), și două curbe determinate cu TABELCURVE, ($y(t)$ și $z(t)$). Valorile lui x și t sunt: 430, 435, 440, ..., 475, iar ecuațiile drepte și curbelor sunt date mai jos:

- dreapta de regresie:

$$\epsilon_{\min} = -0.062295 + 0.00014338 \cdot \theta \quad (6.1)$$

- curba $y(t)$:

$$\varepsilon_{\min} = a + b \cdot \theta^2 + c \cdot \theta^4 + d \cdot \theta^6, \quad (6.2)$$

unde: $a=0,415622$; $b= -5,3344 \cdot 10^{-6}$; $c= 2,168 \cdot 10^{-11}$; $d= -2,689579 \cdot 10^{-17}$;

- curba $z(t)$:

$$\ln(\varepsilon_{\min}) = a + b \cdot \theta + c \cdot \theta^2, \quad (6.3)$$

unde: $a= -158,02248$; $b= 0,59474$; $c= -0,0005738359$.

Așa cum se vede din Fig.6.8. aproximarea cea mai bună este dată de curba $z(t)$. Totuși datorită dispersiei mari a rezultatelor obținute la încercările de fluaj, de circa 30% în condițiile respectării stricte a normelor prescrise, este acceptabilă și aproximarea cu dreapta (6.1), caz în care determinarea coeficienților este mai simplă și mai accesibilă.

Pentru determinarea rezistențelor de durată s-au efectuat 34 încercări până la rupere la diferite nivele de tensiune și temperatură, rezultatele fiind apoi utilizate pentru a se putea extrapola și la alte nivele de tensiune și temperatură la care nu s-au făcut încercări experimentale. Pentru extrapolarea rezultatelor s-a utilizat metoda parametrică Larson-Miller, prezentată în paragraful 3.3.2.1.

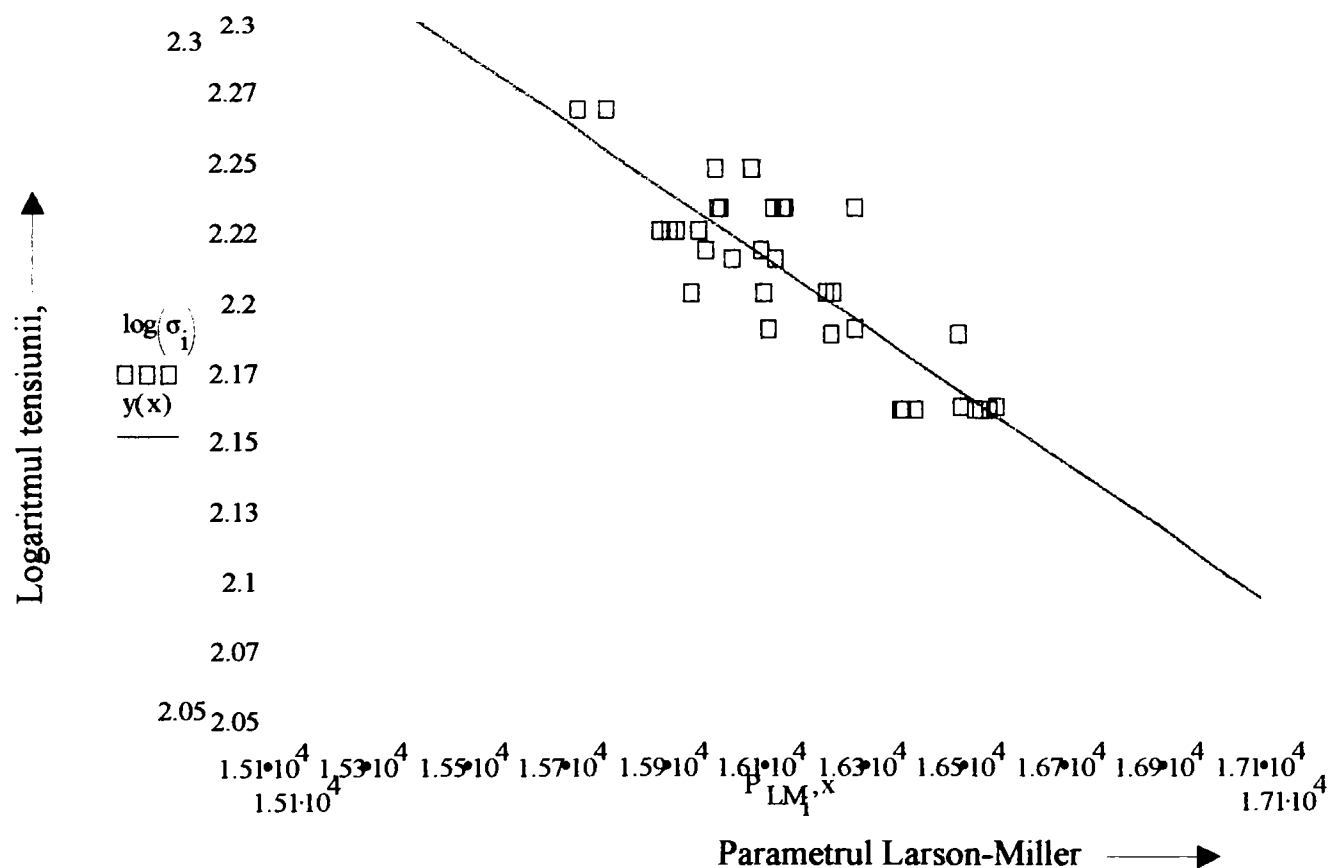


Fig.6.9. Curba de bază pentru oțelul A42C.

În Tabelul 6.3. sunt concentrate: tensiunea inițială, σ_0 , temperatura de încercare, θ , și parametrii Larson-Miller calculați, pentru toate cele 34 încercări efectuate la tensiune și temperatură constantă, cu o relație de tipul (3.3.5):

Tabelul 6.3.

Nr. crt.	σ_0 [Mpa]	θ , [°C]	t_r , [h]	$P_{LM}=T \cdot (\log t_r + 20)$
1.	144,7	430	1982	16377,864
2.	144,7	430	2184	16407,493
3.	144,7	450	720	16525,851
4.	144,7	450	792	16555,778
5.	144,7	450	456	16382,432
6.	144,7	450	744	16536,147
7.	145,3	440	1383	16499,410
8.	145,3	440	1739	16570,33
9.	154,2	450	288	16238,14
10.	154,2	450	648	16492,77
11.	155,0	450	192	16110,83
12.	155,0	450	336	16286,54
13.	159,5	440	240	15955,09
14.	159,5	440	600	16240,82
15.	159,5	440	384	16102,63
16.	159,5	440	576	16228,18
17.	164,1	440	312	16038,33
18.	164,1	440	416	16127,41
19.	165,4	430	552	15987,58
20.	165,4	430	794	16098,57
21.	168,1	430	408	16121,40
22.	168,1	430	432	16139,10
23.	168,1	430	456	15929,28
24.	168,1	430	528	15974,01
25.	171,3	440	406	16119,88
26.	171,3	440	696	16286,78
27.	171,3	440	284	15986,60
28.	171,3	440	432	16139,10
29.	171,3	430	602	16014,06
30.	171,3	430	923	16144,54
31.	176,9	430	744	16078,71
32.	176,9	430	282	16007,03
33.	185,6	430	240	15733,29
34.	185,6	430	288	15788,95

$$P_{LM} = T \cdot (\lg t_r + C) \quad (6.4)$$

unde:

- $T = \theta + 273$ = temperatura de încercare în [°K],
- t_r = timpul până la rupere în ore,
- C = constantă de extrapolare pentru care s-a acceptat valoarea "20".

În Fig. 6.11. se prezintă curba de bază: " $\lg \sigma - P_{LM}$ " ce poate fi asimilată cu o dreaptă a cărei ecuație este:

$$\lg \sigma = -1,227 \cdot 10^{-4} \cdot P_{LM} + 4,192 \quad (6.3)$$

Pe baza acestei ecuații s-au putut determina rezistențele de durată pentru 10.000 ore și 20.000 ore la temperatura de lucru a conductelor 430[°C]:

- $\sigma_{R/10000/430^\circ C} = 132,37$ [Mpa];
- $\sigma_{R/20000/430^\circ C} = 124,69$ [Mpa].

Evident că având la dispoziție curba de bază a materialului, Fig.6.9, determinarea rezistenței de durată pentru orice temperatură din intervalul 400[°C]... 505[°C] și pentru orice valoare a timpului până la rupere, t_r , nu mai constituie decât o problemă de calcul elementar a parametrului P_{LM} , după care rezistența de durată, $\sigma_{R/t}$, se citește direct de pe Fig.6.9.

6.2.2. Încercări de luaj asupra oțelului OAT-1.

Încercările de fluaj s-au efectuat, în cazul oțelului OAT1, pe aceleași instalații și în aceleași condiții, ca și în cazul oțelului A42C. În Fig.6.10 sunt prezentate curbele de fluaj obținute la tensiune constantă, $\sigma = 280$ Mpa, și la temperaturile de 480, 500, 520 și 560°C.

Din aceste curbe s-a putut determina viteza minimă de fluaj, ϵ_{min} :

- $\epsilon_{min} = 6,896 \times 10^{-4}$ [h⁻¹] la 560[°C];
- $\epsilon_{min} = 2,475 \times 10^{-4}$ [h⁻¹] la 540[°C].
- $\epsilon_{min} = 1,085 \times 10^{-4}$ [h⁻¹] la 520[°C];
- $\epsilon_{min} = 0,169 \times 10^{-4}$ [h⁻¹] la 500[°C];
- $\epsilon_{min} = 0,026 \times 10^{-4}$ [h⁻¹] la 480[°C];

Variația vitezei minime de fluaj ϵ_{min} cu temperatura, pentru tensiunea de încercare constantă și egală cu 280 Mpa, este prezentată în Fig.6.11. Din această figură se vede că valorile vitezelor determinate experimental, marcate cu "x", sunt approximate destul de bine de curba $y(t)$, marcată cu "o", și de curba $z(t)$, marcată cu "∞". Dreapta de regresie $y_1(x)$ aproximează grosolan și nu poate utilizată decât dacă s-ar folosi o scară semilogaritmică. Atât

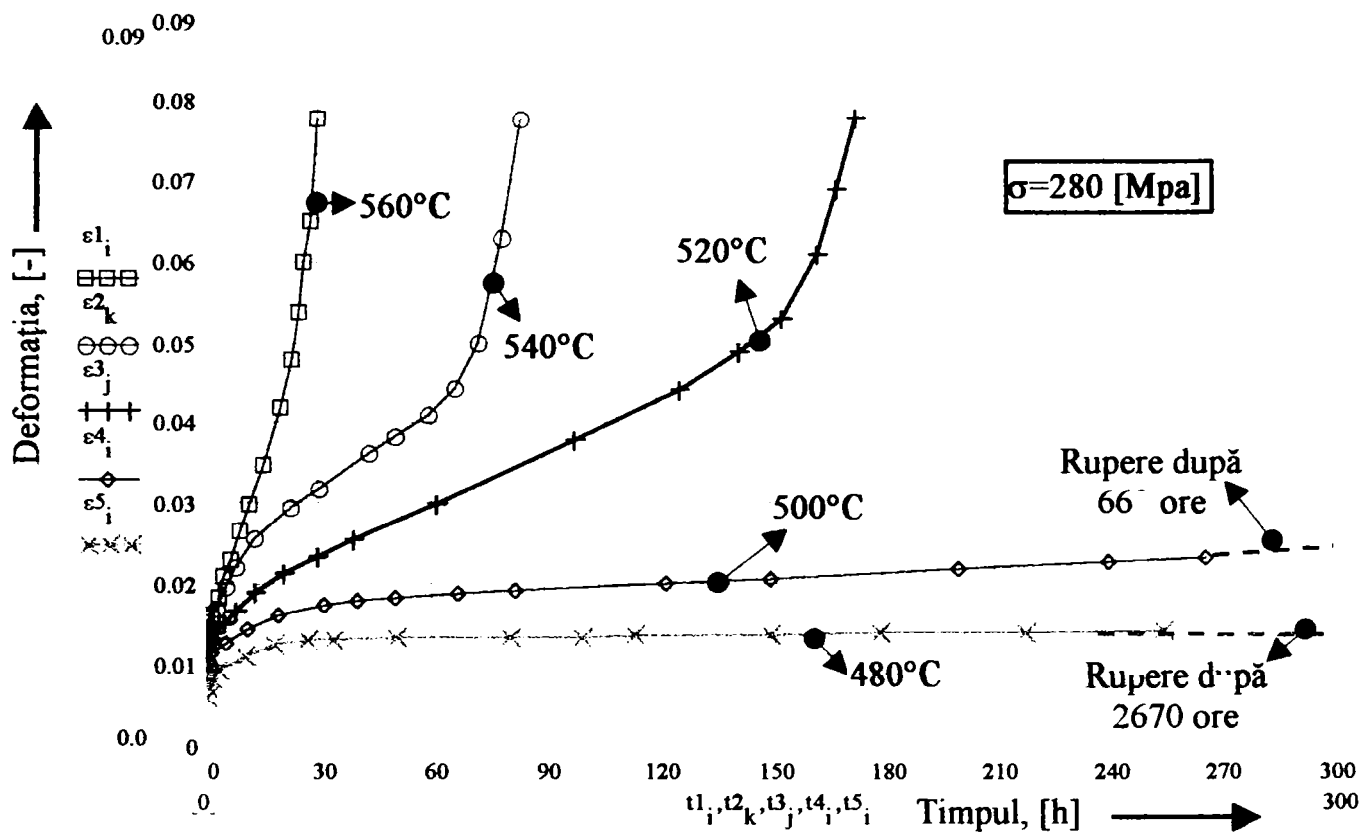


Fig.6.10. Curbe de fluaj la tensiune constantă și la diferite temperaturi.

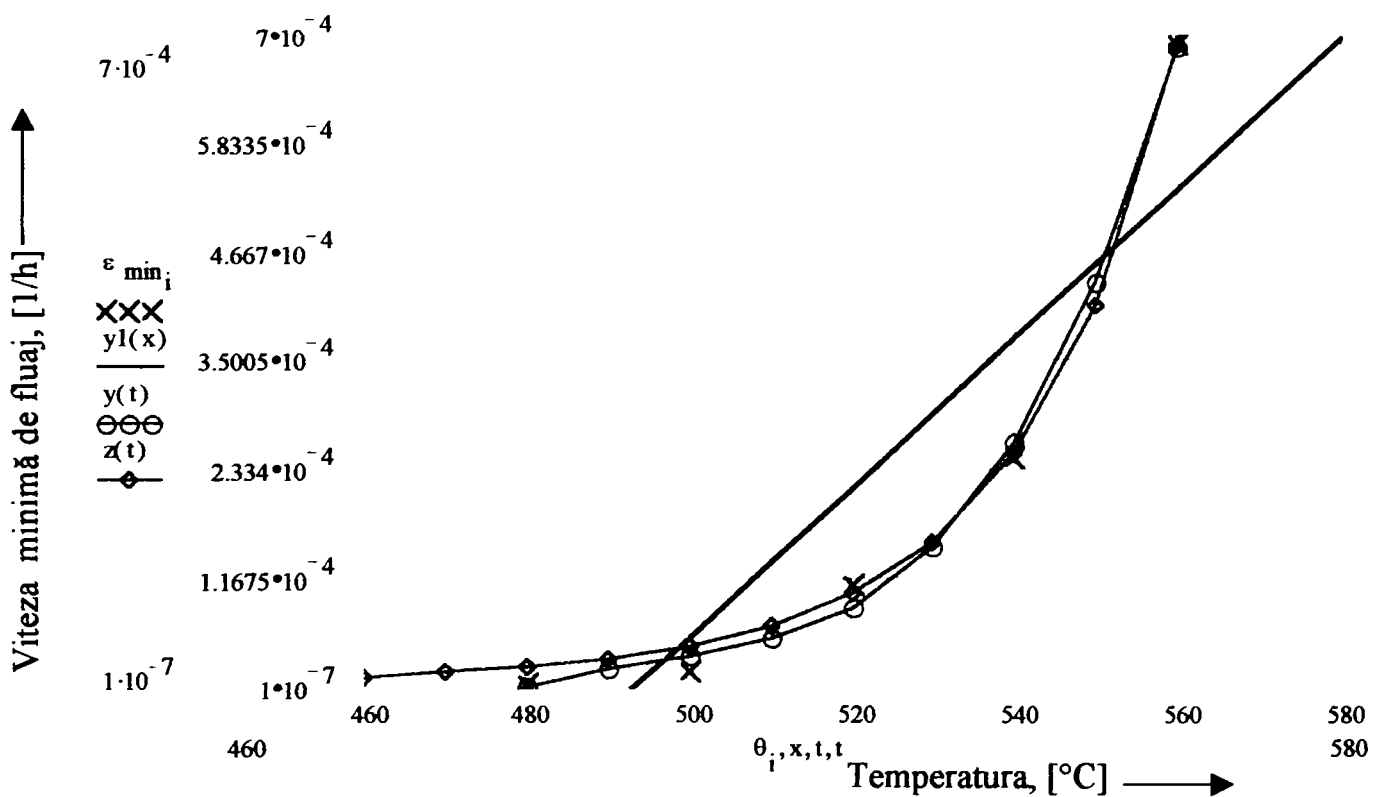


Fig.6.11. Variația vitezei minime de fluaj cu temperatura.

Atât x cât și t sunt variabile care iau valorile: 460, 470, 480... 570, 580, corespunzătoare domeniului de temperatură analizat. Ecuațiile care descriu curbele din Fig.6.11 sunt:

- dreapta de regresie, $y1(t)$:

$$\varepsilon_{\min} = -0,00395894 + 8,023 \cdot 10^{-6} \cdot \theta \quad (6.4)$$

- curba y(t):

$$\varepsilon_{\min} = a + b \cdot \theta^2 + c \cdot \theta^4 + d \cdot \theta^6, \quad (6.5)$$

unde: $a = -0,0283116$; $b = 3,4230576 \cdot 10^{-7}$; $c = -1,3836209 \cdot 10^{-12}$; $d = 1,8716329 \cdot 10^{-18}$;

- curba z(t):

$$\ln(\varepsilon_{\min}) = a + b \cdot \theta + c \cdot \theta^2, \quad (6.6)$$

unde: $a = -0,76538566$; $b = -0,076005228$; $c = 0,00011494978$.

Și în acest caz, pentru determinarea rezistențelor de durată pentru diferite tensiuni și temperaturi, s-a aplicat metoda parametrică Larson-Miller. În acest scop au fost încercate 22 epruvete la temperaturi de 500 sau 520°C și tensiuni cuprinse între 220 și 300 Mpa. În Tabelul 6.4 sunt prezentate rezultatele încercărilor, iar în Fig.6.14 curba de bază trasată pentru acest oțel.

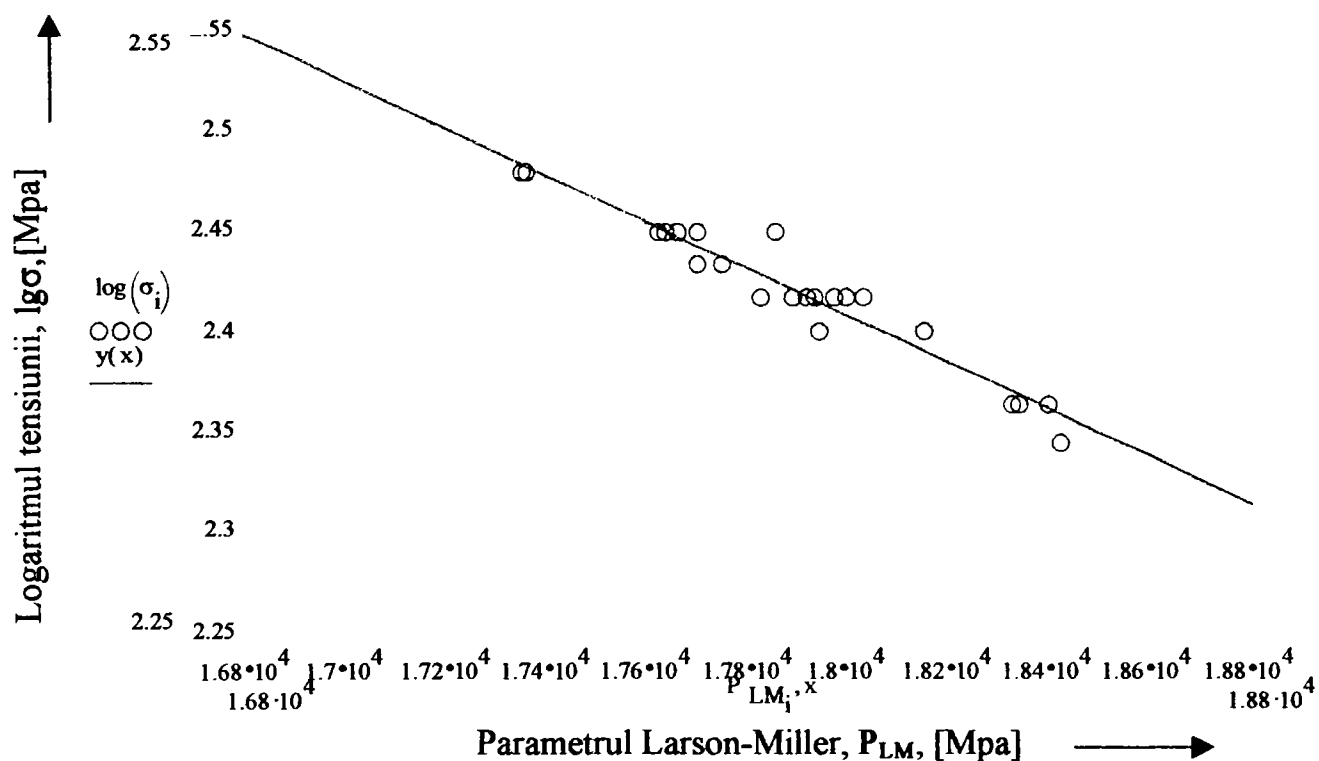


Fig.6.12. Curba de bază pentru oțelul OAT1.

Cum se vede din Fig.6.12., curba de bază este o dreaptă a cărei ecuație a fost determinată ca fiind:

$$\lg \sigma = -1,166 \cdot 10^{-4} \cdot P_{LM} + 4,505 \quad (6.7)$$

Pe baza acestei ecuații s-au putut determina rezistențele de durată pentru 10.000 ore și 20.000 ore la temperatura de lucru a conductelor din care s-au prelevat epruvetele, (470[°C]):

$$- \sigma_{R/10000/430^{\circ}\text{C}} = 266,556 \text{ [Mpa];}$$

$$- \sigma_{R/10000/430^{\circ}\text{C}} = 251,021 \text{ [Mpa].}$$

Curba de bază din Fig.6.12. permite determinarea rezistenței de durată pentru orice temperatură din intervalul 470[°C]... 550[°C] și pentru orice valoare a timpului până la rupere, t_r , după algoritmul expus în paragraful 6.2.1.

Tabelul 6.4.

Nr. crt.	σ_0 [Mpa]	$\theta,$ [°C]	$t_r,$ [h]	$P_{LM}=T \cdot (\log t_r + 20)$
1.	220	520	1705	18422,76
2.	230	520	1280	18324,02
3.	230	520	1344	18340,82
4.	250	520	1584	18397,40
5.	250	500	1610	17938,87
6.	260	500	3022	18150,27
7.	260	500	1510	17917,35
8.	260	500	2110	18029,67
9.	260	500	1760	17968,78
10.	260	500	1900	17994,48
11.	260	520	410	17931,94
12.	260	520	301	17825,50
13.	260	520	360	17887,15
14.	270	520	207	17696,56
15.	270	520	240	17747,51
16.	280	500	650	17634,38
17.	280	500	704	17661,17
18.	280	500	1248	17853,34
19.	280	520	208	17698,22
20.	280	520	165	17618,46
21.	300	500	279	17350,45
22.	300	500	287	17359,94

6.3. Încercări de fluaj asupra oțelului OAT1 în condițiile variației în trepte a tensiunii aplicate.

Pentru verificarea modului de cumulare a degradărilor la încercările de fluaj, cu scopul de a putea determina durata până la rupere la solicitările cu tensiune variabilă pe baza încercărilor efectuate la tensiune constantă, s-au efectuat o serie de încercări la temperatură constantă dar la diferite programe de variație în trepte a tensiunilor. Programele de încărcare, temperaturile de lucru precum și valoarea coeficientului global de cumulare a degradărilor parțiale sunt prezentate în Tabelul 6.5. În Fig.6.13,...,6.25 sunt prezentate curbele de fluaj, decin evoluțiile în timp a deformațiilor specifice, și modul de calcul a degradărilor parțiale și a sumei acestora până la ruperea epruvetelor.

Desigur, în cazul în care legea însumării liniare a degradărilor este verificată, pentru încercările de fluaj la temperatură constantă dar la variația în trepte a tensiunii, suma defgradărilor parțiale trebuie să fie egală cu unitatea:

$$\sum_{i=1}^n \frac{t_i}{t_{ri}} = 1,$$

unde: - t_i = durata de menținere a epruvetei la un anumit nivel al tensiunii;

- t_{ri} = durata până la ruperea epruvetei la o încercare de fluaj efectuată la nivelul "i" al tensiunii, constant pe toată durata încercării la aceeași temperatură.

În ambele situații s-a acceptat că temperatura probei este constantă pe toată durata încercării. Timpii până la rupere, t_{ri} , s-au determinat cu ajutorul curbei de bază a oțelului OAT1, Fig.6.12, trasată pe baza metodei Larson-Miller.

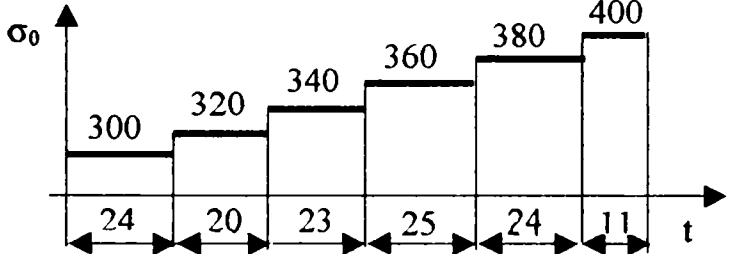
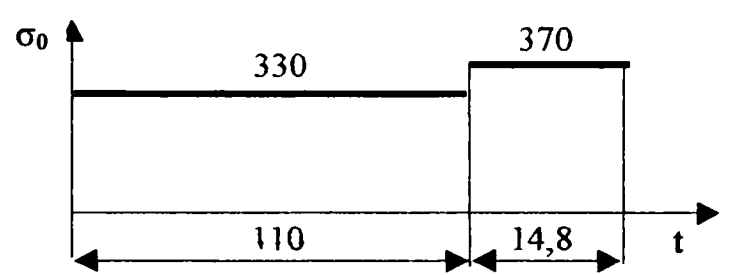
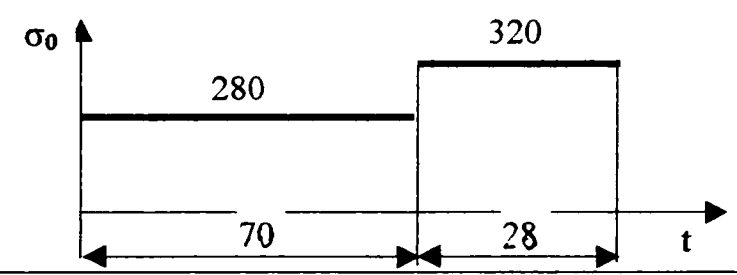
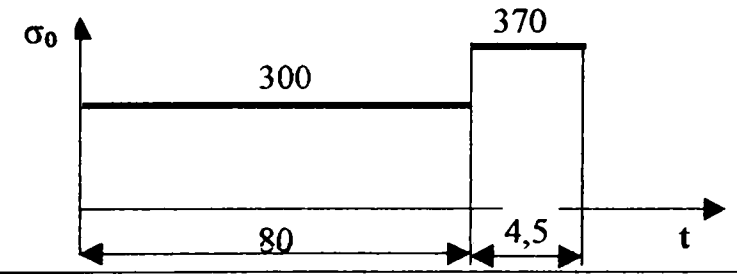
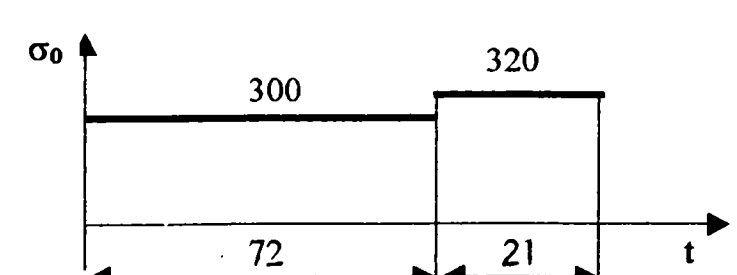
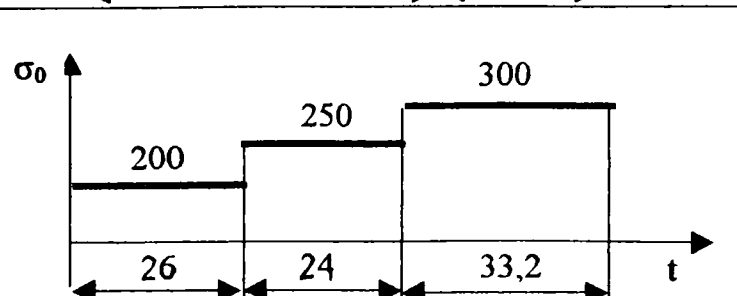
Din analiza datelor cuprinse în Tabelul 6.5 se vede că suma degradărilor parțiale oscilează între 0,6128 și 1,4965, valoarea medie fiind 1,08077. Față de valoarea medie se înregistrează o abatere pozitivă maximă de 38,46% și una maximă negativă de 43,30 %. Aceste abateri sunt explicabile și normale la încercările de fluaj, unde abateri, față de durata până la rupere corespunzătoare curbei de bază Larson-Miller, sunt obișnuite. Explicația constă în multitudinea factorilor care produc perturbări pe parcursul încercărilor de fluaj, și imposibilității practice de menținere a temperaturii constante pe toată durata unei încercării.

De exemplu, la tensiunea de 260 Mpa și la temperatura de 500°C, valoarea medie a timpului până la rupere, (Fig.6.12 și relația 6.7), va fi:

$$\lg t_{r_{med}} = \frac{P_{LM_{med}}}{T} - 20 = \frac{17880}{500 + 273} - 20 = 3,13066 \Rightarrow t_{r_{med}} = 1351 \text{ ore}.$$

Durata până la rupere corespunzătoare abaterii maxime va fi:

Tabelul 6.5

Nr. Crt.	Schema de încărcare; tensiunea, σ_0 , în [Mpa] și timpul, t, în [ore]	Temp. [°C]	Figura	Suma degradărilor parțiale
(0)	(1)	(2)	(3)	(4)
1.		480	6.13	0,67458
2.		500	6.14	1,356
3.		520	6.15	1,034
4.		520	6.16	1,368
5.		520	6.17	1,290
6.		540	6.18	1,4965

Tabelul 6.5 (Continuare).

(0)	(1)	(2)	(3)	(4)
7.		540	6.19	1.35933
8.		550	6.20	1,0789
9.		550	6.21	0,9972
10.		550	6.22	0,6128
11.		550	6.23	0,7745
12.		550	6.24	1,325
13.		560	6.25	0,6833

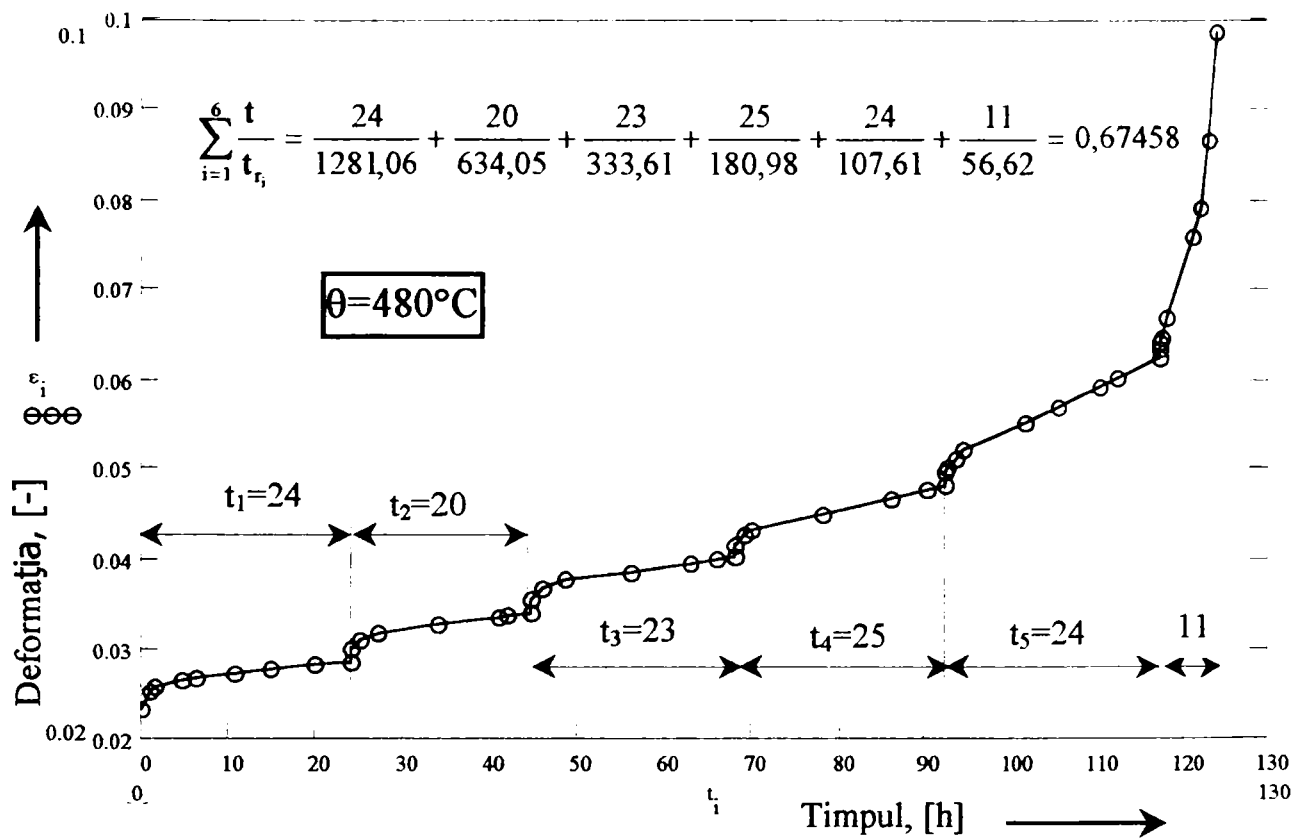


Fig.6.13. Curbă de fluaj la $\theta=480^\circ\text{C}=\text{constant}$, dar la tensiuni variabile în trepte, de la 300 MPa, la 320, 340, 360, 380, până la 400 MPa când survine ruperea.

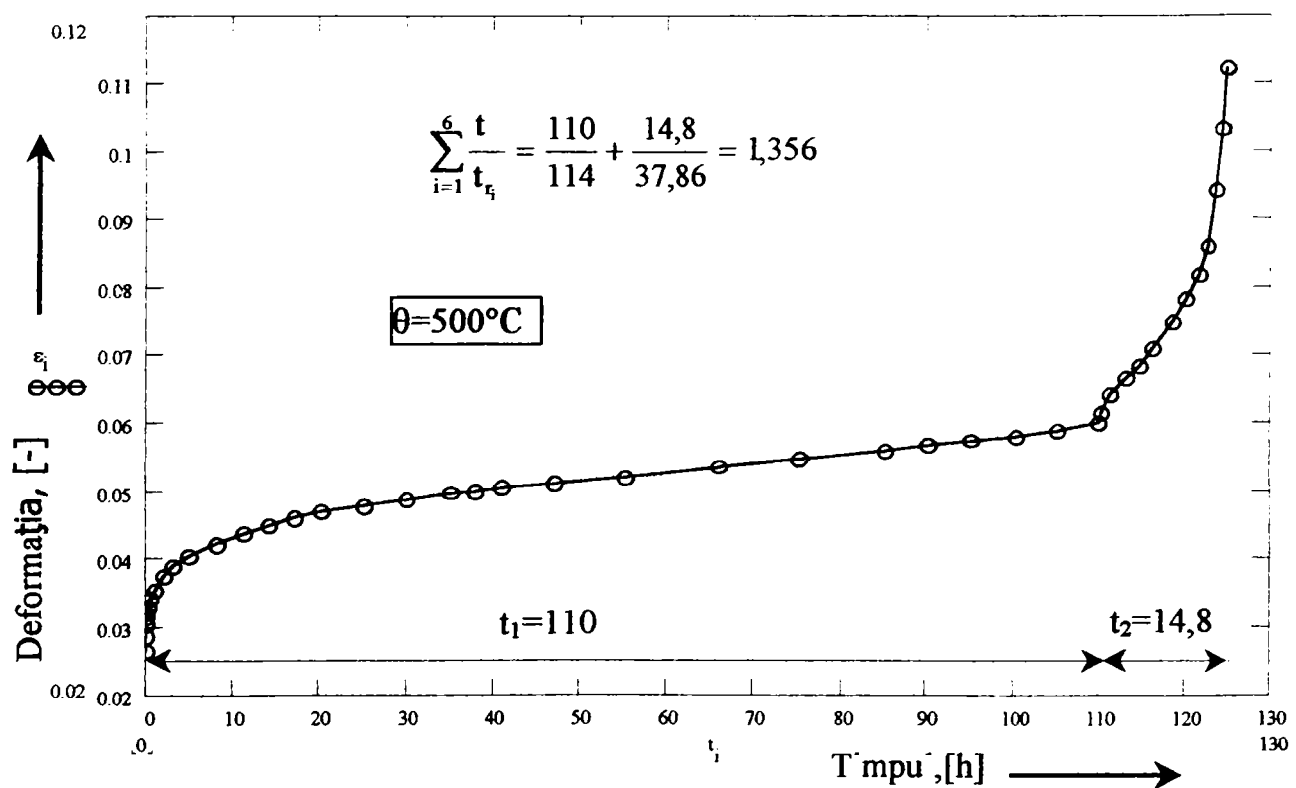


Fig.6.14. Curbă de fluaj la $\theta=500^\circ\text{C}=\text{constant}$, și la $\sigma=330$ MPa timp de 110 ore, după care tensiunea crește la 370 MPa.

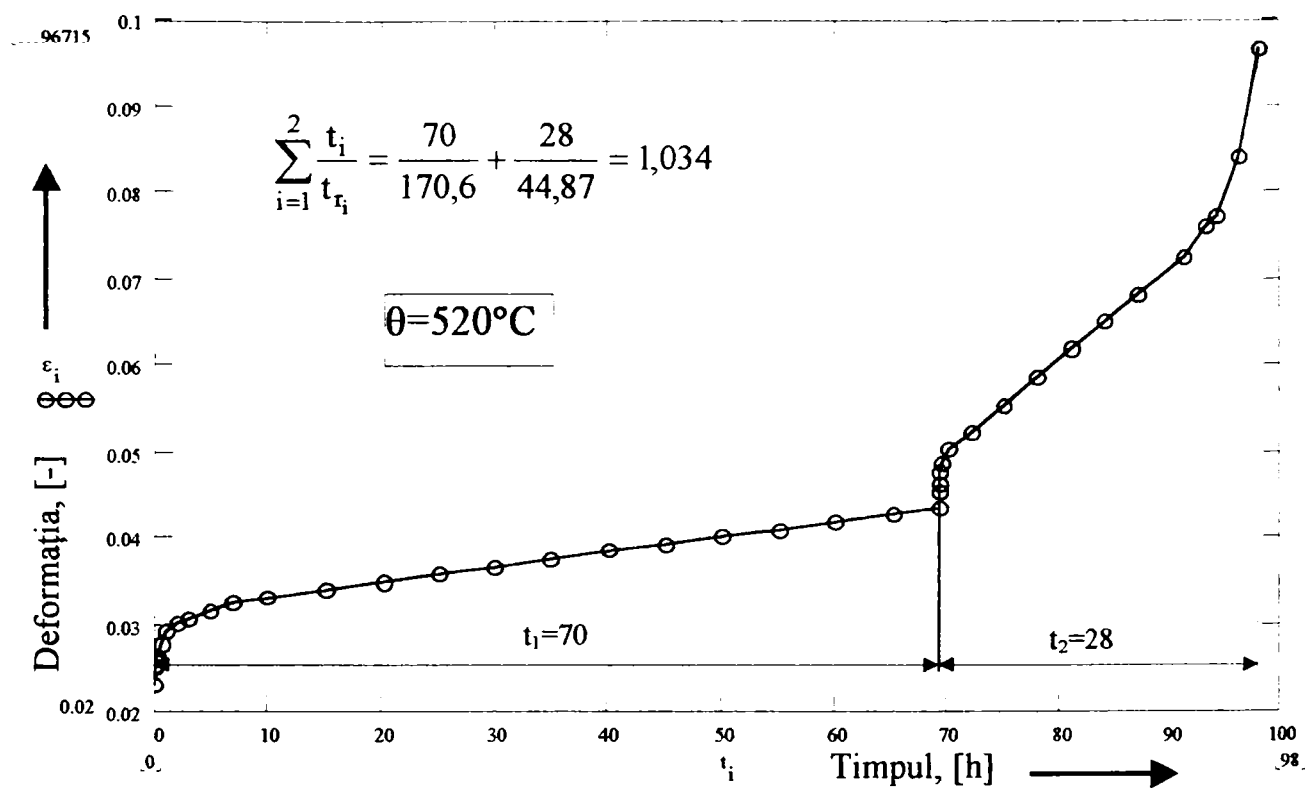


Fig.6.15. Curbă de fluaj la $\theta = 520^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la $\sigma = 280 \text{ MPa}$ timp de 70 de ore, după care tensiunea crește la 320 MPa.

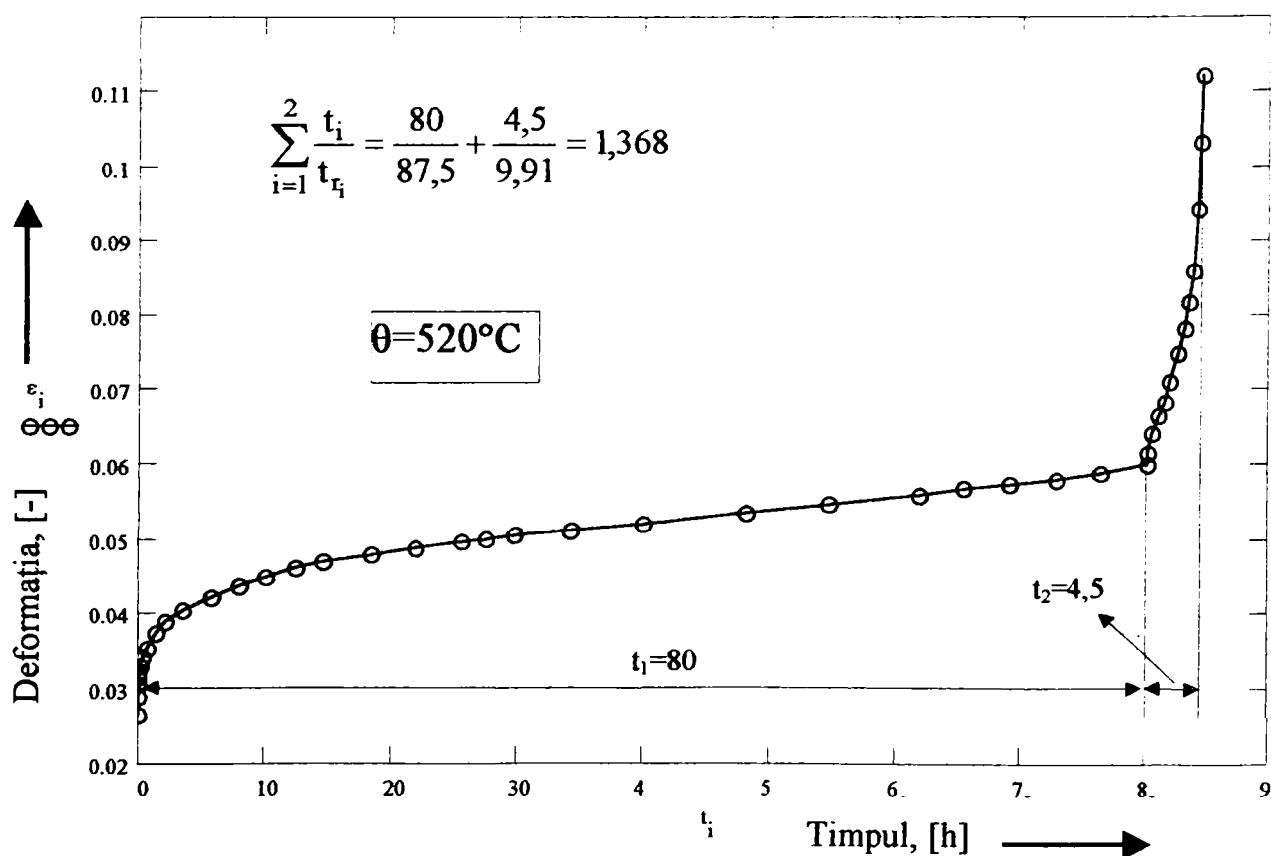


Fig.6.16. Curbă de fluaj la $\theta = 520^\circ\text{C}$ și la $\sigma = 300 \text{ MPa}$ timp de 80 de ore, după care tensiunea crește la 370 MPa.

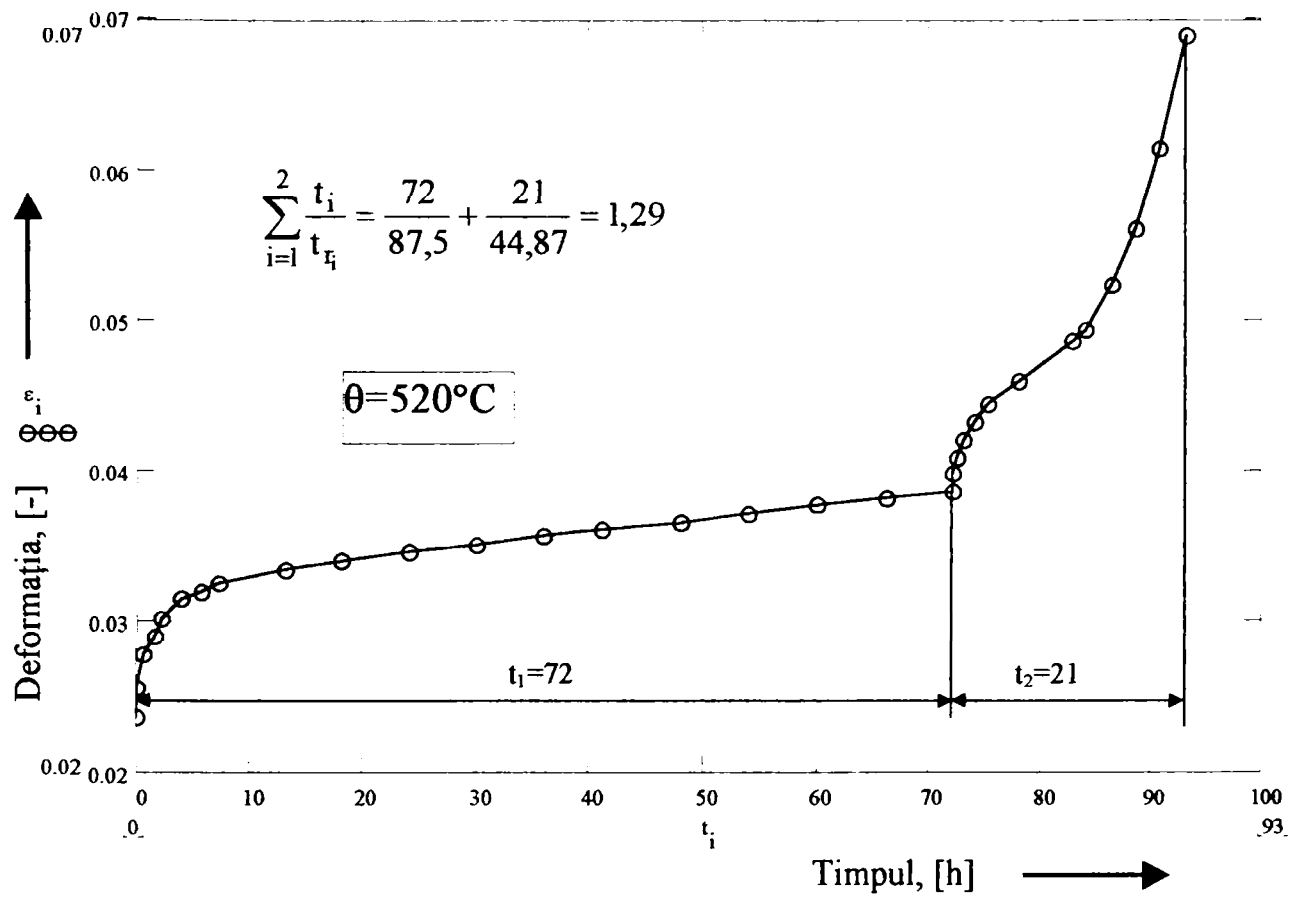


Fig.6.17. Curbă de fluaj la $\theta=520^{\circ}\text{C}=\text{constant}$, și la $\sigma=300\text{ MPa}$ timp de 72 de ore, după care tensiunea crește la 320 MPa, (rupere după 21 ore).

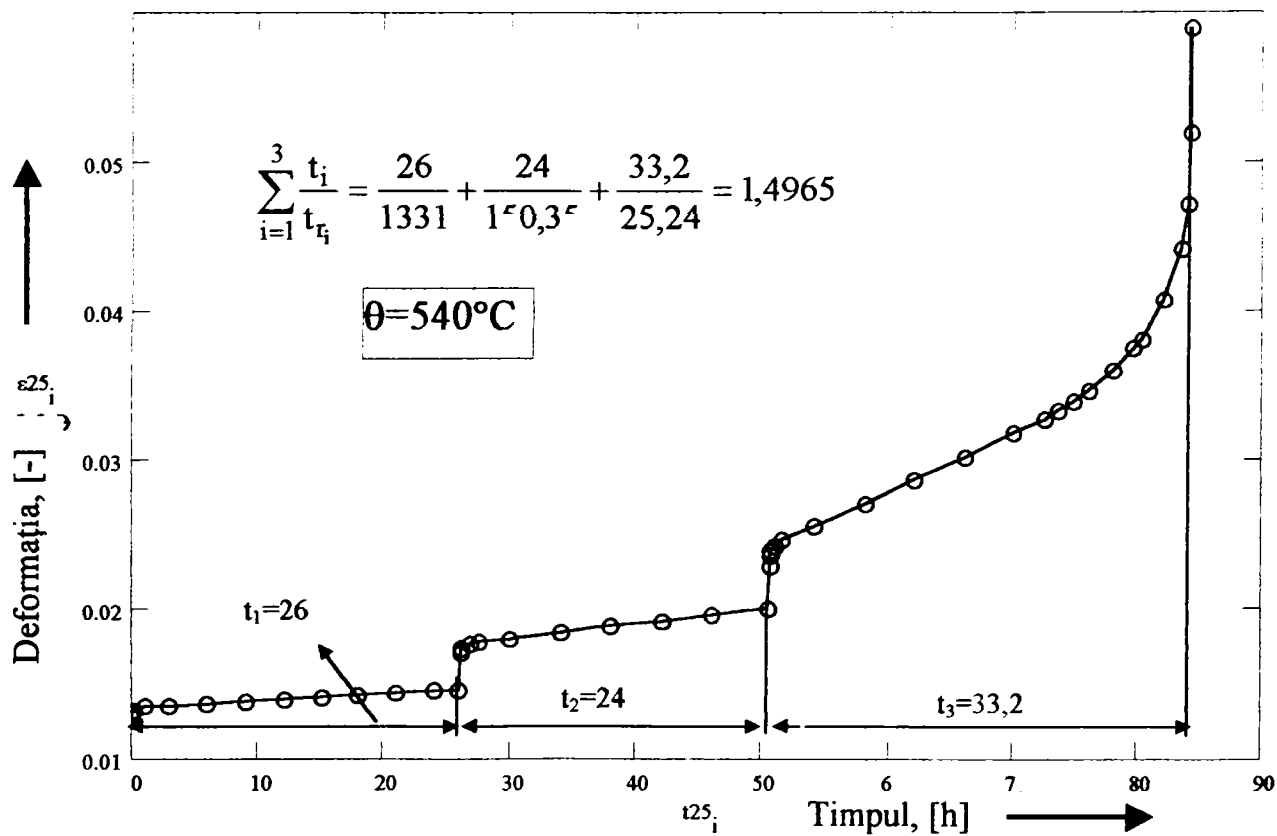


Fig.6.18. Curbă de fluaj la $\theta=540^{\circ}\text{C}=\text{constant}$, și la $\sigma=200\text{-}250\text{-}300\text{ MPa}$ cu timpi de menținere de lungă durată la fiecare tensiune.

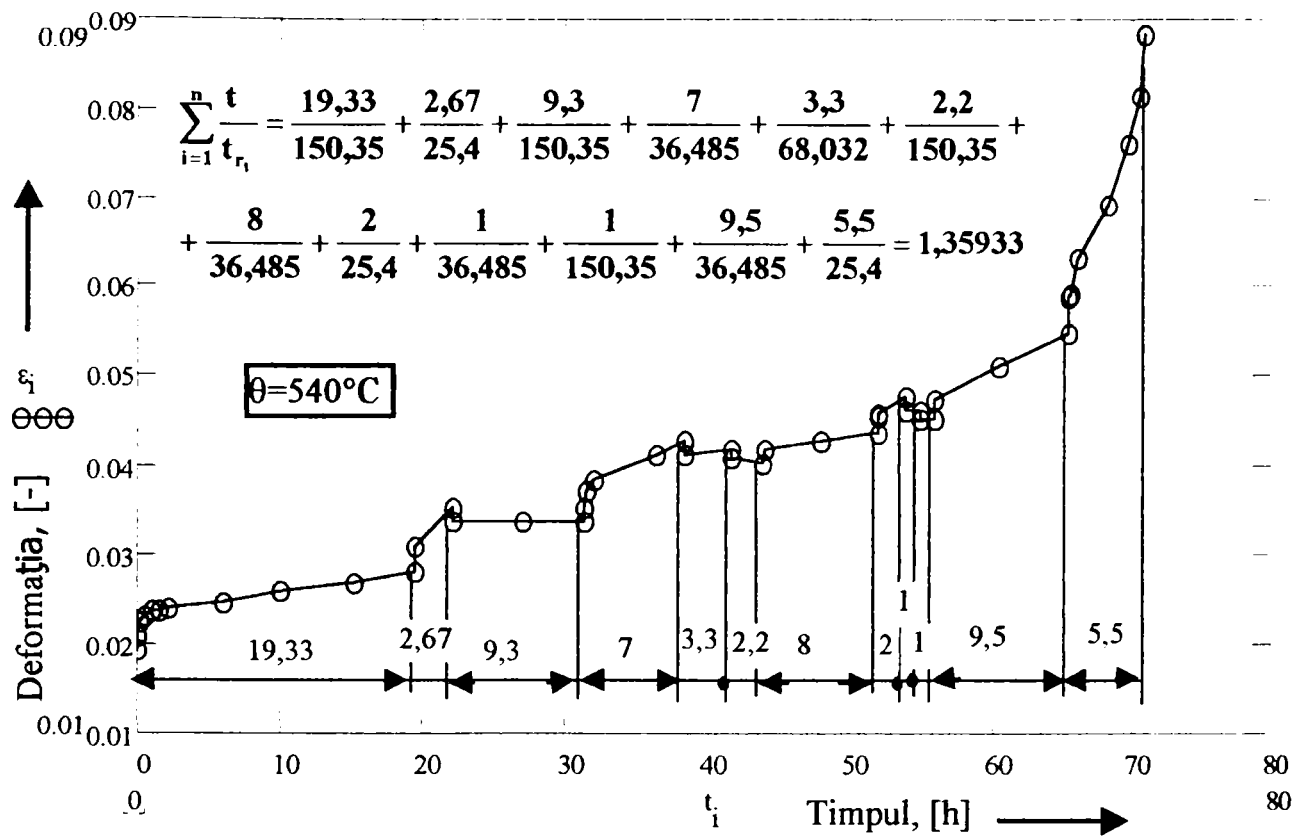


Fig.6.19. Curbă de fluaj la $\theta = 540^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la secvența de tensiuni:
 $\sigma = 250-300-250-290-270-250-270-300-270-250-270-300$ [MPa].

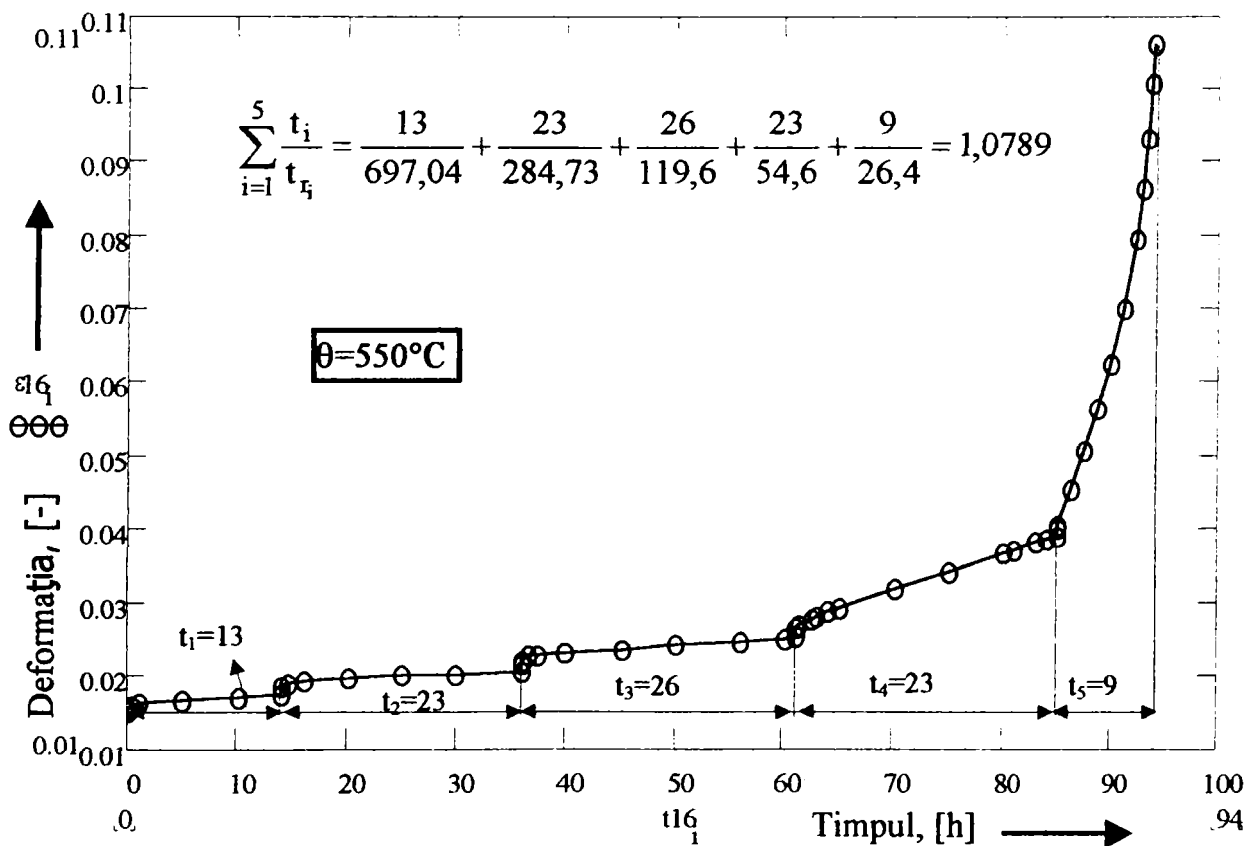


Fig.6.20. Curbă de fluaj la $\theta = 550^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la secvența de tensiuni:
 $\sigma = 200-220-240-260$ și 280 [MPa].

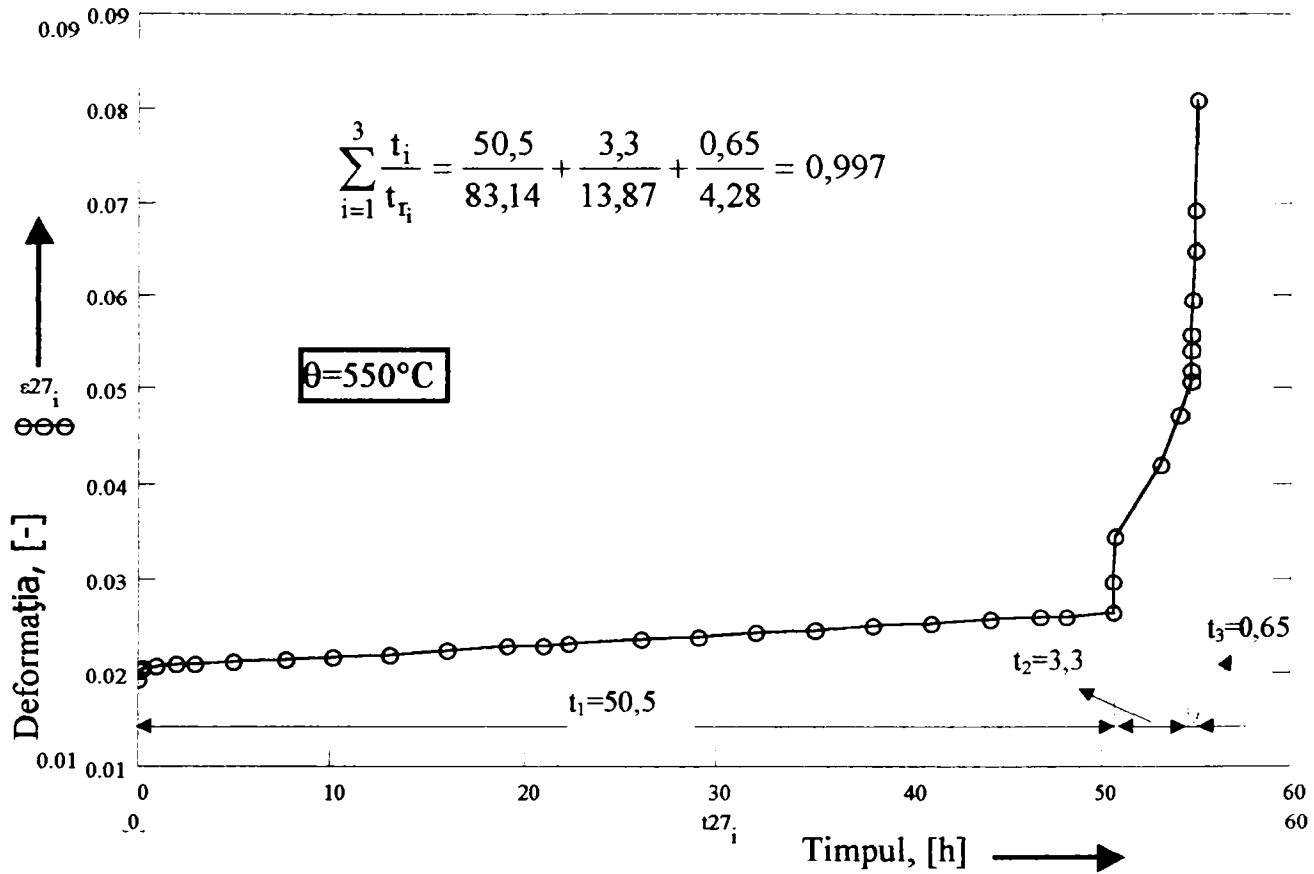


Fig. 6.21. Curbă de fluaj la $\theta = 550^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la $\sigma = 250 \text{ MPa}$ timp de 50,5 ore, 300 MPa-timp de 3,3 ore, după care 340 MPa până la rupere, (0,65 ore).

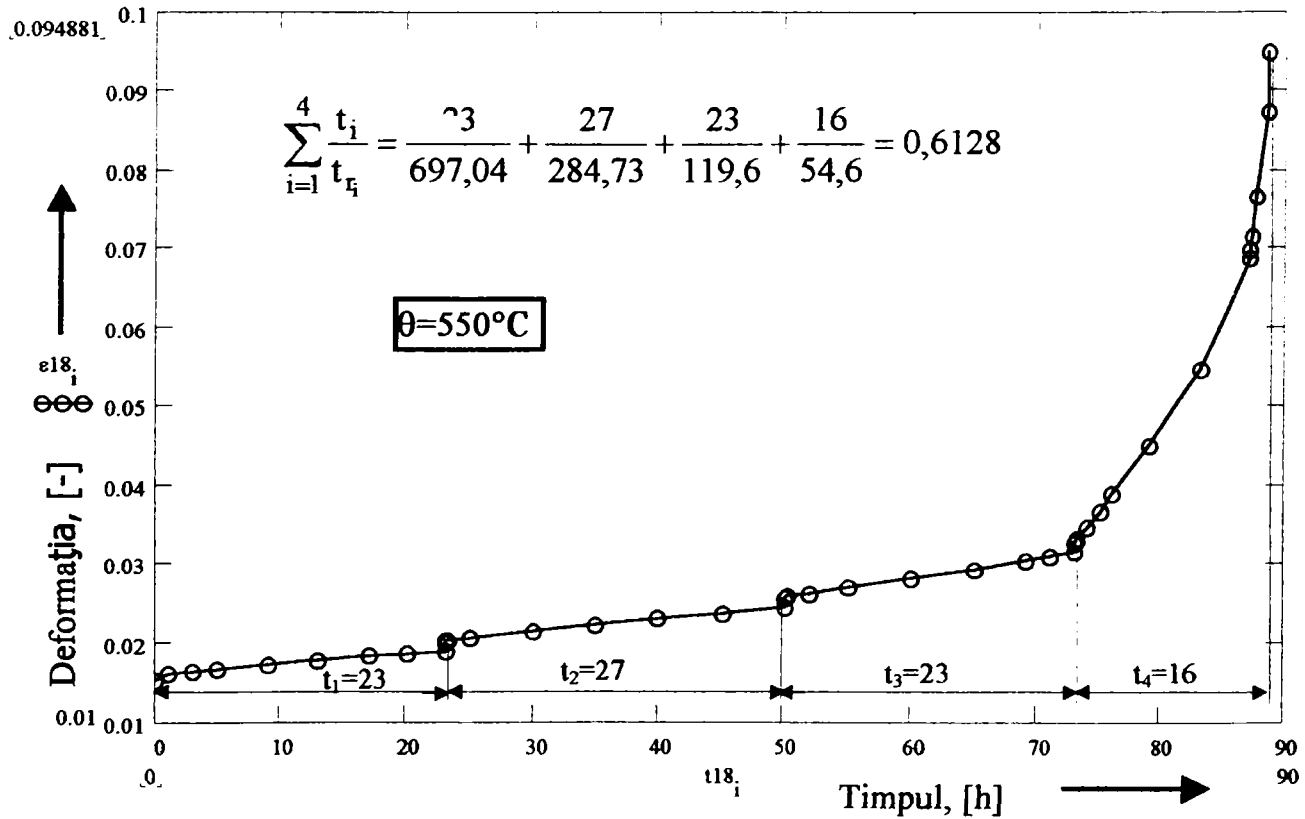


Fig. 6.22. Curbă de fluaj la $\theta = 550^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la secvența de tensiuni: $\sigma = 200-220-240-260 \text{ [MPa]}$.

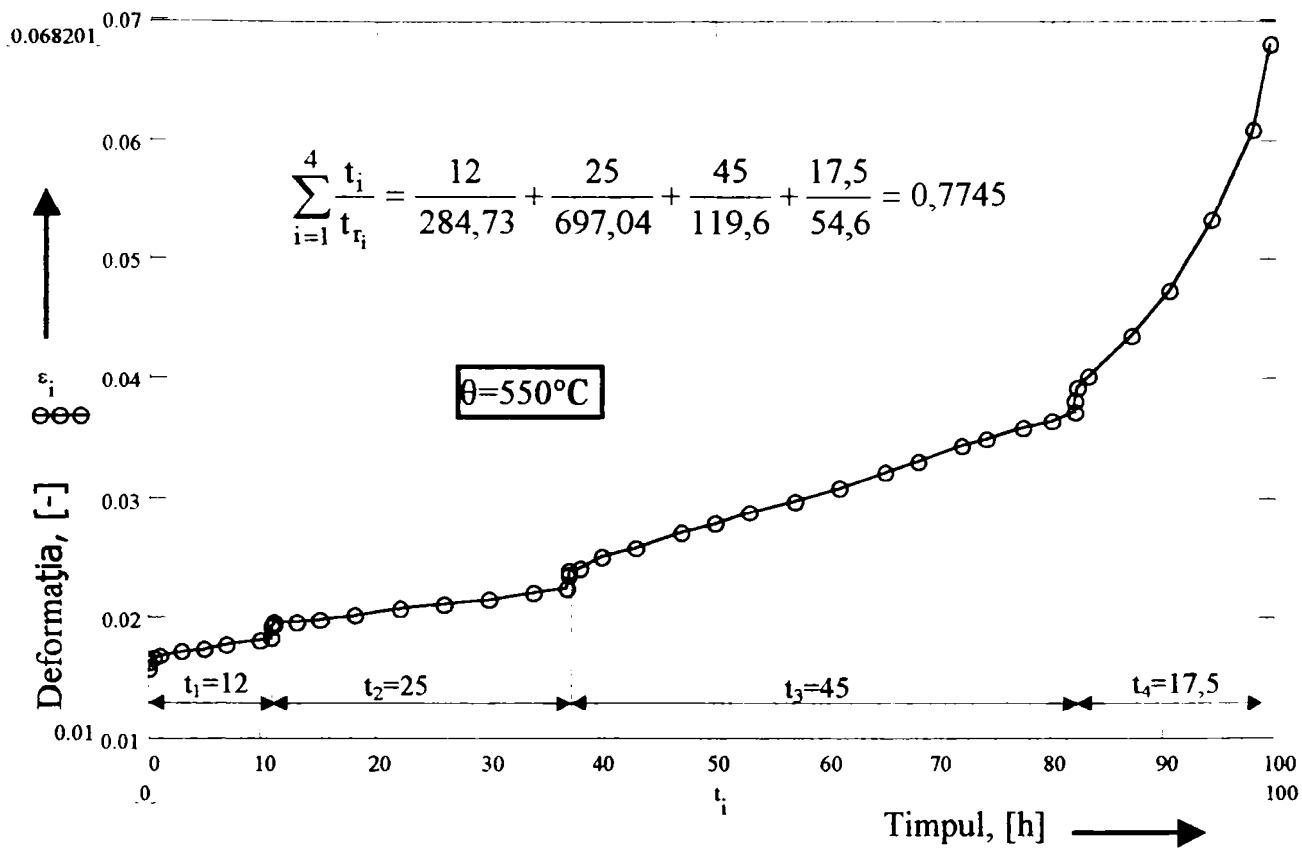


Fig.6.23. Curbă de fluaj la $\theta = 550^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la $\sigma = 220-200-240-260 \text{ MPa}$.

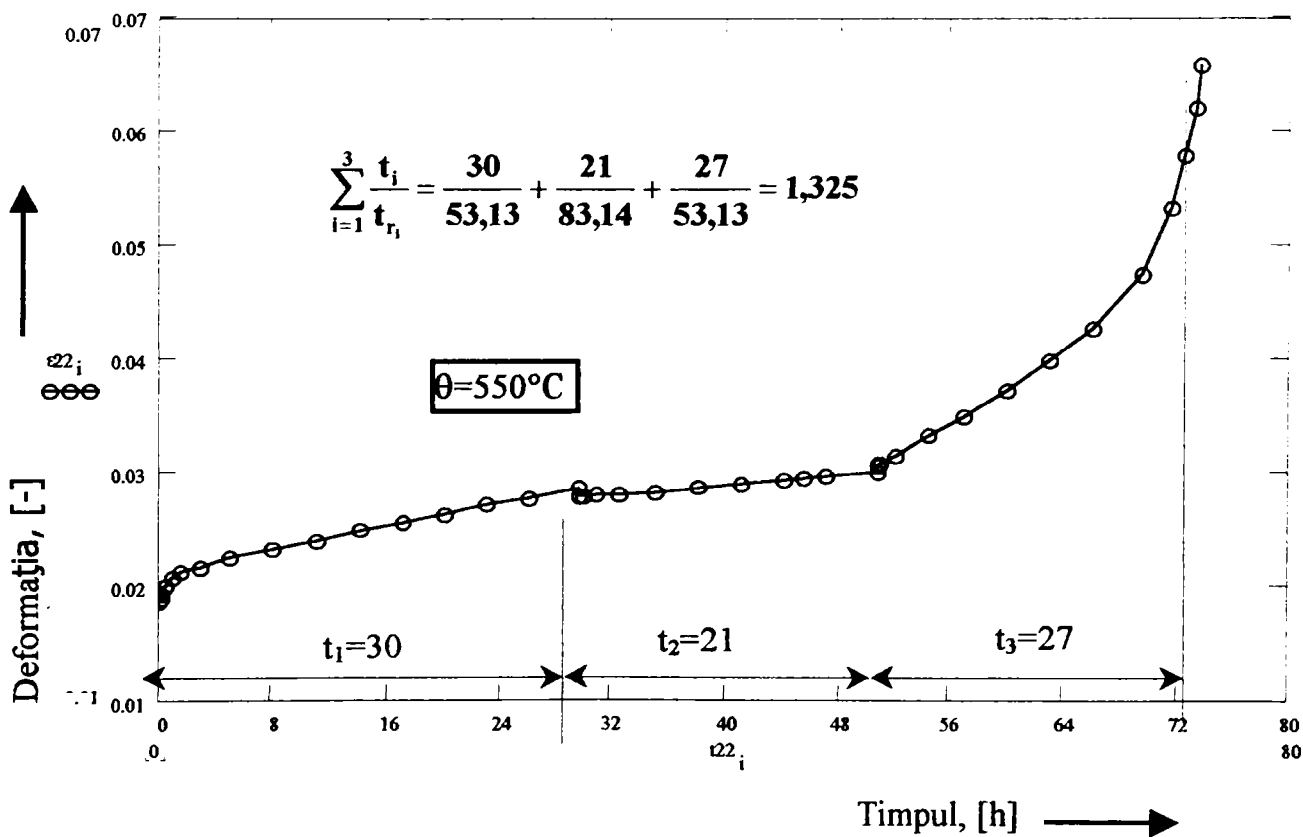


Fig.6.24. Curbă de fluaj la $\theta = 550^\circ\text{C} = \text{constant}$, și la $\sigma = 260-250-260 \text{ MPa}$ cu mențineri de lungă durată la fiecare valoare a tensiunii.

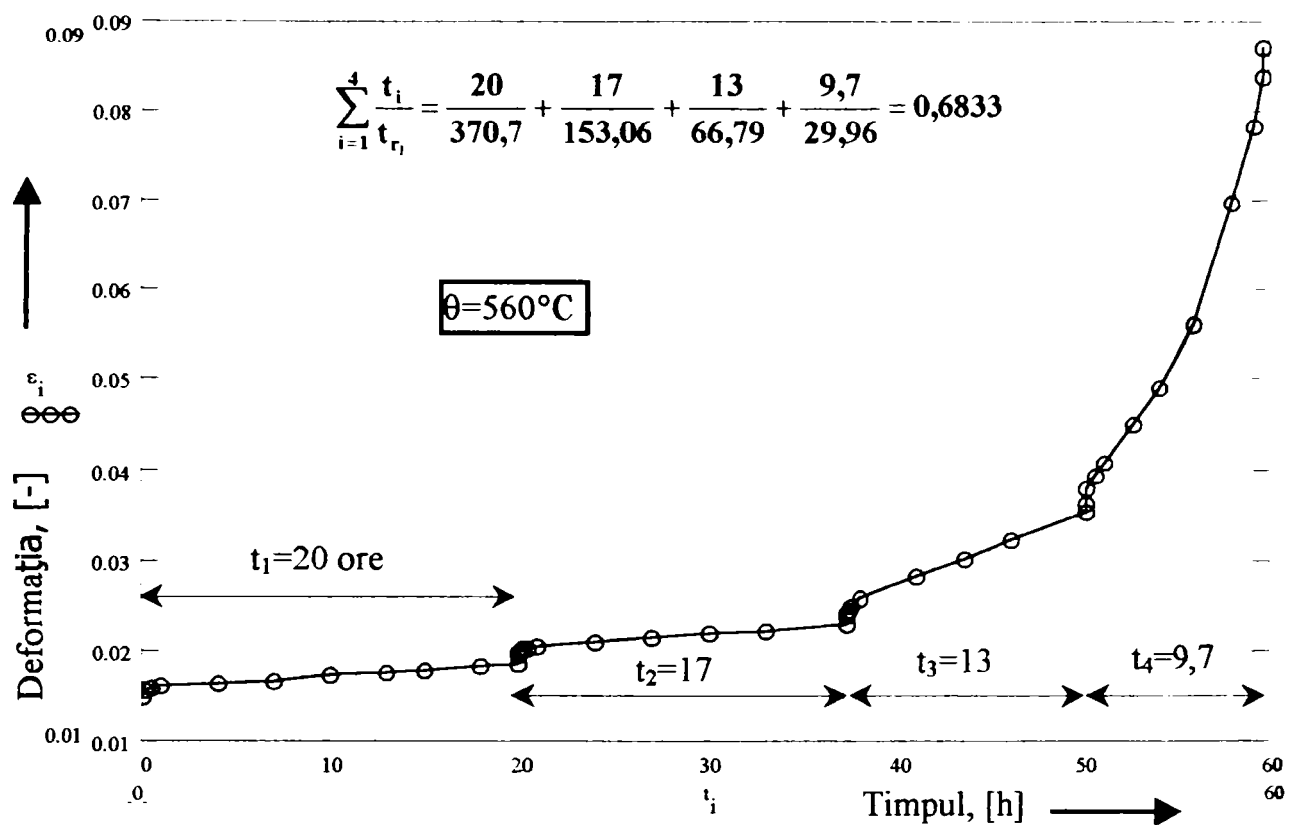


Fig.6.25. Curbă de fluaj la $\theta = 560^{\circ}\text{C} = \text{constant}$, și la $\sigma = 200$ timp de 20 ore
După care tensiunea crește în trepte de 20 Mpa până la 260 MPa.

$$\lg t_{r_{\max}} = \frac{P_{LM_{\max}}}{T} - 20 = \frac{18030}{500 + 273} - 20 = 3,3247 \Rightarrow t_{r_{\max}} = 2112 \text{ ore}.$$

Abaterea procentuală față de valoarea medie va fi:

$$\Delta t_r [\%] = \frac{t_{r_{\max}} - t_{r_{\text{med}}}}{t_{r_{\text{med}}}} \cdot 100 = \frac{2112 - 1351}{1351} \cdot 100 = 56,33 [\%].$$

Analizând încercările de fluaj executate conform programelor din Tabelul 6.5 se poate concluziona că:

- la încercările de fluaj executate la temperatură constantă, dar cu variația în trepte a tensiunii, se poate aplica metoda însumării liniare a degradărilor cu abateri inerente încercărilor de fluaj;

- nu s-a observat o dependență a duratei până la rupere de ordinea de aplicare a treptelor de tensiune;

- pentru încercările de fluaj cu variație continuă a tensiunii sau cu treptede dutrată mică, este probabil ca legea însumării liniare a degradărilor să nu poată fi aplicată datorită poceselor tranzitorii care apar până la stabilizarea fluajului. Desigur că în acest caz ar trebui efectuate mai multe încercări, cu diferite legi de variație a tensiunii.

6.4. Încercări de fluaj la temperatură variabilă.

Pe epruvetele prelevate dintr-o conductă confecționată din oțel OAT1 s-au efectuat și încercări de fluaj în cursul cărora temperatura s-a modificat în trepte în timp ce sarcina s-a menținut constantă. În toate cazurile s-a așteptat încheierea procesului tranzitoriu, (fluajul primar), și atingerea domeniului fluajului stabilizat, (secundar), pentru a se permite determinarea vitezelor minime de fluaj. Instalațiile de fluaj și aparatura utilizate au fost aceleași cu cele prezentate în paragrafele anterioare.

În Tabelul 6.6 se prezintă programul încercărilor, precum și suma degradărilor parțiale pentru aceste încercări. În Fig.6.26, 6.27, 6.28, 6.29 și 6.30 sunt prezentate curbele de fluaj aferente și modul de calcul a sumei degradărilor parțiale.

Se menționează că metodica și condițiile de încercare au fost aceleași ca și în cazul încercărilor cu tensiune variabilă. Din analiza rezultatelor concentrate în Tabelul 6.6 se poate concluziona că pentru încercările de fluaj cu variația temperaturii în trepte se poate aplica însumarea liniară a degradărilor. Pentru faptul că suma acestor degradări parțiale este inferioară unității, (media celor cinci determinări este 0,851732), nu se poate găsi o explicație plauzibilă.

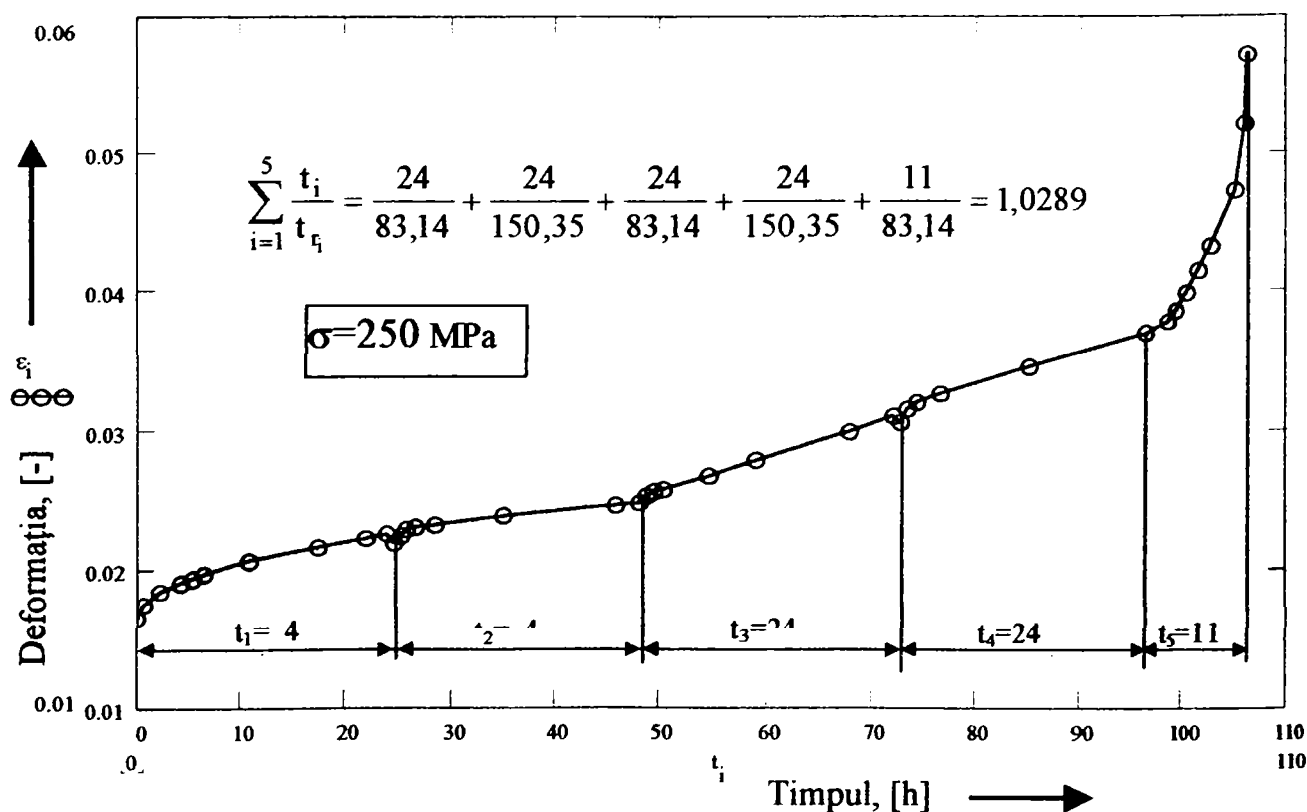
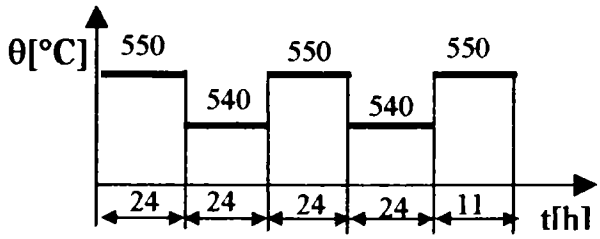
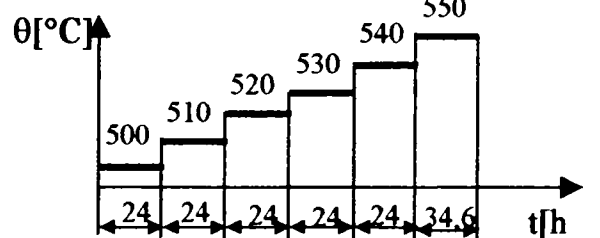
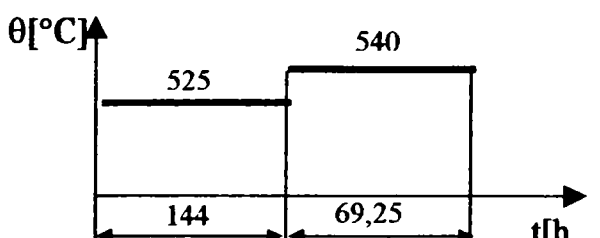
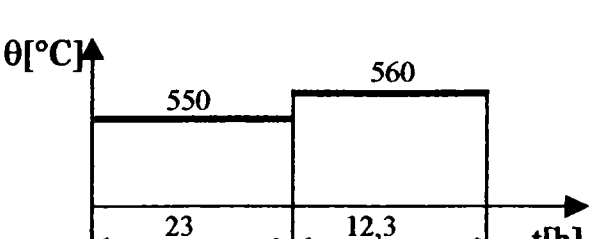
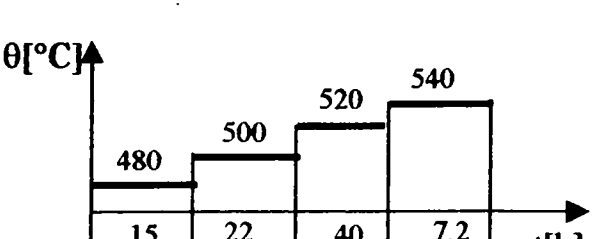


Fig.6.26. Curbă de fluaj pentru $\sigma = 250 \text{ MPa} = \text{constant}$, și la o succesiune de temperaturi: 550-540-550-540-550°C.

În plus numărul mic de încercări nu asigură consistența statistică adecvată. Spre deosebire de încercările de fluaj cu variația încărcării în trepte, în acest caz abaterea procentuală maximă este mai mică față de valoarea medie, și anume +20,8% și respectiv -13,37%.

Tabelul 6.6

Nr. înc.	Schema de încercare.	Tensiunea. σ [MPa]	Figura	Suma degradărilor parțiale
(0)	(1)	(2)	(3)	(4)
1.		250	6.28	1,0289
2.		250	6.29	0,73782
3.		250	6.30	0,83808
4.		260	6.31	0,8318
5.		300	6.32	0,82206

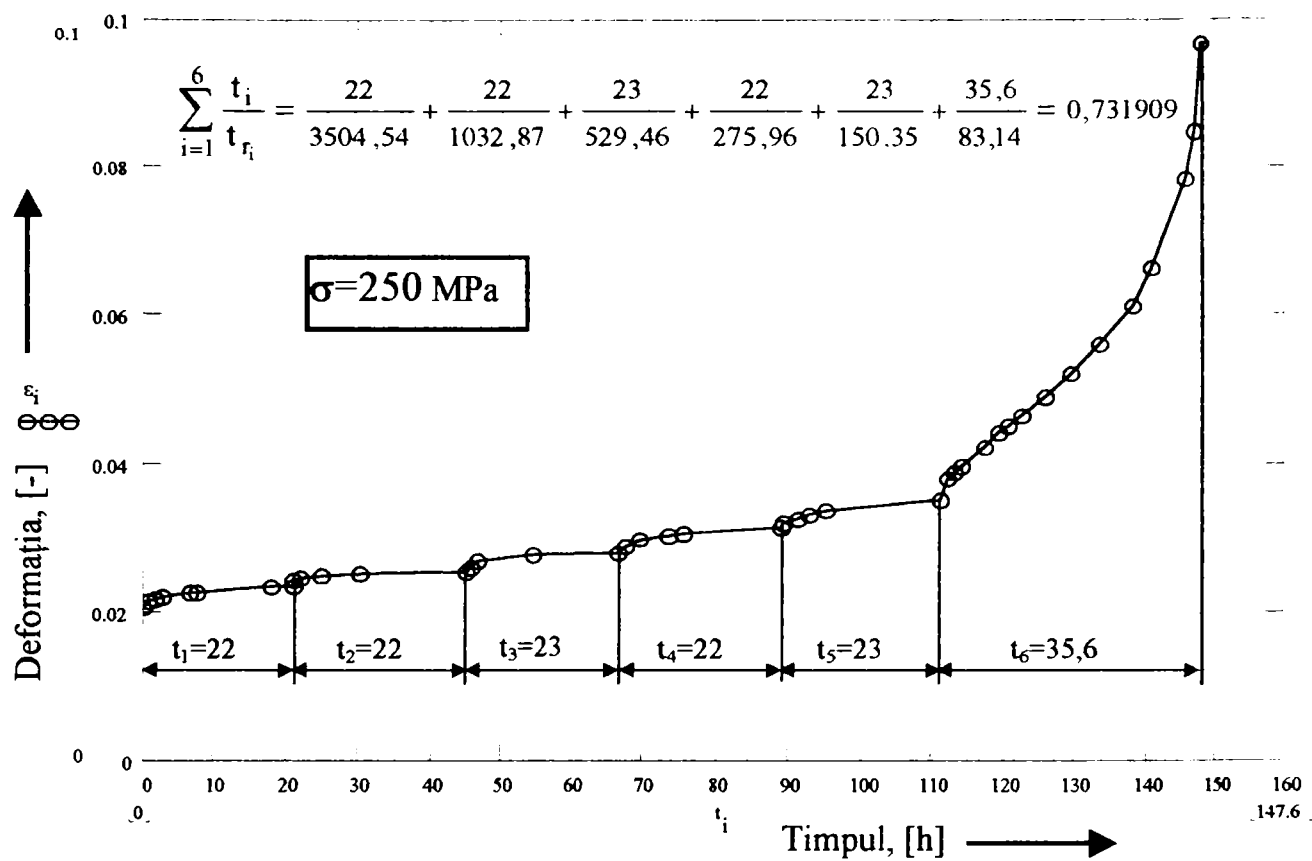


Fig.6.27. Curba de fluaj pentru $\sigma=250 \text{ MPa} = \text{constant}$, și cu temperatura crescând în salturi de câte 10°C , de la 500 la 550°C .

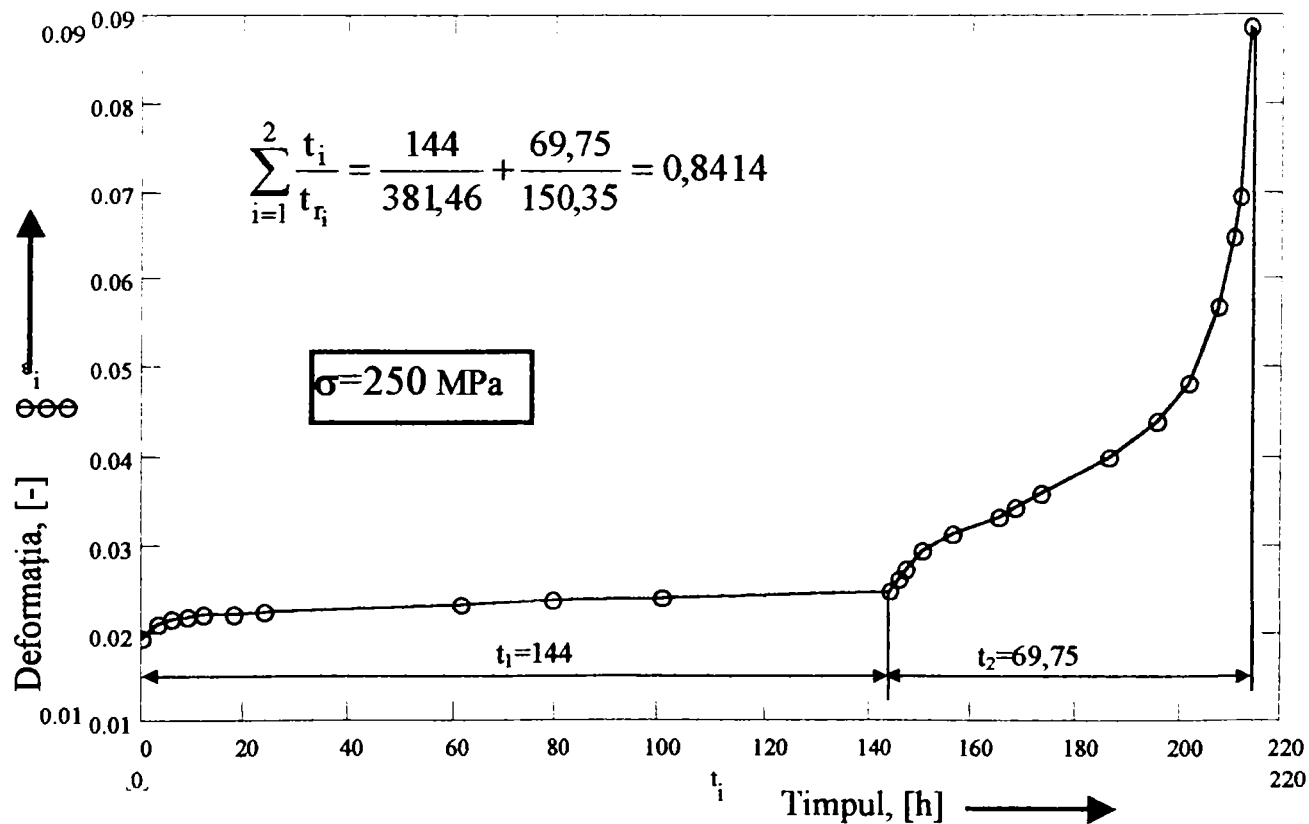


Fig.6.28. Curba de fluaj pentru $\sigma=250 \text{ MPa}$ cu un salt de 15°C , după 144 ore de încercare la temperatura de 525°C .

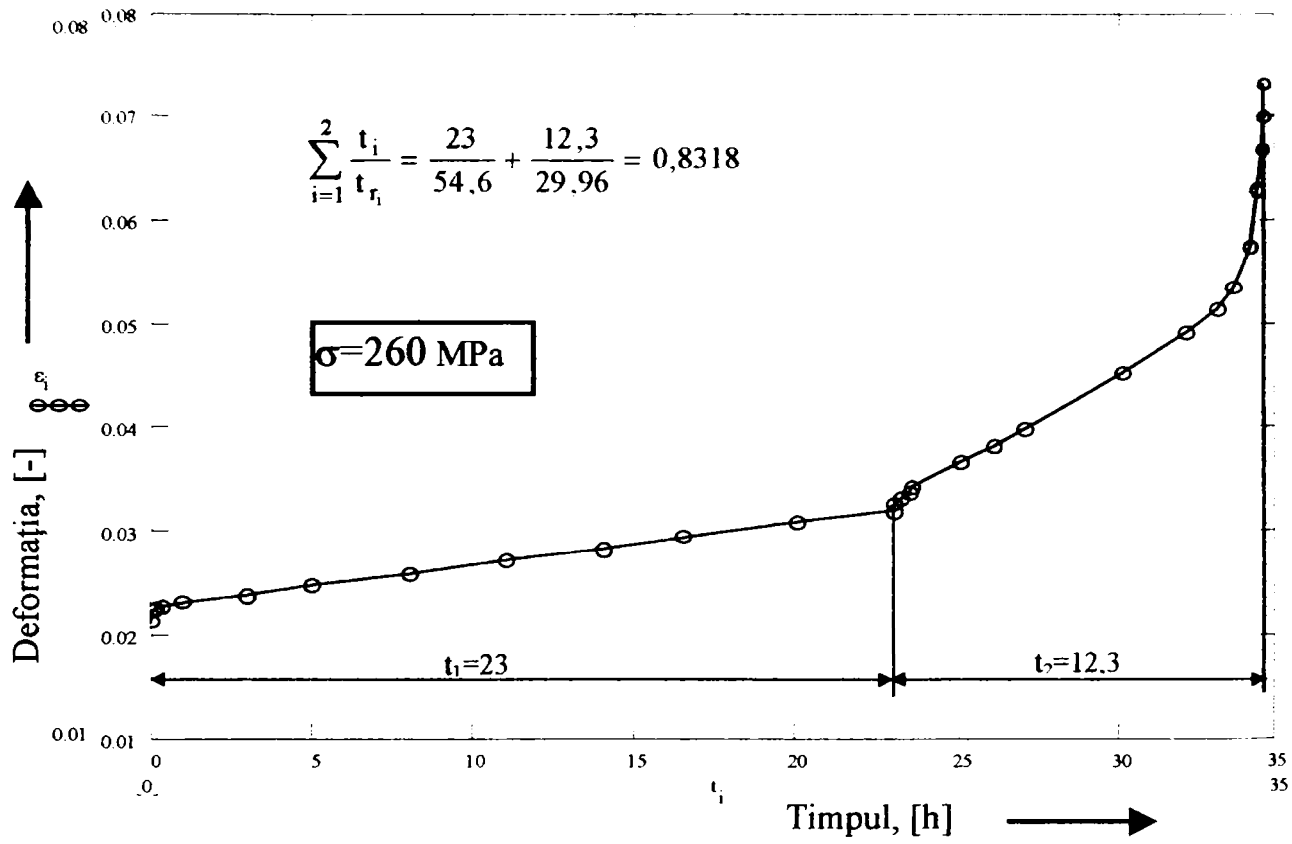


Fig.6.29. Curba de fluaj pentru $\sigma=260$ MPa cu un salt de 10°C , după 23 ore de la 550 la 560°C .

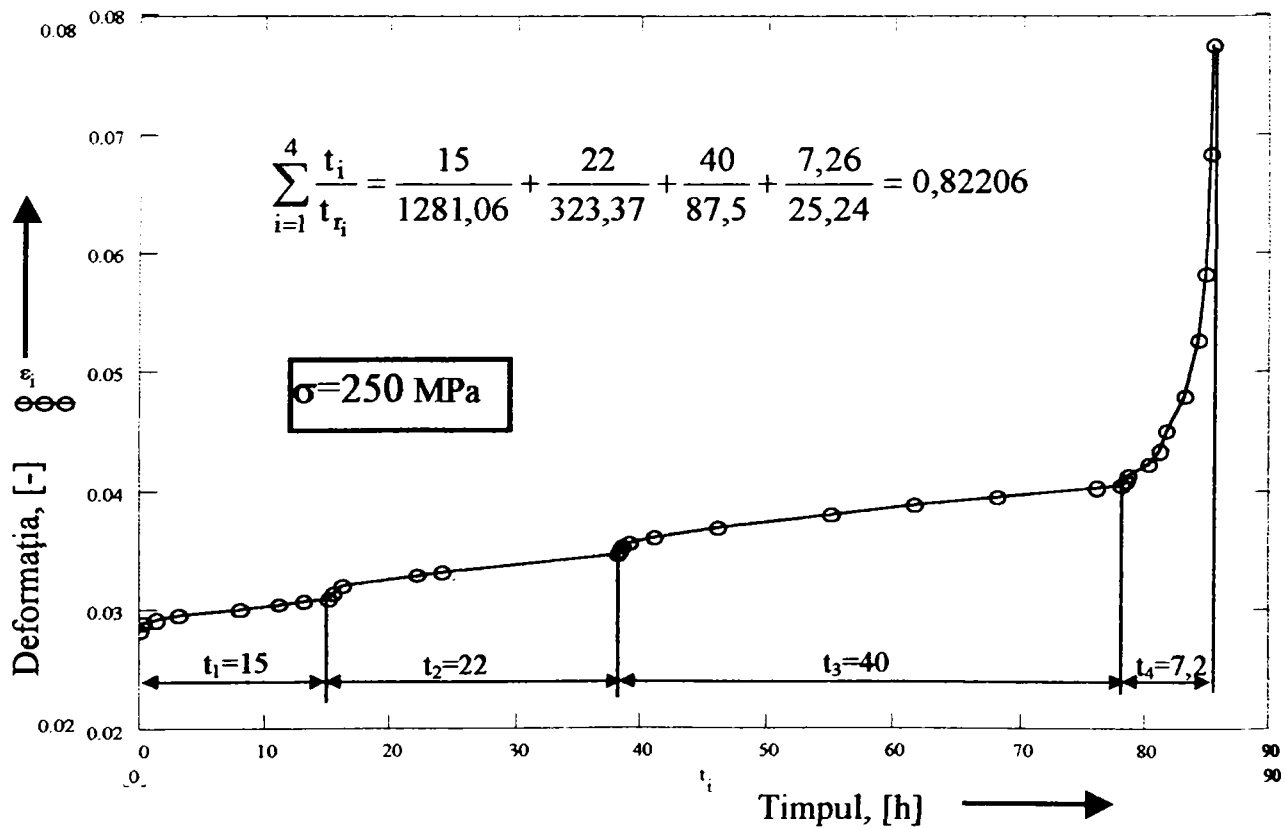


Fig.6.30. Curba de fluaj la tensiune constantă, $\sigma=300$ MPa, și la temperatura care crește în salturi de la 480 , la 500 , 520 și în final 540°C .

CAPITOLUL 7.

INFLUENȚA TEMPERATURILOR VARIABILE ASUPRA COMPORTĂRII MECANICE,
ȘI LA FLUAJ, A UNOR ȚEVI DINTR-UN ALIAJ REFRACTAR (INCOLLOY 800).

În cadrul acestui capitol se prezintă unele rezultate privind influența temperaturilor variabile asupra comportării mecanice și la fluaj a unor țevi de la reactorul de cracare a gazului metan de la S.C.Viromet, orașul Victoria, Brașov, determinate de variațiile de temperatură inerente procesului tehnologic.

Pentru evidențierea nivelului de degradare a acestor țevi, care au avut o durată de funcționare de 160.000 ore la presiunea de 14 atm. și la temperatura maximă de 800°C, au fost programate următoarele încercări:

- I- Încercări mecanice:
 - I.1.- pe țevi:
 - I.1.1- cu cordon de sudură;
 - I.1.2- fără cordon de sudură;
 - I.2.- pe materialul țevilor:
 - I.2.1.- pe epruvete plate;
 - I.2.2.- pe epruvete cilindrice;
- II- Încercări de reziliență;
- III- Încercări la fluaj.

În toate cazurile suprafețele de rupere au fost supuse unor riguroase analize metalografice.

7.1. Încercări mecanice de scurtă durată.

7.1.1. Încercări mecanice pe țevi.

Aceste încercări au avut ca scop evaluarea stării de degradare a unor tronsoane prelevate din țevi cu sau fără sudură. Evaluarea stării de degradare s-a efectuat pe baza încercărilor la tracțiune a acestor tronsoane. Încercările s-au realizat pe o mașină de încercat universală de 100 kN prin tragerea pe dorn a țevilor. Epruvetele de tip A.11 cu sudură au constat de fapt din țevi cu două tronsoane, (Fig.7.1).

Pentru a urmări alungirile la rupere ale acestor epruvete s-a considerat o bază tensometrică de 75 mm pornind de la cordonul de sudură în direcția transversală cu diametrul de 44 mm. În Tabelul 7.1. sunt indicate forțele maxime înregistrate în momentele ruperilor, (F_{max}), și rezistențele la rupere la tracțiune a cordoanelor de sudură, (R_m), respectiv ale zonei influențate termic. În același tabel mai sunt trecute și: aria secțiunii inițiale, (S_0), și lungimea

finală, (L_u), mărimi obținute prin măsurare și calcul. Pentru comparație în Tabelul 7.2. s-au indicat caracteristicile mecanice și de deformație ale țevilor fără suduri.

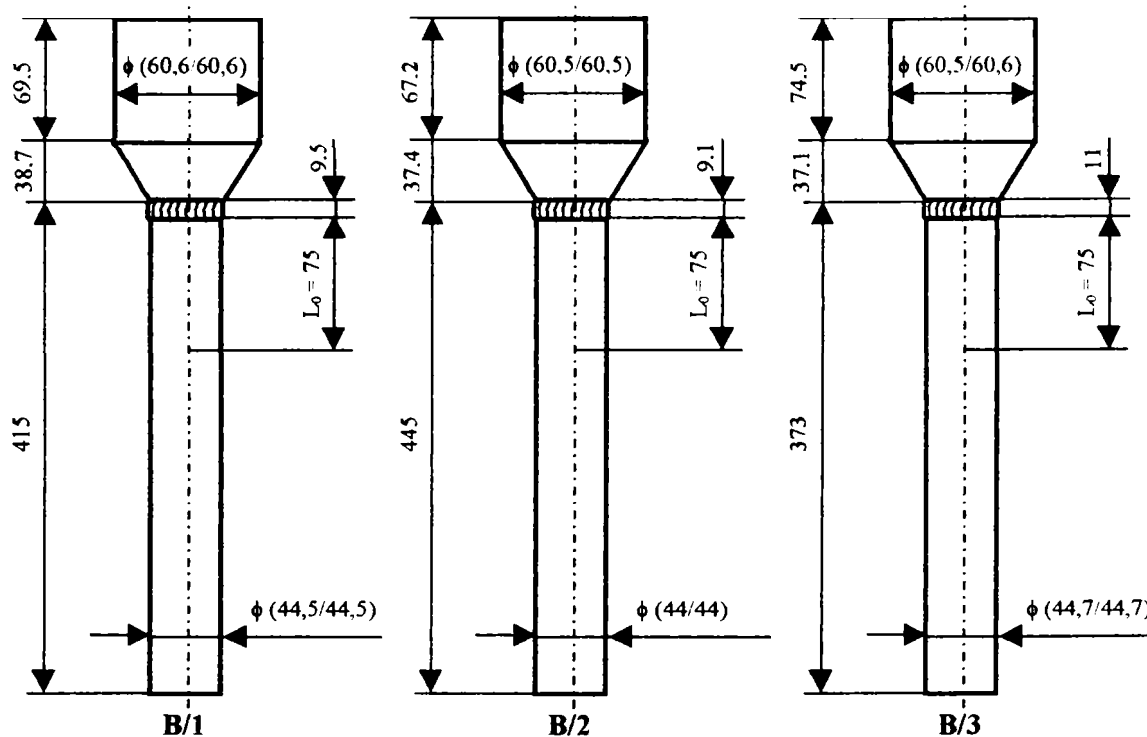


Fig. 7.1. Epruvetele utilizate la încercările la tracțiune pe țevi sudate.

Analizând rezultatele obținute în aceste încercări se remarcă următoarele:

- rezistențele la rupere la tracțiune, R_m , ale țevilor sudate, (epruvete de tip B), au fost mult mai mici decât cele ale țevilor fără suduri, (de circa 2 ori mai mici);
- analiza secțiunilor de rupere ale epruvetelor B/1 și B/3, la care ruperea s-a produs în cordonul de sudură, a evidențiat prezența unor imperfecțiuni ale cordonului, (nepătrunderi).

Aceste observații au stat la baza propunerii de îmbunătățire a tehnologiilor de sudare utilizate.

7.1.2. Încercări mecanice pe materialul țevilor.

7.1.2.1. Încercări la tracțiune statică folosind epruvete cilindrice.

Încercările la tracțiune statică s-au efectuat conform STAS 200-75 folosind epruvete debitate din pereții unor țevi cu diametrul exterior de 60 mm și cel interior de 32 mm care au funcționat 160.000 ore la presiunea de 14 atm. și la temperatura variabilă, temperatura maximă fiind de 800°C. Încercările s-au efectuat la patru temperaturi și anume: 20, 400, 650 și 800°C.

Influența temperaturii asupra comportării materialului este redată, pentru comparație, în Fig.7.2 în care sunt reprezentate curbele caracteristice σ - ϵ pentru cele patru temperaturi. Evoluția caracteristicilor mecanice, (R_m =rezistența la rupere, $R_{p0,2}$ =limita de curgere,

Tabelul 7.1.

Indicativ epruvetă	F_{max} [N]	S_0 [mm ²]	R_m [Mpa]	L_u [mm]	Observații
B/1	113.000	768	147	75,3	Ruperea se produce în zona influențată termic.
B/2	183.000	760	240	80,4	Ruperea se produce în zona influențată termic.
B/3	120.000	772	155,4	75	Ruperea se produce în sudură și în zona influențată termic.

Tabelul 7.2.

Indicativ epruvetă	Forța maximă F_{max} [N]	Diametrul exterior ultim D_{01}/D_{02} [mm]	Grosimea ultimă g_{u1}/g_{u2} [mm]	Diametrul exterior ultim mediu $D_{u,med}$ [mm]	Grosimea ultimă medie $g_{u,med}$ [mm]	Aria secțiunii rupte S_u [mm ²]	R_m [Mpa]	L_u [mm]	A_{10} [%]	Z [%]	Observații
A/1	296.000	38,5/38,6	4,7/4,6	38,55	4,65	562,87	396,6	188,8	25,86	24,6	
A/2	326.000	34,5-34,7	4,5/4,3	34,6	4,4	478,03	446,7	214,6	43,06	34,5	
A/3	316.000	-	-	-	-	-	421,4	-	-	-	Epruvetă ruptă în bacul de prindere

KV=rezistența la încovoiere cu șoc, A_5 = alungirea la rupere, Z = gâtuirea la rupere), cu temperatura este prezentată în Fig.7.3. Se evidențiază că odată cu creșterea temperaturii scad atât limita de curgere cât și rezistența la rupere. Nu s-a remarcat o tendință clară în evoluția caracteristicilor de deformație, A_5 și Z , pe măsura creșterii temperaturii.

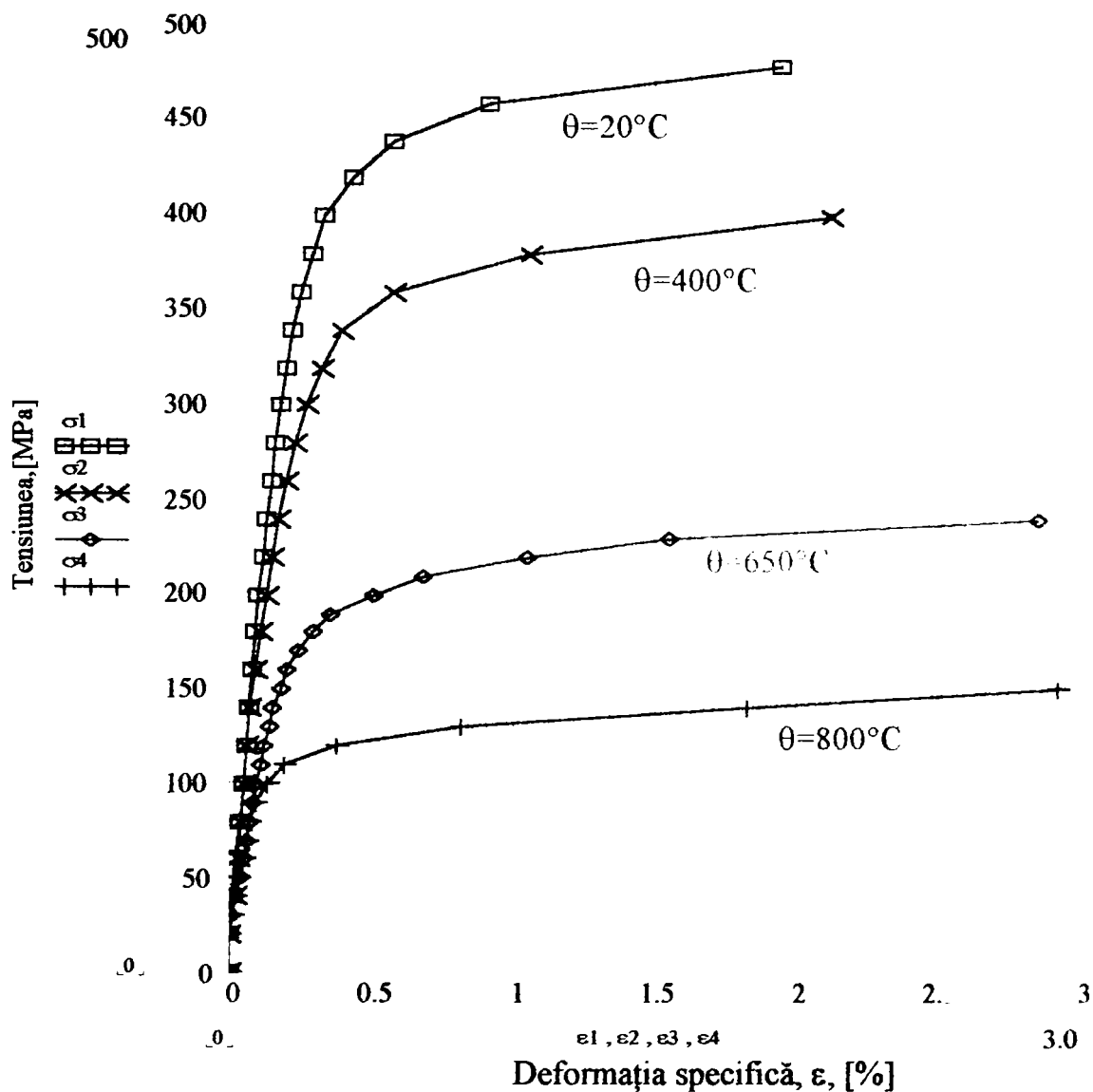


Fig.7.2. Curbe caracteristice la diferite temperaturi.

În Fig.7.4.a și 7.4.b se prezintă aspectul caracteristic al suprafețelor de rupere ale epruvetelor încercate la 20°C și respectiv 800°C. În toate cazurile secțiunile de rupere și aspectele microstructurale au evidențiat prezența unor ruperi cu caracter ductil.

7.1.2.2. Încercări la tracțiune folosind epruvete plate.

Pentru o evidențiere mai clară a stării pereților țevilor s-au efectuat și încercări la tracțiune pe epruvete plate debitate din țevi în următoarele condiții:

- țevă cu grosimea peretelui de 6 mm care a funcționat 160.000 ore;
- țevă cu grosimea peretelui de 14 mm cu aceeași durată de funcționare;

- țevă nouă.

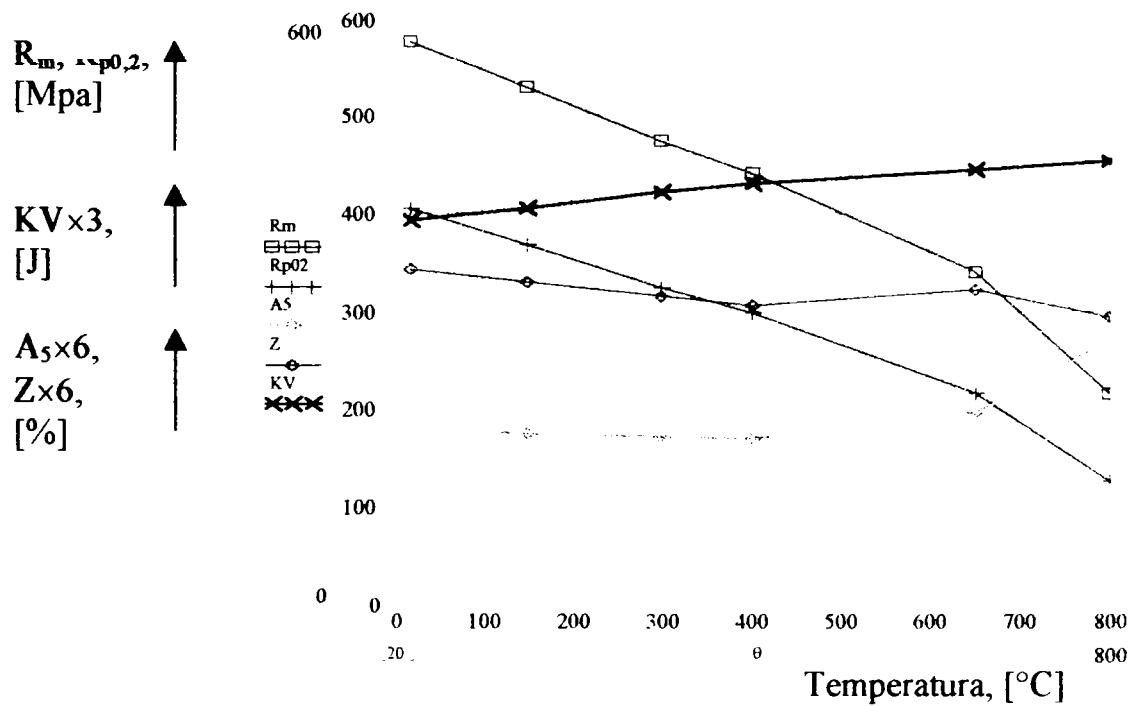


Fig.7.3. Caracteristici mecanice de scurtă durată.



(a)



(b)

Fig.7.4. Aspectul suprafețelor de rupere la tracțiune ale epruvetelor rupte la: a)- 20°C; b)-800°C.

Scopul acestor încercări a fost de a evidenția în ce măsură, granulația și fenomenele de coroziune intercrystalină, asociate cu temperatura variabilă, influențează caracteristicile mecanice uzuale. De această dată încercările la temperatura ambiantă au scos în relief o

tendință de micșorare a rezistenței la rupere a țevilor care au funcționat 160.000 ore în comparație cu țevile noi, (Fig.7.5).

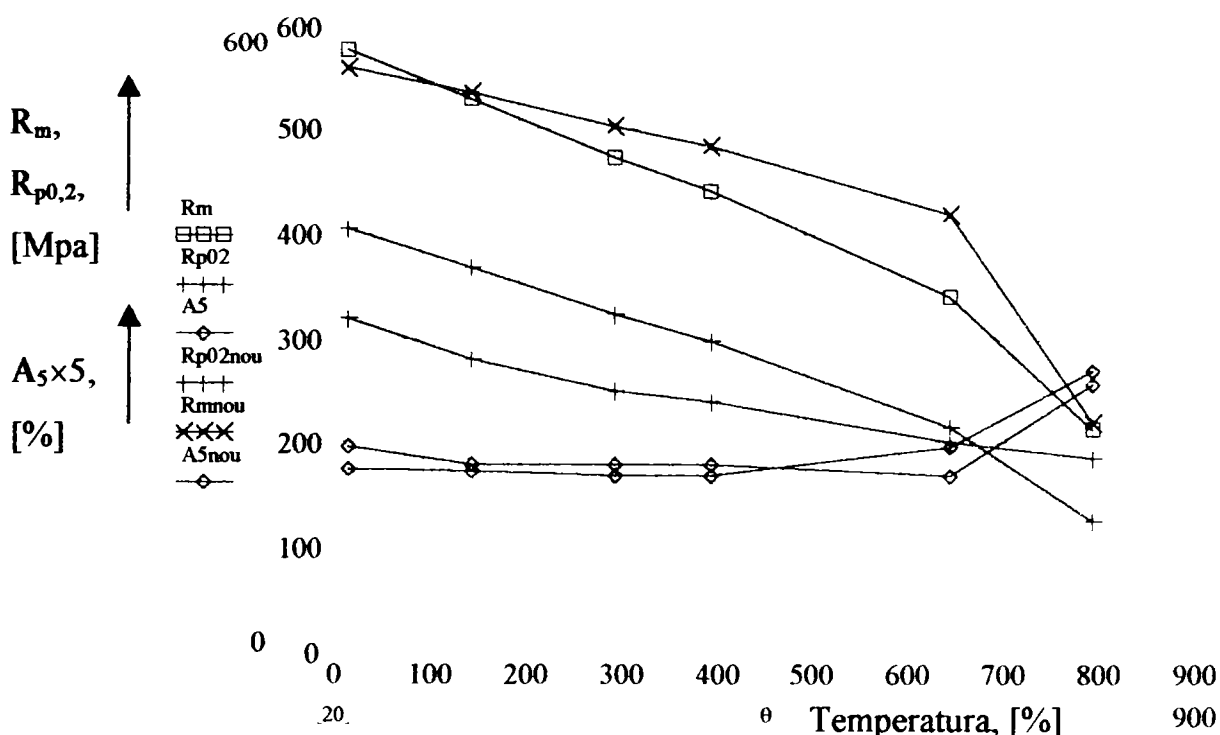


Fig.7.5. Comparatie între caracteristicile materialului neutilizat și al celui utilizat.

Aceasta se explică în primul rând prin influența coroziunii intercrystaline evidențiată la țevile care au funcționat, (Fig.7.6), la care microstructura reliefează, la limita grăunților, prezența unor precipitate, iar în vecinătatea suprafețelor a nenumărate fisuri transversale care au fost deschise datorită alungirii materialului.

Concluzii.

Încercările pe epruvete pelevate din țevi, la toate temperaturile, nu au evidențiat diferențe semnificative între caracteristicile mecanice ale aliajului după 160.000 ore față de starea inițială. Deci variația temperaturii caracterizată printr-un gradient termic redus nu a influențat practic comportarea materialului.



Fig.7.6. Microstructură cu coroziune intercrystalină.

Analiza îmbinărilor sudate, și a zonei influențate termic, a arătat însă o sensibilitate mai mare față de gradientul de temperatură. Acest lucru a fost reliefat, după cum s-a văzut în urma încercării la tracțiune a cordoanelor de sudură ale țevilor care au funcționat 160.000 ore, precum și prin apariția unei tendințe de fragilizare a materialului din zona influențată termic.

Refacerea cordoanelor de sudură și înlocuirea acelor tronsoane pe care s-a constatat extinderea fenomenului de coroziune peste adâncimea de 0,6 mm, au stat la baza recomandării de prelungire a duratei de exploatare a reactorului de cracare a gazului metan de la S.C. VIROMET S.A. orașul Victoria, județul Brașov.

1.2. Încercări de fluaj

pentru determinarea rezistenței de durată a aliajului INCOLLOY 800 la temperaturile $\theta_1=650^\circ\text{C}$ și $\theta_2=800^\circ\text{C}$.

Evaluarea rezistenței de durată a materialului utilizat timp de 160.000 ore, în condiții de exploatare care presupun și variații de temperatură, necesită efectuarea unor încercări de rupere la fluaj cât mai concludente. Întrucât domeniul de temperaturi în care se utilizează materialul este 650... 800°C, încercările s-au efectuat la aceste temperaturi. Câte 4 epruvete confecționate conform STAS 8894-71, [135], au fost încercat pe o mașină de fluaj cu trei posturi tip ZST 3/2 de fabricație R.D.G., respectându-se prescripțiile tehnice cuprinse în normele "C29-82", [131].

Fiecare epruvetă a fost solicitată la o altă sarcină, constantă pe toată durata încercării, înregistrându-se valoarea tensiunii, durata până la rupere și valorile deformațiilor, la diferite momente de timp, astfel încât să se poată trasa și curbele de fluaj. Alura curbelor de fluaj, $\epsilon = \epsilon(t)$, este una normală, adică prezintă toate cele trei stadii de fluaj, (Fig. 7.7,a,b și c).

Tabelul 7.3

Nr. proba	θ [°C]	σ [MPa]	t_r [h]	ϵ_r [%]	$\epsilon_{\min} \cdot 10^3$ [1/h]	P_{LM}
1	650	180	40	24,87	2,270	19940
2	650	160	559	21,32	1,528	20090
3	650	140	194	31,75	0,231	20570
4	650	130	321	33,62	0,159	20770
5	800	80	11	30,86	9,470	22580
6	800	60	69	42,14	3,110	23380
7	800	50	186	7,23	1,030	23490
8	800	40	299	53,2	0,432	24120

Rezultatele încercărilor sunt prezentate în Tabelul 7.3., în care: θ și σ = temperatura și respectiv tensiunea la care s-au efectuat încercările; t_r = timpul până la ruperea probei în ore; ϵ_r = deformația specifică la rupere în procente; ϵ_{\min} =viteza minimă de fluaj, în 1/oră; P_{LM} =

81,[135].Întrucât extrapolarea directă a rezultatelor este posibilă pentru durate de maxim 4 ori mai mari decât durata celei mai lungi încercări efectuate s-a preferat extrapolarea rezultatelor cu metoda parametrică Larson-Miller, conform căreia:

$$P_{LM} = T \cdot [\lg(t_r) + C] \quad (7.1)$$

,unde:

- T=temperatura de incercare, in °K,
- t_r =durata pina la ruperea epruvetei,in ore,
- C= constantă de extrapolare secifică fiecărui material, a cărei valoare se poate admite ca fiind C=20.

Perechile de valori, $[P_{LM}-\log(\sigma_r)]$, corespunzătoare fiecărei încercări, reprezentate grafic constituie "curba de bază" a materialului. În Fig.7.8 s-a trasat dreapta de regresie care aproximează punctele determinate experimental, dreaptă obținută cu programul MCAD 6-PLUS și care are expresia:

$$\log(\sigma_r) = 5,048 - 1,407 \cdot 10^{-4} \cdot P_{LM} \quad (7.2)$$

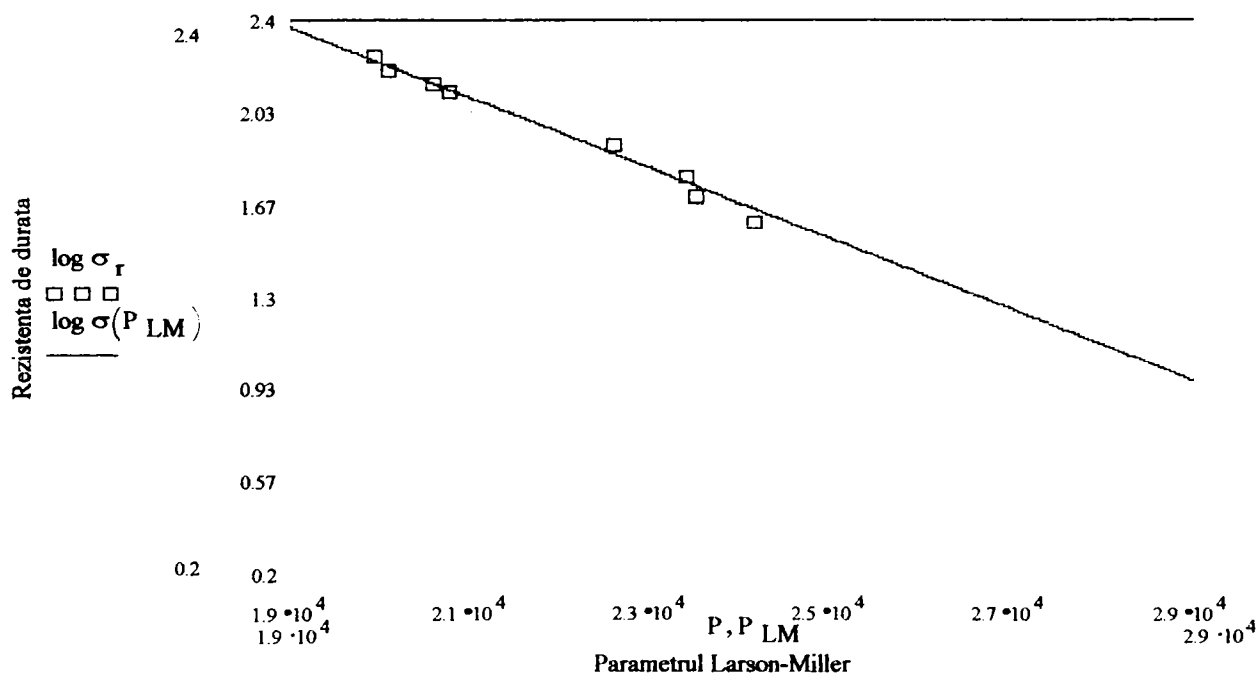


Fig.7.8. Aproximarea curbei de bază cu o dreaptă de regresie.

Cu relația de mai sus se obțin următoarele valori pentru rezistența de durată:

- $\sigma_{r1000\%50} = 126,06$ [MPa]; $\sigma_{r1000\%800} = 21,67$ [MPa];
- $\sigma_{r2000\%50} = 117,65$ [MPa]; $\sigma_{r2000\%800} = 11,89$ [MPa];
- $\sigma_{r3000\%50} = 112,74$ [MPa]; $\sigma_{r3000\%800} = 6,18$ [MPa];
- $\sigma_{r10000\%50} = 98,13$ [MPa]; $\sigma_{r10000\%800} = 0$ [MPa];

$$-\sigma_{r100000\theta 650} = 70,2 \text{ [MPa]}; \quad \sigma_{r100000\theta 800} = 0 \text{ [MPa]};$$

Punctele experimentale sunt descrise cel mai bine înșă de o curbă de gradul doi, Fig.7.11, determinată cu programul "TABLECURVE", și care are expresia:

$$\log(\sigma_r) = a + b \cdot P_{LM} + c \cdot (P_{LM})^2 \quad (7.3)$$

,unde: $a = -2,0203522$; $b = 5,0168181 \cdot 10^{-4}$; $c = -1,4497386 \cdot 10^{-8}$.

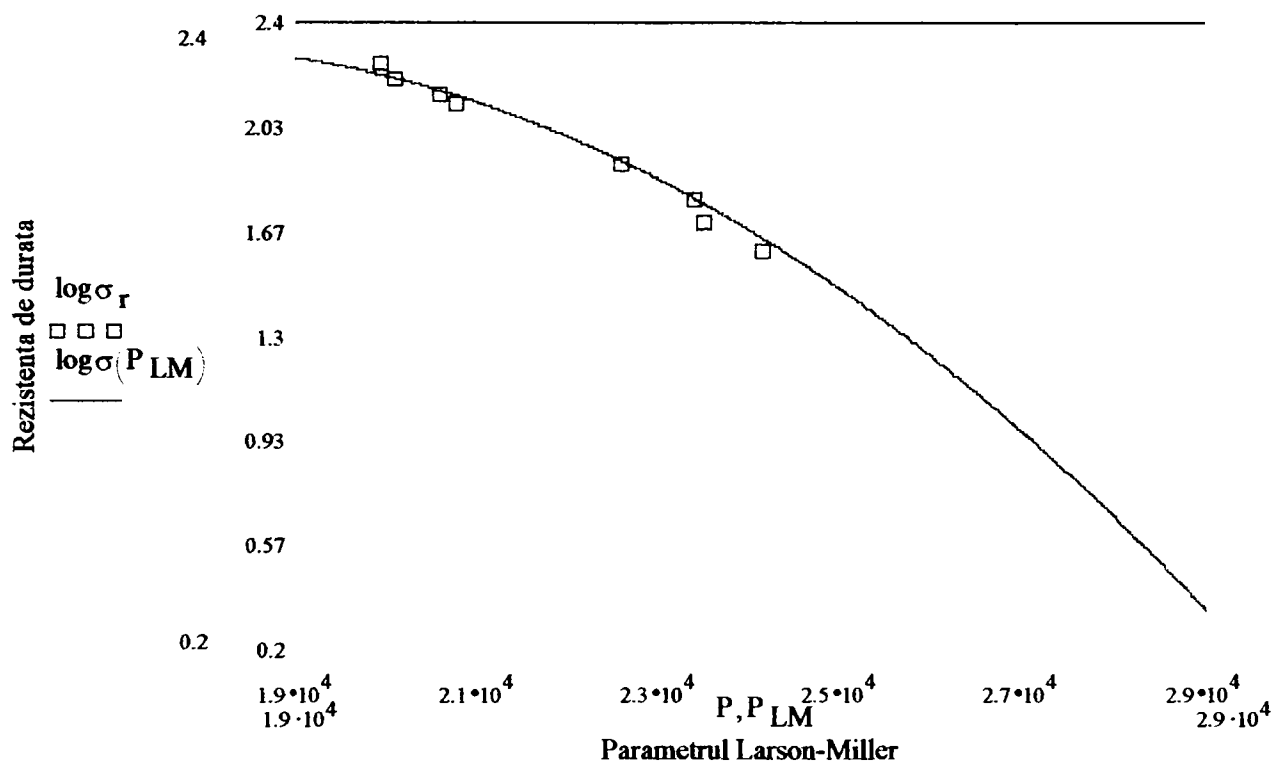


Fig.7.9. Curba de bază pentru materialul conductelor.

Cu relația (7.3), utilizându-se programul MATCAD, s-au calculat valorile rezistențelor de durată pentru opt valori ale timpului, și anume: 1000; 2000; 3000; 5000; 10000; 20000; 30000 și 100000 ore., (Tabelul 7.4).

Tabelul 7.4.

θ , [°C]	Rezistența de durată, $\sigma_{R/\theta t}$, [Mpa]							
	1000 [ore]	2000 [ore]	3000 [ore]	5000 [ore]	10000 [ore]	20000 [ore]	30000 [ore]	100000 [ore]
650	124,67	116,11	111,00	104,00	95,00	87,33	82,22	68,89
700	88,55	79,80	75,00	69,00	61,67	54,67	51,11	40,00
750	57,33	50,60	46,67	41,78	36,11	31,11	28,70	21,44
800	33,89	28,89	26,11	22,89	19,18	16,37	14,83	10,00
850	18,14	15,33	13,55	11,44	9,33	7,69	6,70	4,33
900	9,00	7,55	6,67	5,55	4,33	3,33	3,00	1,66
950	4,22	3,22	2,55	2,22	1,89	1,11	1,10	0,50

Pentru duratele de mai sus s-au determinat rezistențele la temperaturile: 650, 700, 750, 800, 850, 900 și 950°C. Cu aceste valori s-au trasat curbele de variație a rezistențelor de durată pe intervalul de timp cuprins între 1000 și 100000 ore, (Fig.7.10), curbe având ca parametru temperatura.

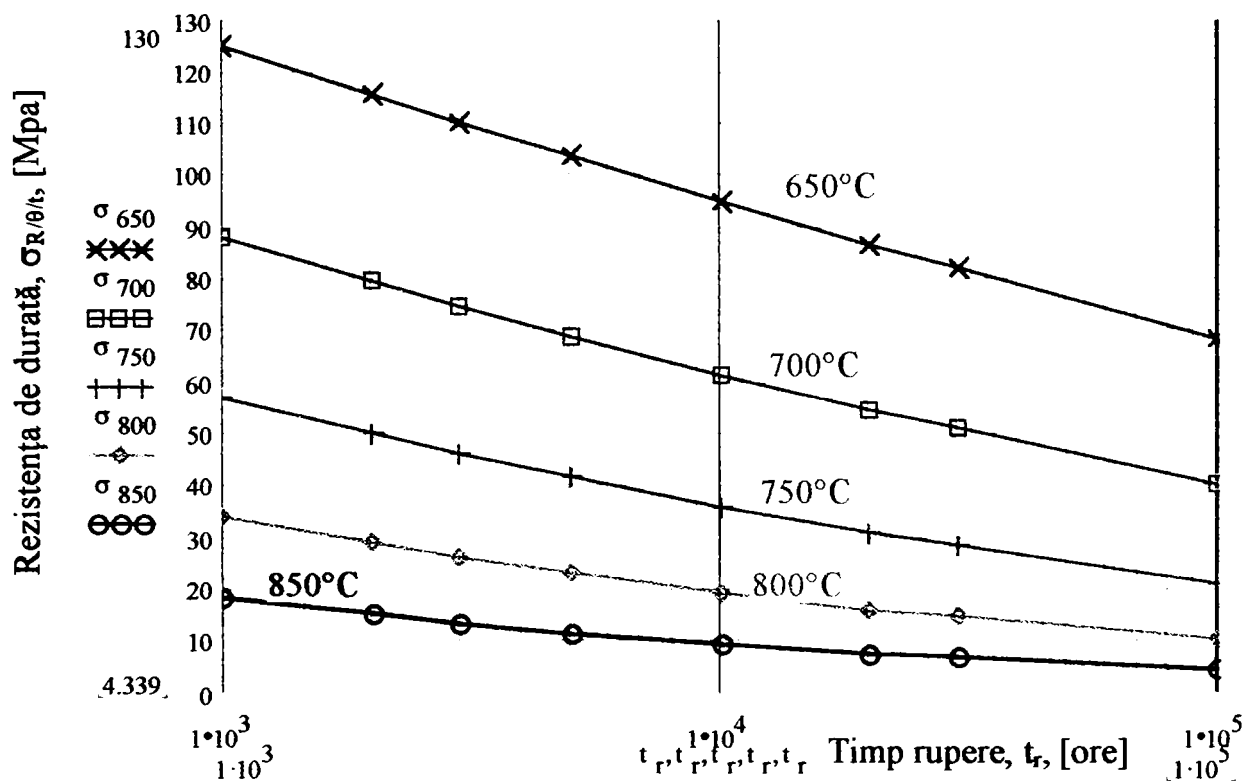


Fig.7.10. Variația rezistențelor de durată având ca parametru temperatura.

Variația rezistenței de durată, $\sigma_{R/t}$, cu temperatura, θ , este descrisă de o relație de forma:

$$\sigma_{R/t} = a + b \cdot \theta + \frac{c}{\theta} + d \cdot \theta^2 + \frac{e}{\theta^2} + f \cdot \theta^3 \quad (7.1)$$

în care a, b, c, d, e și f, sunt constante care iau valorile prezentate-n Tabelul 7.5., iar t= durata în raport cu care se calculează rezistența de durată.

Tabelul 7.5.

Coeficientul	Valorile coeficienților din expresia (7.1)							
	1000 [ore]	2000 [ore]	3000 [ore]	5000 [ore]	10000 [ore]	20000 [ore]	30000 [ore]	100000 [ore]
a	18803	68973	86892	30377	58493	-78336	-48365	27481
b	11,61	-98,49	-121,58	-49,45	63,532	92,62	54,41	-37,84
$c \cdot 10^6$	11,26	-23,74	-30,74	-8,754	25,98	32,43	20,74	-10,34
$d \cdot 10^{-4}$	-4	686,6	836,2	379,2	-334,4	-540,0	-297,65	262,4
$e \cdot 10^9$	-2,27	3,3	4,397	0,9985	-4,4	-5,188	-3,38	1,689
$f \cdot 10^{-6}$	-1,386	-18,71	-22,6	-11,092	6,826	12,476	6,358	-7,225

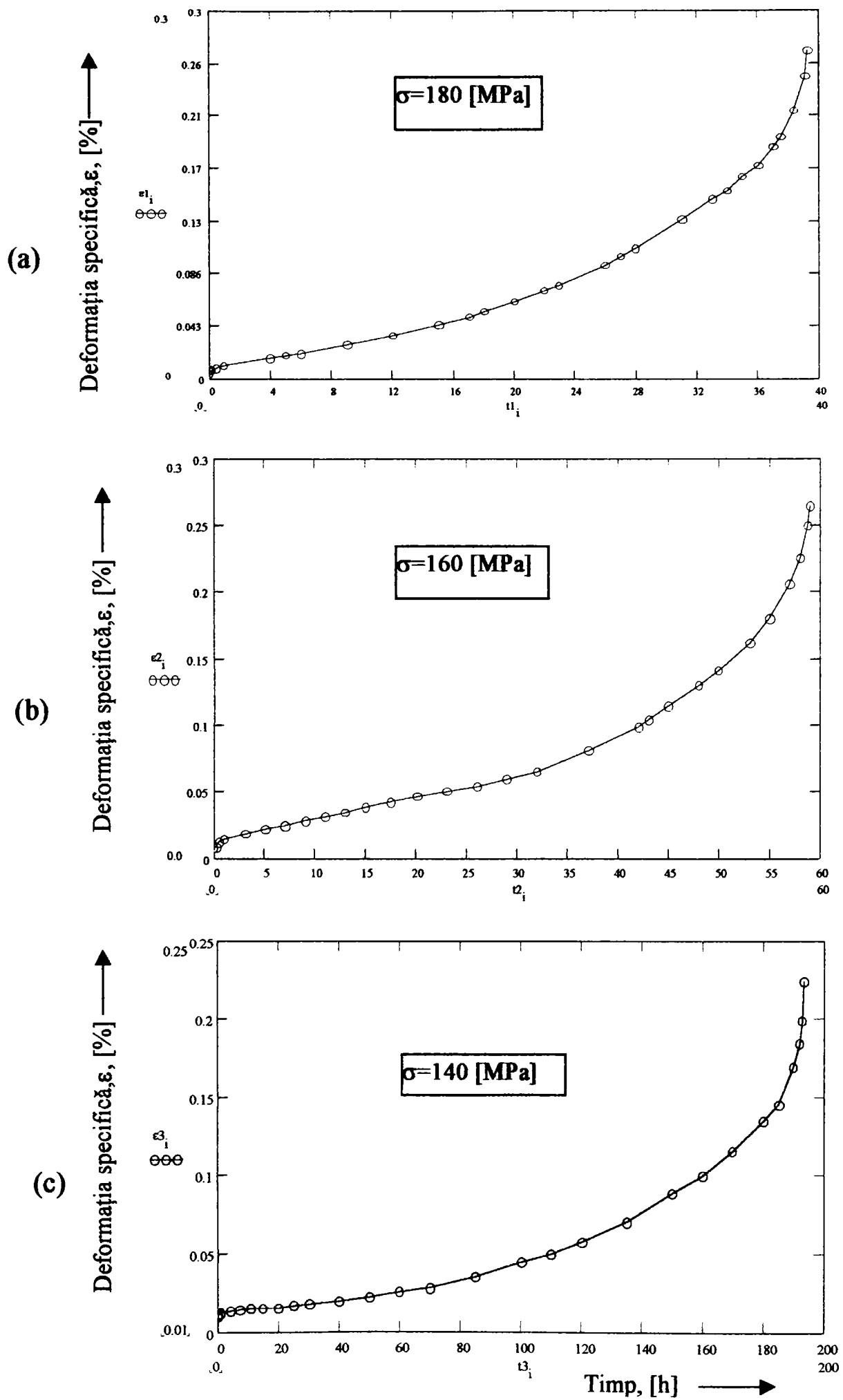


Fig. 7.7. Curbe de fluaj trasate pentru $\theta = 650^\circ\text{C}$ și diferite tensiuni.

În Fig.7.11. sunt prezentate, pentru comparație, curbele de variație ale rezistenței de durată pentru timpii de rupere de 1000, 10000 și 100000 ore. Se remarcă diminuarea drastică a rezistenței pe măsura creșterii temperaturii, indiferent de durata pentru care se calculează rezistența la ruperea datorată fluajului.

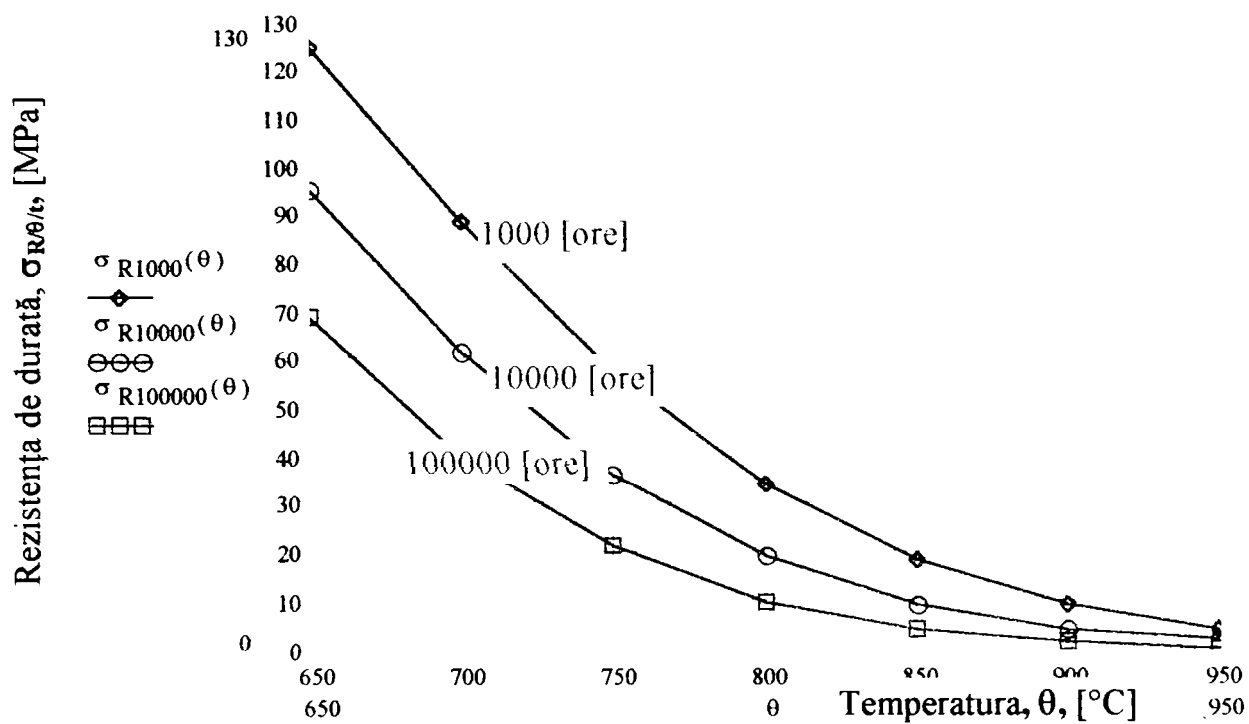


Fig.7.11. Comparație între rezistențele de durată ale aliajului INCOLLOY.

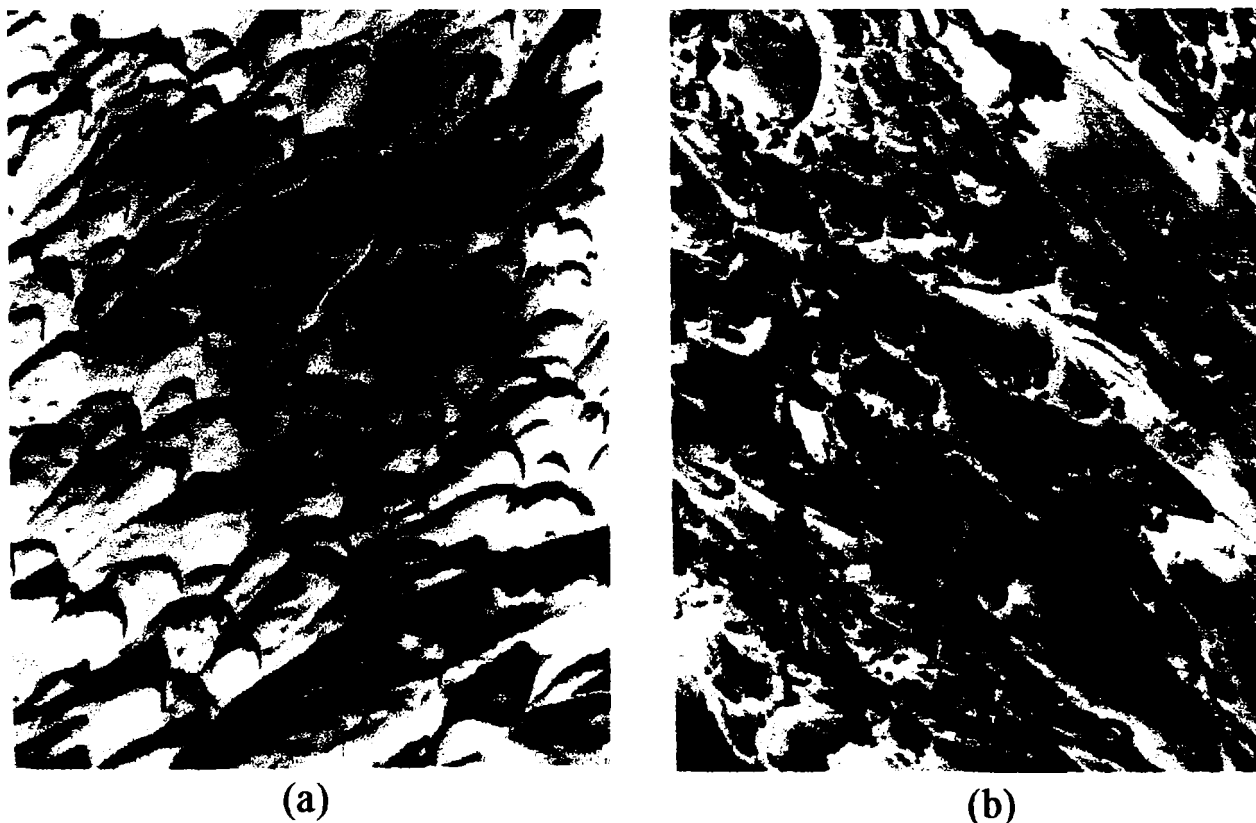


Fig.7.12. Aspectul caracteristic al suprafețelor de rupere după:

a)- fluaj la 650°C; b)- fluaj la 800°C.

După efectuarea încercărilor la rupere la fluaj, pentru fiecare epruvetă, s-au realizat examinări metalografice ale suprafețelor de rupere pe replici de carbon umbrite cu crom. Replicile inițiale, ale suprafețelor de rupere, au fost luate cu o folie de acetat de celuloză. Așa cum era de aștept aspectul epruvetelor rupte a indicat o puternică deformare plastică înainte de a se produce ruperea ca atare. Aspectul metalografic al suprafețelor de rupere, prezentat în Fig.7.12.a, pentru o epruvetă încercată la 650°C, și Fig.7.12.b, pentru o epruvetă încercată la 800°C, a certificat că ruperile în urma fluajului au avut, în toate cazurile, de tensiune și temperatură, un caracter ductil. Aceasta denotă că materialul, chiar și după o perioadă mare de exploatare, mai are resurse de funcționare în condiții de siguranță.

Concluzii:

a)- încercările la fluaj au evidențiat o mare capacitate de deformare înainte de rupere, (30...50%), ceea ce exclude probabilitatea ruperilor fragile;

b)- pe baza valorii tensiunii echivalente maxime, $\sigma_{ech,max} = 5,214$ [Mpa], (calculată cu relația 5.1.5, pentru presiunea $p_1 = 14$ [atm.]), s-au determinat, cu:

$$c = \frac{\sigma_R / 10.000 / \theta}{\sigma_{ech,max}} \quad (7.4)$$

următorii coeficienți de siguranță:

$$\begin{aligned} \rightarrow \text{la } 650^\circ\text{C} &\Rightarrow c = 18,27; & \rightarrow \text{la } 700^\circ\text{C} &\Rightarrow c = 11,8; \\ \rightarrow \text{la } 750^\circ\text{C} &\Rightarrow c = 6,93; & \rightarrow \text{la } 800^\circ\text{C} &\Rightarrow c = 3,69; \\ \rightarrow \text{la } 850^\circ\text{C} &\Rightarrow c = 1,79. \end{aligned}$$

Acești coeficienți confirmă resursele de exploatare în continuare a materialului și certifică rezistența deosebit de bună a aliajului INCOLLOY 800 în condiții de variație a temperaturii.

CAPITOLUL 8.

CONCLUZII ȘI CONTRIBUȚII PERSONALE.

8.1. Concluzii.

1. Aspectele analitice ale fluajului nu sunt nici în prezent pe deplin elucidate existând o serie de teorii sau ipoteze care concordă mai mult sau mai puțin cu comportarea reală a materialelor.

2. Nici toate aspectele fizice ale comportării la fluaj a metalelor și aliajelor mai des utilizate nu sunt complet lămurite, în ultimii ani propunându-se mai multe concepte care însă nu au un caracter general.

3. În ultima vreme, pentru aprecierea comportării în timp a metalelor sub sarcină la temperaturi ridicate, se folosesc tot mai mult programe specializate pentru calculul și prelucrarea automată a rezultatelor. Desigur în acest caz se pot utiliza relații analitice complicate, rezolvarea ecuațiilor care intervin făcându-se numeric.

4. Ținând seama de duratele mari pe care le implică încercările de fluaj, pentru aprecierea caracteristicilor de durată se utilizează extrapolarea acestora în mod deosebit cu metode parametrice. Dintre aceste metode cea mai des utilizată este metoda Larson-Miller.

5. Încercările la fluaj efectuate în condițiile unor temperaturi sau tensiuni variabile ridică probleme deosebit de complicate, mai ales că și stabilirea comportării materialului pe baza încercărilor la temperatură și tensiune constantă făcându-se în general cu mari dificultăți. Acest lucru este accentuat de faptul că pentru curbele de fluaj ridicate experimental este dificil de determinat o relație, cât de cât simplă, care să poată fi utilizată în calculele numerice.

6. În cazul încercărilor de fluaj efectuate cu variația în trepte a tensiunii sau a temperaturii, se poate aprecia că modificarea vitezei minime de fluaj este în concordanță cu valorile aceleași mărimi determinate prin încercări efectuate la tensiune și temperatură constantă. Această constatare permite reducerea consistentă a volumului de încercări necesare pentru descrierea comportării materialului la diverse nivele de tensiune sau de temperatură.

7. În cazul încercărilor de fluaj, efectuate în condițiile variației continue a temperaturii și/sau tensiunii, exprimarea analitică a dependenței dintre deformația specifică și timp este extrem de dificilă, și incertă, deoarece procesele sunt tranzitorii.

8. Ca și în cazul încercărilor clasice de fluaj, aprecierea rezistenței de durată a oțelurilor slab aliate pe baza unor încercări efectuate cu variația tensiunii sau temperaturii se face prin aplicarea unor criterii de cumulare a degradărilor. Cea mai utilizată lege de cumulare este cea a însumării liniare a degradărilor parțiale.

9. Variațiile rapide ale temperaturii determină apariția unor tensiuni termice în material, fapt ce conduce la apariția unor deformații suplimentare, greu de estimat, și care au ca efect scurtarea timpului până la rupere.

8.2. Contribuții personale.

1. S-a realizat o sinteză a principalelor aspecte ale fluajului metalelor, atât analitice cât și experimentale, cu precădere în condițiile variației tensiunii și temperaturii și cu detalierea particularităților specifice oțelurilor termorezistente slab aliate. Sunt prezentate în detaliu legile care guvernează diferitele stadii ale fluajului, mecanismele de producere a deformațiilor, (difuzia, dislocațiile), și influența temperaturii asupra acestora.

2. S-a efectuat o prezentare detaliată a celor mai utilizate metode de estimare a duratei de viață remanente pentru materialele utilizate în instalațiile din centralele termoelectrice: metoda însumării liniare a degradărilor, a vitezei deformației de fluaj, a energiei disipate în procesul de fluaj, metodele parametrice de extrapolare, metoda LSRTT, metoda fluajului incremental, F.I.

3. Utilizându-se un program specializat în calcule matematice s-a realizat un algoritm pentru determinarea rapidă și precisă a timpului până la ruperea tenace a unui tub cu pereți groși, algoritm care are la bază o metodă propusă în [62].

4. S-a elaborat un program de calcul pentru stabilirea nivelului tensiunilor termice din peretele unui tub cu pereți groși.

5. Folosindu-se un program de calcul cu elemente finite, s-a stabilit variația în timp a câmpurilor de tensiune și de deformație din peretele unui tub cu pereți groși, solicitat la presiune interioară variabilă în trepte, în condițiile variației logaritmice a temperaturii pe grosimea peretelui. Au fost analizate 4 cazuri distincte, în ceea ce privește nivelul gradientului termic, și anume: a) $\Delta\theta=0^{\circ}\text{C}$; b) $\Delta\theta=5^{\circ}\text{C}$; c) $\Delta\theta=10^{\circ}\text{C}$; d) $\Delta\theta=50^{\circ}\text{C}$. Pentru aceleași nivele ale gradientului termic, ($\Delta\theta$), s-a evidențiat nivelul tensiunilor remanente și evoluția lor la anularea sarcinii.

6. S-au efectuat încercări experimentale și analize metalografice pentru determinarea evoluției caracteristicilor mecanice de scurtă durată funcție de temperatură, pentru două oțeluri termorezistente feritice. Rezultatele obținute au fost valorificate în cadrul unor contracte de cercetare și publicate.

7. S-au executat încercări clasice de fluaj, unele cu durate de peste 3000 ore, în vederea determinării, cu metoda parametrică Larson-Miller, rezistențelor de durată pentru oțelurile

A42C și OAT1 și pentru aliajul refractar INCOLLOY 800. Durata totală a încercărilor de fluaj este de: 46.321 ore, (adică 1930 zile sau 5,42 ani).

8.S-au efectuat, pe oțelul OAT1, peste 20 de încercări de fluaj cu variația în trepte a tensiunii și/sau a temperaturii pentru a putea aprecia comportarea materialului în condiții similare celor reale întâlnite în practica funcționării centralelor termoelectrice. Durata acestor încercări a fost de 1751,7 ore.

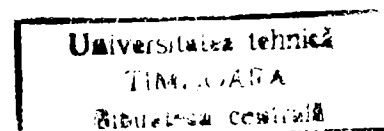
9.S-au determinat relațiile analitice care descriu dependențele vitezelor minime de fluaj de tensiune și de temperatură pentru oțelurile A42C și OAT1.

10.S-au determinat, grafic și analitic, curbele de bază ale oțelurilor A42C, OAT1 și aliajului INCOLLOY 800, curbe care permit determinarea rapidă a rezistențelor de durată pentru intervalele de interes ale timpului și temperaturii. Rezultatele obținute au fost valorificate în contracte de cercetare și au stat la baza recomandării prelungirii duratelor de exploatare a conductelor confecționate din materialele citate.

11. Pentru aliajul refractar INCOLLOY 800 s-au găsit expresii analitice pentru curbele de fluaj și pentru dependențele rezistențelor de durată de timp, cu temperatura ca parametru, **cât** și dependențele celor mai des utilizate rezistențe de durată de temperatura de exploatare.

BIBLIOGRAFIE

1. Agatonovici, P., Taylor, N., "Life Assessment Technology for Creep-Fatigue Situations Based on Damage Incubation", Preprint of the Bienal European Conference on Fracture, Varna, 1992.
2. Astafeev, V.I., "O disipativnom kriterii razrušenia pri palzucesti", Jurnal Prikladnoi Mehaniceski i Tehniceskoi Fiyiki, Nr.4, 1983.
3. Ashby, M.F., Gandi, C., Taplin, D.M.R., "A Life Prediction Model for Creep-Fatigue Interaction", Acta Metal, Nr.27, 1979.
4. Babeu, T.D., "Observații asupra coeficientului de dilatare termică a conductelor", Analele Universității Oradea, Fascicola Mecanică, 1992.
5. Babeu, T.D., Vintilescu, I., HLUȘCU, M., "Comentarii asupra normelor TEMA", Al VII-lea Simp. Naț. de Tensometrie, București, 1994.
6. Babeu, T.D., Ciobotaru, N., "Comentarii asupra aspectelor globale din examinarea unor conducte în exploatare", Proc.of the Sc.Com.Meeting of "Aurel Vlaicu" University, Third Edition, Vol.4, Arad, 1996.
7. Babeu, T.D., Cristuinea, C., Blaj, L., "Cercetări privind posibilitatea modelării comportării la temperaturi ridicate a unor oțeluri termorezistente", Conf.aniversară "75 de ani ai Laboratorului de Rezistența materialelor", Vol.A, Timișoara, Octombrie 1998.
8. Blaj, L., Cristuinea, C., "Studiul comparativ a metodelor de extrapolare a rezultatelor încercărilor de fluaj la un oțel termorezistent nealiat", Simpozion Jubiliar "70 de ani de activitate a Laboratorului de Rezistența materialelor", Timișoara, 1993.
9. Bover, H.E., "Atlas of Creep and Stress-Rupture Curves", ASM International, Materials Park, SUA, 1988.
10. Brown, W.F.Jr., Mindlin, H., Ho, C.Y., "Aerospace Structural Metals Handbook", Purdue University, West Lafayette, SUA, 1996.
11. Burn, F., Yoshida, T., Robson, J.D., Narayan, V., Bhadeshia, H.K.D.H., MacKay, D.J.C., "Theoretical Design of Creep Resistant Steels", Materials Science and Technology, Vol. 15, 1999.
12. Cane, B.J., "Remain Creep Life Estimation by Assessment on Plant", International Journal of Pressure Vessel and Piping, Nr.10, 1982
13. Chapra, S., Canale, R., "Numerical Methods for Engineers", Third Edition, MacGraw-Hill, Singapore, 1998.



14. Chu,S.C, Sidebottom,O.M., "Creep of Metal Torsion-Tension Members Subjected to Nonproportionate Load Changes", Experimental Mechanics, Iunie 1970.
15. Coffin,L.F.," Introduction to High-Temperature Low-Cycle Fatigue", Experimental Mechanics, Mai 1968.
16. Cole,D., Martin-Moran,C., Sheard,A.G., Bhadeshia,H.K.D.H., MacKay,D.J.C., "Modelling Creep Rupture Strength of Ferritic Steel Welds", Proc. Of the ASME Int.Joint Power Generation' Conference, 1998.
17. Conway,J.B., Flagella, P.N.," Creep-Rupture data for the Refractory Metals to High Temperatures", Gordon and Breach, New York, SUA, 1971.
18. Constantinescu,A., Rotenstein,B., Lașcu-Simion,N., "Fluajul Metalelor", Editura Tehnică, București, 1969.
19. Crawford, R.J., "Plastics Engineering", 2nd ed., Pergamon Press, Oxford, Anglia, 1987.
20. Crevecoeur,G., "Quelques reflexions autour de la courbe de fluage", Journal des Ingenieurs, Nr.50, Aprilie 1992.
21. Cristuinea,C., "Contribuții la calculul tensiunilor și deformațiilor în cazul fluajului la temperatură variabilă", Teză de doctorat, I.P.T.V.Timișoara, 1976.
22. Cristuinea,C., Triponuț,V., "Metodă de încercare la fluaj", Brevet de invenție Nr.93624/08.10.1987.
22. Cristuinea,C., Blaj,L.,"Unele considerații privind aplicarea metodei Larson-Miller la încercările de fluaj", (limba rusă), Conferința de Vibrații, Timișoara, 1988.
23. Cristuinea,C., Dumitru,I., Tripa,P., Blaj,L, "Correlation of Static and Dynamic Characteristics for Toughness Estimation of Thermoresistant Steels", Ninth European Conf. On Fracture, Varna, Bulgaria, 1992.
24. Cristuinea,C., HLUȘCU,M., "Analiza stării de tensiune a unui recipient cu pereți groși", Sesiune de Comunicări Științifice , Sibiu, 1995.
25. Cristuinea,C., Blaj,L., HLUȘCU,M., "Cercetări privind dependența comportării mecanice a unui oțel termorezistent de temperatură și de durata de exploatare", partea I și II, Analele Univ. Oradea, Fascicola: Mecanică, Vol.I, 1995.
26. Cristuinea,C., Blaj,L., HLUȘCU,M., "Stress Determination from the Wall of an Autoclave Subjected to 3000 Bar Internal Pressure", Buletinul Științific și Tehnic al UTT, Timișoara, 1995.
27. Davidson,M.J., Jones, T.J.Jr., Rosard,D.D., Sheibel,J.R., "Monitoring for Life Extension", Proc. of the P.V.P.Conference, Vol.98-1, 1985.

28. Davis, J.R., "ASM Specialty Handbook: Heat Resistant Materials", ASM International, Materials Park, SUA, 1997.
29. Dieter, G.E. Jr., "Metalurgie mecanică", Traducere din lb. engleză, Editura Tehnică, București, 1970.
30. Dorn, J., "Mechanical Behavior of Materials at Elevated Temperature", Mc.Graw-Hill Book Comp., New York, SUA, 1961.
31. Dumitru, I., "Oboseala la șoc a materialelor", Editura Mirton, Timișoara, 1998.
32. Dumitru, I., Faur, N., "Elemente de calcul și aplicații în rezistența materialelor", Editura Politehnica, Timișoara, 1999.
33. Dumitru, I., Tripa, P., "About Relation Between the Fracture Toughness and Some Characteristics of Materials", Luc. Conf. Jubiliare "10 ani de la înființarea Univ. "Aurel Vlaicu", Arad, 2000.
34. Evans, R.W., Wilshire, B., "Introduction to Creep", The Institute of Metals, Londra, Anglia, 1993.
35. Faur, N., Dumitru, I., "Diferențe finite și elemente finite în rezistența materialelor", Editura Mirton, Timișoara, 1997.
36. Feng, L., Ottmann, M.C., "Essais de fluage informatises", Revue de Metallurgie, Ianuarie 1994.
37. Feng, L., "Methode de prevision la duree de vie en fluage de longue duree par un essai de fluage incrmentiel", Revue de Metallurgie, Iulie 1994.
38. Fingers, R.T., "Creep Behavior of Thin Laminates of Iron-Cobalt Alloys for Use in Switched Reluctance Motors and Generators", Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, SUA, 1998.
39. Finnie, I., Heller, W.R., "Creep of Engineering Materials", Mc. Graw-Hill Book Comp., Londra, Anglia, 1959.
40. Flinn, R.A., Trojan, P.K., "Engineering Materials and Their Applications", Houghton Mifflin, Boston, SUA, 1990.
41. Frost, H.J., Ashby, M.F., "Deformation Mechanism Maps: The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics", Pergamon Press, Oxford, Anglia, 1982.
42. Garafalo, F., "Deformation et rupture par fluage", Dunod Editeur, Paris, Franța, 1971.
43. Ghia, S., "A Review of Capacitance Strain Gauge Performance Obtained in Seven Years Plant Application", Elsevier Applied Science Publishers, Londra, Anglia, 1986.
44. Gittus, J.H., "Development of Constitutive Relation for Plastic Deformation from a Dislocation Model", Trans. of ASME, J. of Eng. Mat. And Technology, Ianuarie 1976.

45. Gleen,J., "Some Information of Creep Behavior of Low Alloy Steels", Proc. of the Symp.: "The Presentation of Creep Strain Data", Londra, Anglia, Octombrie 1971.
46. Gooch,D.J., How,I.M., "Techniques for Multiaxial Creep Testing", Elsevier Applied Science Pubs., Londra, Anglia, 1986.
47. Hajdu,J., "Contribuții la studiul influenței temperaturii și vitezei de încărcare asupra limitei de curgere a unui oțel moale", Teză de doctorat, Timișoara, 1964.
48. Hajdu,J., Cristuinea,C., Verificarea rezistenței unui tub de cracare aflat în condiții anormale de exploatare", Simpozion Jubiliar "70 de ani de activitate a Laboratorului de Rezistența materialelor", Timișoara, 1993.
49. Hajdu,J., Cristuinea,C., HLUȘCU,M., Vintilescu,I., "High Temperature Strength of Welded Tube Specimen", Symp."Zavarivanje'94", NoviSad, Yugoslavia, Oct. 1994.
50. Hajdu,J., Cristuinea,C., HLUȘCU,M., Vintilescu,I., "Strength Capacity at High Temperature of Two Metals Deposited by Thermoresistant Electrodes Welding", Symp."Zavarivanje'94", NoviSad, Yugoslavia, Oct. 1994.
51. Harvey,J.F., "Theory and Design of Pressure Vessels", Ed. Van Nostrand Reinholds, New York, SUA, 1987.
52. HLUȘCU,M., Cristuinea,C., "Determinarea timpului până la ruperea tenace, la fluajul unui tub cu pereți groși", Analele Univ. "Eftimie Murgu", Reșița, Oct.1996.
53. HLUȘCU,M., Cristuinea,C., "Analiza numerică a fluajului unui tub cu pereți groși solicitat la presiune variabilă ciclic", Analele Univ. "Eftimie Murgu", Reșița, Oct.1996.
54. HLUȘCU,M., "Evaluarea stării de tensiune din secțiunile unei prăjini de forare $\phi 60$, utilizată de agregatul de săpare", Zilele Academice Timișene, Timișoara, Mai 1997.
55. HLUȘCU,M., Blaj,L., "Calculul tensiunilor din conducte în condiții normale de funcționare și de șoc termic", Ses. Comunicări, Petroșani, Noiembrie 1997.
56. HLUȘCU,M., Tripa,P., "Determinarea stării de tensiune și deformație în peretele unei conducte", Ses.Jubiliară "75 de ani" de activitate în R.M., Timișoara, Oct.1998.
57. HLUȘCU,M., Tripa,P., "Tensiuni într-o conductă de abur intermediar", Buletinul AGIR Anul III, Nr.3 Iulie-Sept.1998.
58. HLUȘCU,M., "Estimarea comportării la fluaj a materialului unei conducte de cracare", Zilele Academice Timișene Ed.a-VI-a 27-28 Mai, Timișoara, 1999.
59. Holdworth,S.R., "Guidance for The Assessment of Creep Rupture Data, Creep Strain and Creep Stress Relaxation Data, Data Validation and Assessment Procedures", European Collaborative Creep Committee ECCC WG1, Vol.5, 1996.

60. Iankov,R., Datcheva,M., “ Numerical Investigation of the Creep Damage Rupture in Metals”, A 9-a Conferință Europeană de Mecanica Ruperii, Varna, Bulgaria, 1992.
61. Jaboleanu,C., Rașa,I., “Probleme de calcul numeric și statistic-MATCAD”, Editura Albastră, Cluj-Napoca, 1995.
62. Kacianov,L.M., “Teoria polzucesti”, Gasudarstvennoe iydatelstvo fiziko-matematicheskoi literaturî, Moscova, URSS, 1968.
63. Kinra,V.K., Wolfenden,A., “Mechanics and Mechanisms of Material Damping”, M3D, ASTM STP 1169, Am. Soc. for Testing and Materials, West Conshohocken, SUA,1992.
64. Klueh,R.L., Oakes,J.R., “High Strain Rate Tensile Properties of Annealed 2,25 Cr-1 Mo Steel”, J.of Eng.Mat. and Techn., Octombrie 1976.
65. Kostiuc,A.G., “O deformații i razrušenii kristaliceskovo materiala pri slojnoi programe padrujenia”, Jurnal Prikladnii Mehaniki i Tehniceski Fiziki, Nr.3.1967.
66. Kraus,H., “Creep Analysis”, John Wiley, New York, SUA, 1980.
67. Larson,L.H., “High Temperature Structural Design”, ESIS Pub. No. 12, Mechanical Engineering publications Ltd., Londra, ANGLIA, 1992.
68. Leqocq,M.C., “Utilization d’un micro-ordinateur pour suivri et depouillment d’essais de fluage”, Revue pratique deu controle industriel, Nr.23, 1984.
69. Leven,M.M., “The Interaction of Creep and Fatigue for a Rotor Steel”, Experimental Mechanics, Septembrie 1973.
70. Levy,S., Dubois,J.H., “Plastic Product Design Engineering Handbook”, 2nd ed., Chapman and Hall, New York, SUA, 1984.
71. Lin,J., Hazhurst,D.R., Dyson,B.F., “A New Design of Uniaxial Creep Testpiece with Slit Extensometer Ridges for Improved Accuracy of Strain Measurement”, Journal Mechanical Science, Nr.1, 1993.
72. Linde,L., Sandstrom,R., Gommans,R., Spindler,M.W., “Evaluation of Creep Rupture Data for the New European Standard for Stainless Steels”, Swedish Institute for Metals Research, report IM-3226, 1995.
73. Lokoșenko,A.M., Miakotin,E.M., Șesterikov,C.A., “Palzucesti i dlitelnaia procinosti stali X18H10T v usloviah slojnovno napriajennovo sastoiania”, Izv.A.N.C.C.C.R.,Nr.4 , 1979.
74. Lokoșenko,A.M., Șesterikov,C.A., “Despre problema evaluării rezistenței de durată la încărcarea în trepte”, Jurnal Prikl. Meh. I Tehn. Fiziki, Nr.2, 1982.
75. Malinin,N.N., “Prikladnaia teoria plasticinosti i palzucesti”, Izdatelstvo Mașinostroenie, Moscova, URSS, 1968.

76. Manson,S.S., "A Critical Review of Predictive Methods for Time-Dependent Metal Fatigue at High Temperature", P.V.P.-Design Techn., ASME, 1982.
77. Manson,S.S., "Tensiuni termice", Ed.Dunod, Paris, Franța, 1987.
78. Massonnet,C., Deprez,G., "Calculul structurilor cu calculatoare electronice", Ed.Tehnică, București, 1974.
79. Marriott,D.L., "Extension of ASME VIII, Division 1 Design Limits", International Pressure Vessel and Piping Codes and Standards: Vol.2, PVP-Vol. 313-2, ASME, 1995.
80. Marquardt,D.W., "An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters", Journal Soc. Ind. Appl. Math., Nr.11, 1963.
81. Moinereau,D., Masson,J.C., "Thermal Fatigue Behavior of Nuclear Power Plant Components; Crack's Initiation Analysis", Copyright E.D.F., Mai 1991.
82. Mocanu,D.R., și alții, "Încercarea materialelor", Vol.1, Editura Tehnică, București, 1982.
83. Monkman, F., Grant,N., "An Empirical Relationship Between Rupture Life and Minimum Creep Rate", Proc. ASTM, Vol.56, 1966.
84. Murry,G, "Extrapolations of the Results of Creep Tests by Means of Parametric Formulae", Joint International Conference on Creep, Vol.4, 1968.
85. Neville,A.M. Dilger,W.H., Brooks,J.J., "Creep of Plain and Structural Concrete", Construction Press, New York, SUA, 1983.
86. Nishihara,T., și alții, "Creep of Low Carbon Steel under Varying Temperatures", Proc.of 7-th Japan National Congress, Applied Mechanics, 1980.
87. Orlando,J.A., Goncalves,F., "Creep-Rupture Behavior of a Cruciform Specimen under Equal Triaxial Tension", International Journal of Science, Vol.34, Nr.10, 1992.
88. Penny,R.K., Marriott,D.L., " Design for Creep", 2-nd ed., Chapman and Hall, Londra, Anglia, 1995.
89. Perju,D., Șișak,I., HLUȘCU,M., "Programme de calcul pour l'obtention des courbes caracteristiques de fluage pour conducteur ", Buletinul Științific al Univ."Politehnica" din Timișoara, 1998.
90. Pickel,T.W., Sidebottom,O.M., Boresi,A.P., "Evaluation of Creep Lows and Criteria for Two Metals Subjected to Stepped Load and Temperature Changes", Experimental Machanics, Mai 1971.
91. Pizzo,P.P., "Rate Equations for Elevated Temperature Creep", Journal Engineering Materials and Technologies, Nr.101, 1979.
92. Ponomariov,S.D., "Calculul de rezistență în construcția de mașini", Vol.II, Editura Tehnică, București, 1963.

93. Prager, M., "Development of the MPC Omega Method for Life Assessment in the Creep Range", ASME Journal of Pressure Vessel Technology, Mai 1995.
94. Provost, W., Steen, M., Dhooge, A., "Short Term Determination of the Creep Properties of High Temperature Materials", P.V.P., Vol.98-1, 1985.
95. Rabotnov, I.N., "Mehanica deformiruiemovo tverdovo tela", Matemticaeskaia Nauka, Moscova, URSS, 1979.
96. Robinson, E.L., "Effect of Temperature Variation in the Long-Time Rupture Strength of Steels", Trans. ASME, Vol.74, 1972.
97. Rodig, M., Franzke, K., "Strain Measurements in Multiaxial Creep Tests", Conference on Techniques for Multiaxial Creep Testing, Septembrie 1985.
98. Ross, C.T.F., "Finite Element Programs For Axisymmetric Problems in Engineering", Ed. Halsted Press, Chichester Anglia, 1984.
99. Rosselet, A., Benoit, W., "Application of the Incremental Step Creep Test for Determination of Creep Damage Coefficient", Rev. Mechanics, Nr.10, 1984.
100. Rothmann, M.F., "High-Temperature Property Data: Ferrous Alloys", ASM International, Materials Park, SUA, 1988.
101. Rusu, O., Teodorescu, M., Laşcu-Simion, N., "Oboseala metalelor", Editura tehnică, Bucureşti, 1992.
102. Schlottner, G., Seeley, R.E., "Estimation of Remaining Life of High Temperature Steam Turbine Components", Proc. of PVP, Vol.98-1, 1985.
103. Skrzypek, J.J., Hetnarski, R.B., "Plasticity and Creep: Theory, Examples, and Problems", CRC Press, Boca Raton, SUA, 1993.
104. Smith, E.M., "Creep Testing at Variable Temperature and Load, Experimental and Computational Methods", ASME Publication Paper No.75-WA, 1976.
105. Smith, G.V., "Characterization of Materials for Service at Elevated Temperatures", Report No. MPC-7, ASME/CSME Montreal Pressure Vessel and Piping Conference, Montreal, Canada, 1978.
106. Sokolianski, B.M., "Assesment of the Remanent Life of Power Plant Pipelines", Proc. of the 5th Int. Fracture Mechanics Summer School, Dubrovnik, Yugoslavia, 1989.
107. Solomon, H.D., et al., "Low Cycle Fatigue", ASTM STP 942, Am. Soc. for Testing and Materials, West Conshohocken, SUA, 1988.
108. Soşmin, O.V., Tarşenov, N.G., "O palzucesti i razruşenii titanovo splava OT-4 v intervale temperatur 400-500 °C", Problemî procinosti, Nr.7, 1972.

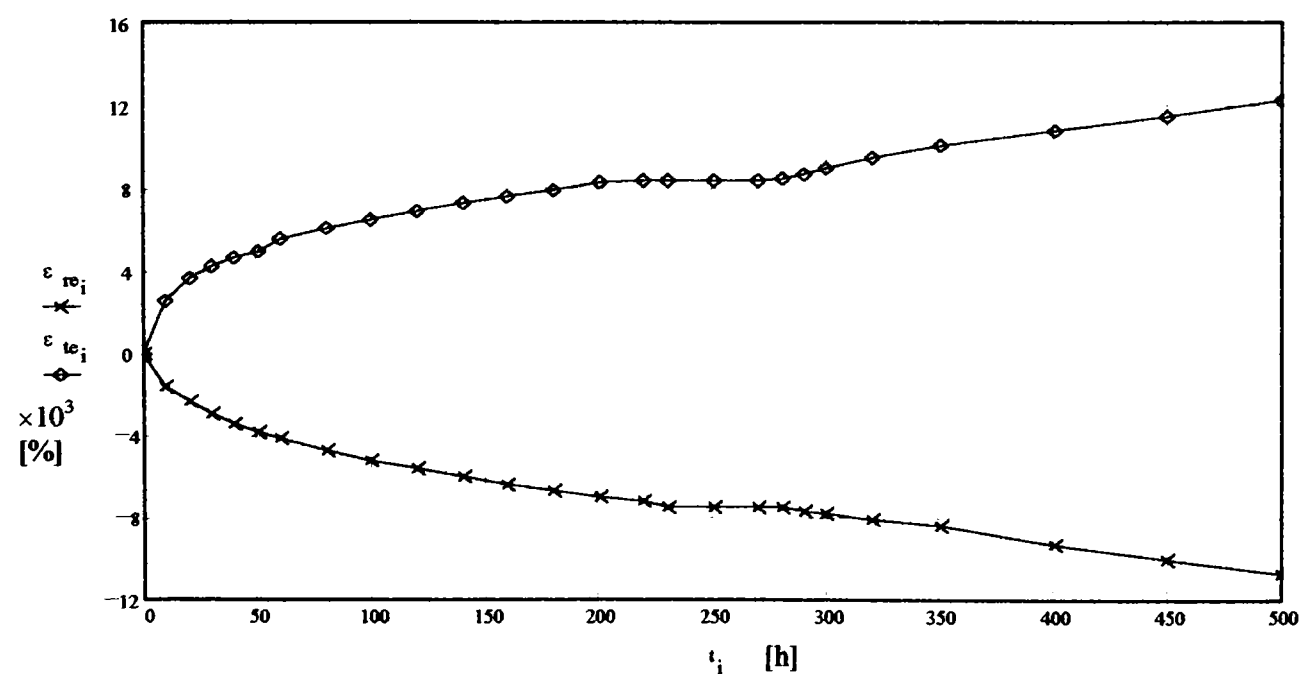
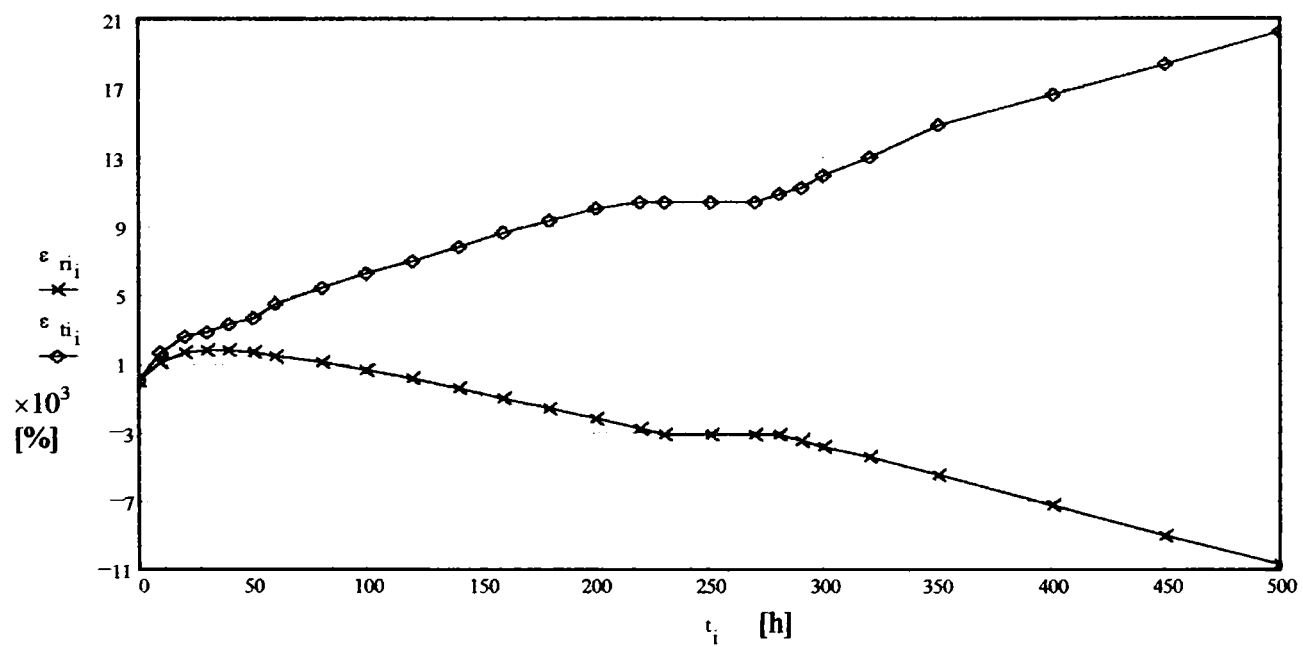
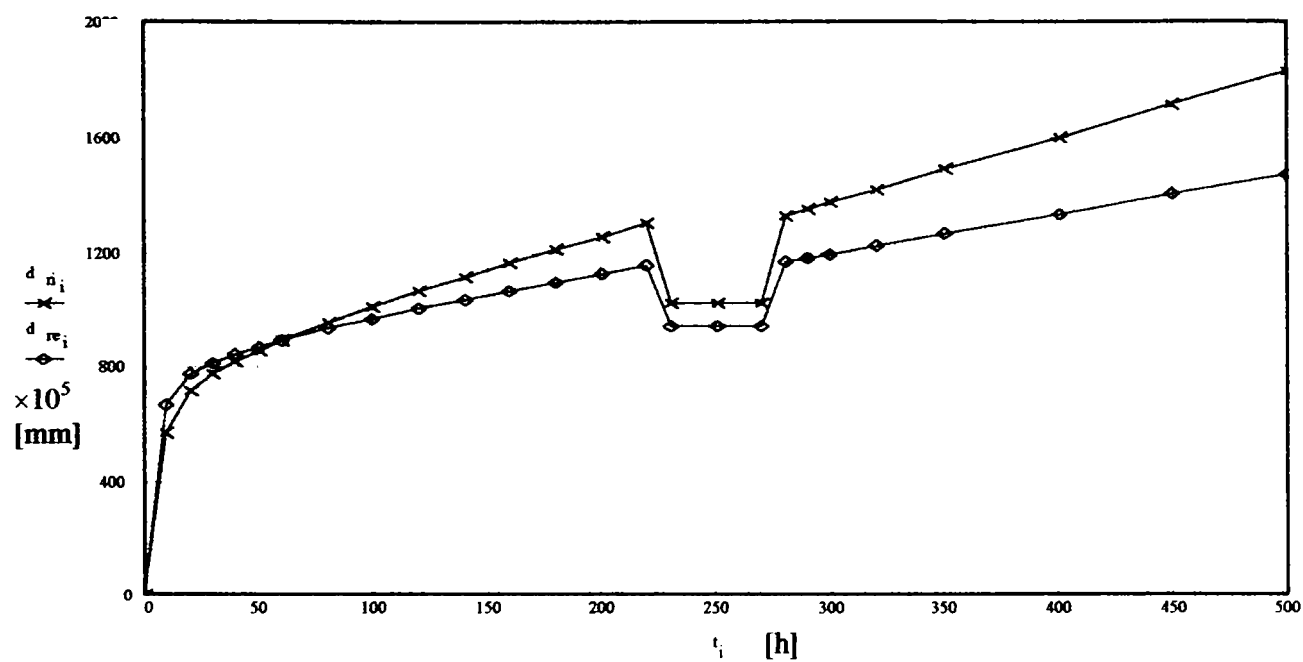
109. Steen, M., "Creep Life Assessment by Low Strain Rate Tensile Testing", International Journal of Pressure Vessel and Piping, Nr.14, 1983.
110. Steichen, J.M., "Tensile Properties of Thermally Exposed Type 304 Stainless Steel", Journal of Engineering Mat. And Techn., Octombrie 1976.
111. Tai-Ran Hsu, "The Finite Element Method in Thermomechanics", Ed. Allen & Unwin, Boston, SUA, 1986.
112. Taira, S., "Lifetime of Structures Subjected to Varying Load and Temperature", Culegere "Creep in Structures", Ed. Springer, 1973.
113. Taira, S., Koterazawa, R., "Some experimental and Analysis of Dynamic Compression Creep", Proc. of the 5-th Japan Congress Testing Materials, Kyoto, Japonia, 1972.
114. Tripa, P., HLUȘCU, M., "Factorul de intensitate a tensiunilor K_1 la o conductă de abur cu fisură circumferențială de suprafață supusă la șoc termic", Analele Univ. "Eftimie Murgu" Reșița, Octombrie 1996.
115. Tripa, P., HLUȘCU, M., "Stresses in a steam pipe", Buletinul Științ. al Univ. "Politehnica" din Timișoara, 1998.
116. Tripa, P., "Mecanica ruperii cu aplicații la conducte", Editura Mirton, Timișoara, 1998.
117. Wachtmann, J.B., "Mechanical Properties of Ceramics", John Wiley, New York, SUA, 1996.
118. Walser, B., Rosselet, A., "Post Service Properties of 2,25% Cr- 1% Mo Steels", Proc Of the P.V.P. Conference, PVP, Vol.98-1, 1985.
119. Weber, H., "Assesment of Creep Damage in a Heat Resistant Ferritic Steel", Preprint of the Bienal European Conference of Fracture, Varna, Bulgaria, 1992.
120. Woodford, D.A., Townley, C.H.A., Ohnam, M., "Creep: Characterization, Damage, and Life Assesments", ASM International, Materials Park, SUA, 1992.
121. Yeng, P., Sun, X.F., "Damage-Coupled Creep Mechanics and its Structural Analysis Principle", Journal of Applied Mechanics, Vol.62, Septembrie 1995.
122. Young, J.F., Mindess, S., Gray, J., Bentur, A., "The Science and Technology of Civil Engineering Materials", Prentice Hall, Upper Saddle River, SUA, 1998.
123. ***AFNOR A 03-355, "Determination des allongements de fluage de l'acier".
124. ***ASTM, "Conducting Creep, Creep-Rupture, and Stress-Rupture Tests of Metallic Materials", Am. Soc. For Testing and Materials, West Conshohochen, PA. See Vol.03.01: E139, 1997.
125. ***ASTM, "Stress Relaxation Tests for Materials and Structures", Am. Soc. For Testing and Materials, West Conshohochen, PA. Vol.03.01: E328, 1997.

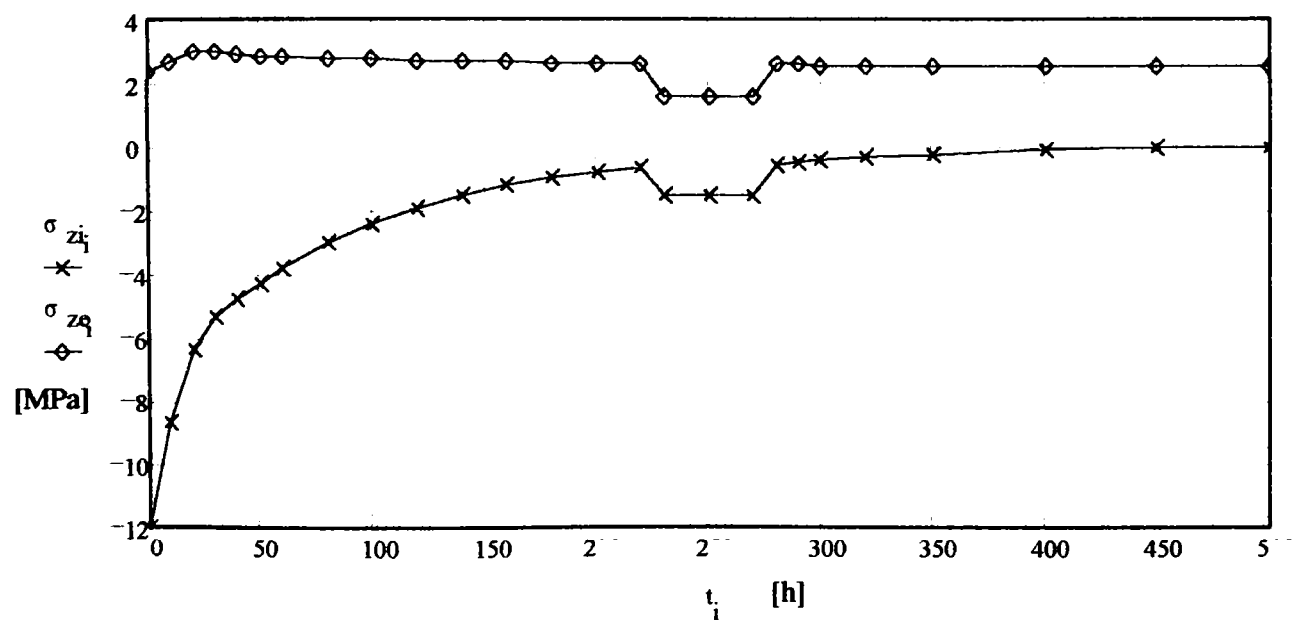
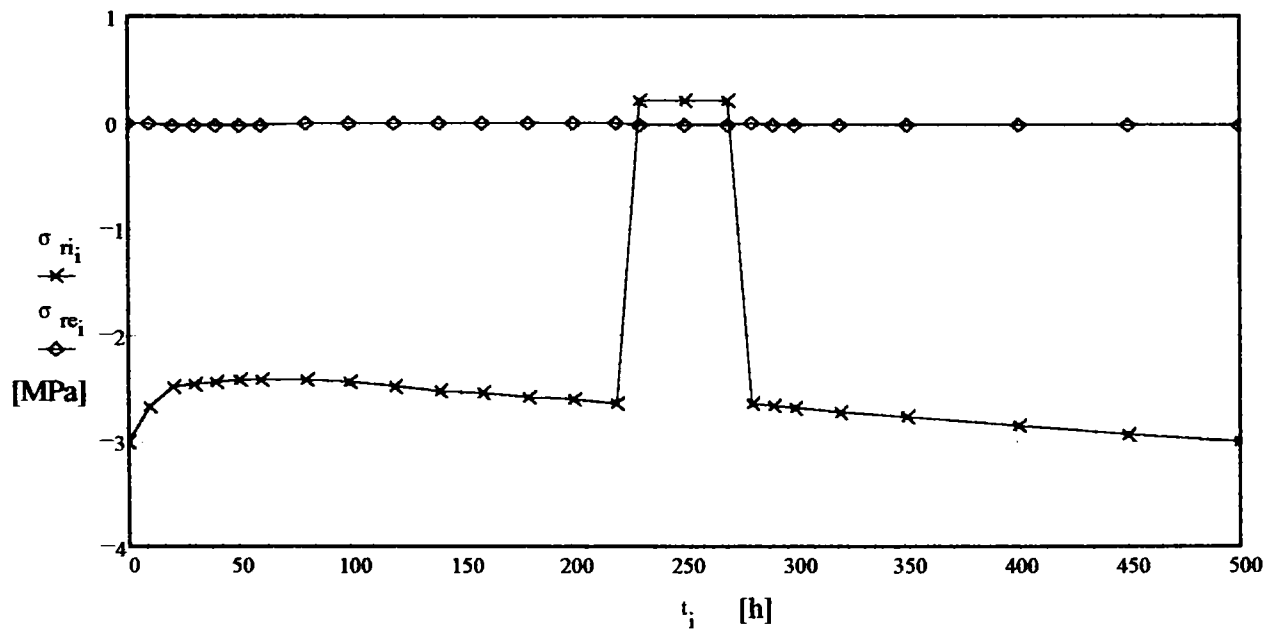
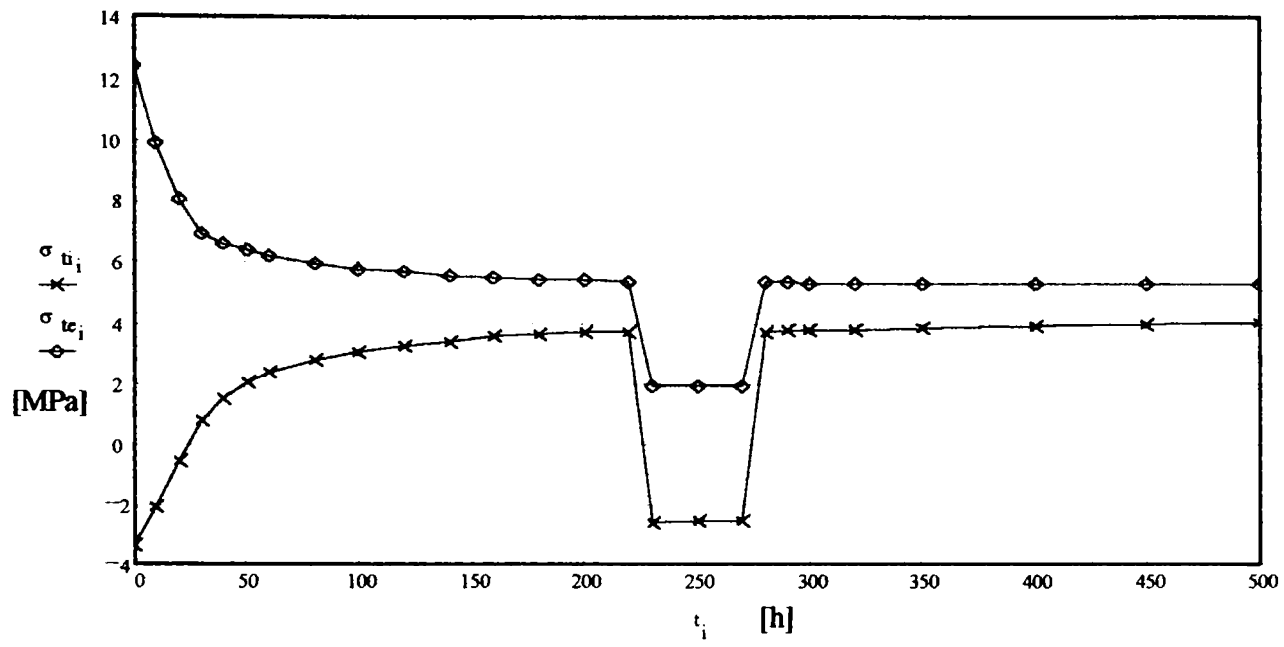
126. ***ASTM, "Creep of Concrete in Compression", Am. Soc. For Testing and Materials, West Conshohochen, PA. Vol.04.02: C512, 1997.
127. ***ASTM, "Tensile, Compressive and Flexural Creep and Creep-Rupture of Plastics", Am. Soc. For Testing and Materials, West Conshohochen, PA. Vol.03.02: D2990, 1997.
128. *** ASTM, "Data Series Publications", DS 50.
129. ***COSMOS/M, "Usser Guide", Vol.I,II,III, Structural Research and Analysis Corporation, Santa Monica, SUA, 1990.
130. *** "Netod ispitatii stali na palzucesti", GOST 3248-46.
131. ***, "Prescripții tehnice pentru verificarea deformațiilor și modificărilor structurale ale conductelor și elementelor cazanelor de abur care funcționează la temperaturi ridicate", C29-82, Editura Tehnică, București, 1983.
132. ***N.F.A.-36-705, "Reveil de Normes des Produits Siderurgiques", Edite par l'Asociation Francaise de Normalisation, 2-eme Edition, Paris, 1969.
133. ***, STAS 8894/2-81.
134. ***, STAS 8184-80.
135. ***, STAS 8894-71.
136. ***, STAS 4203-74.
137. ***, STAS 5490-70.

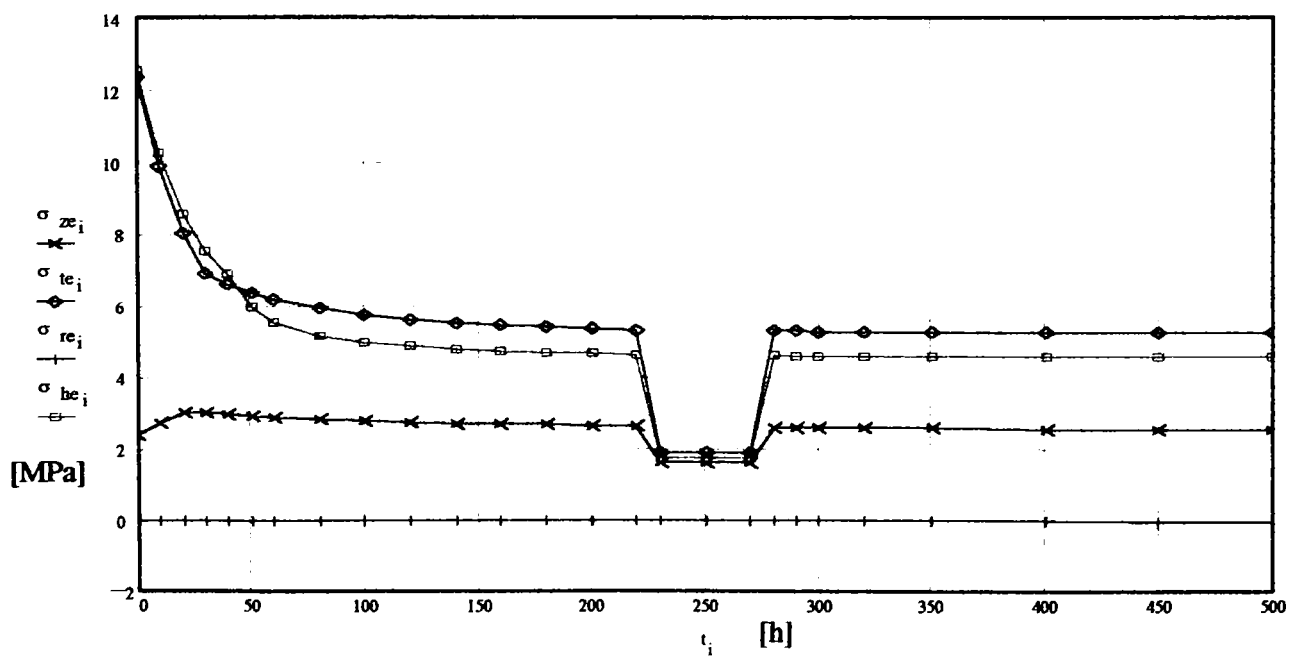
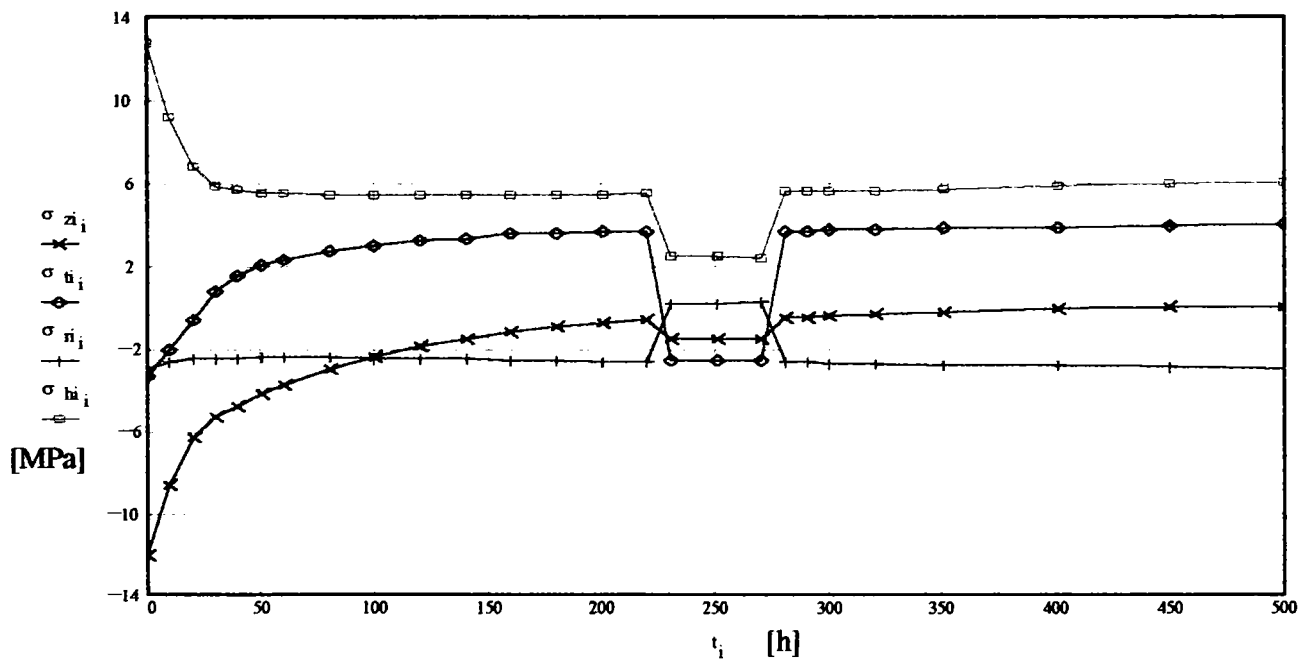
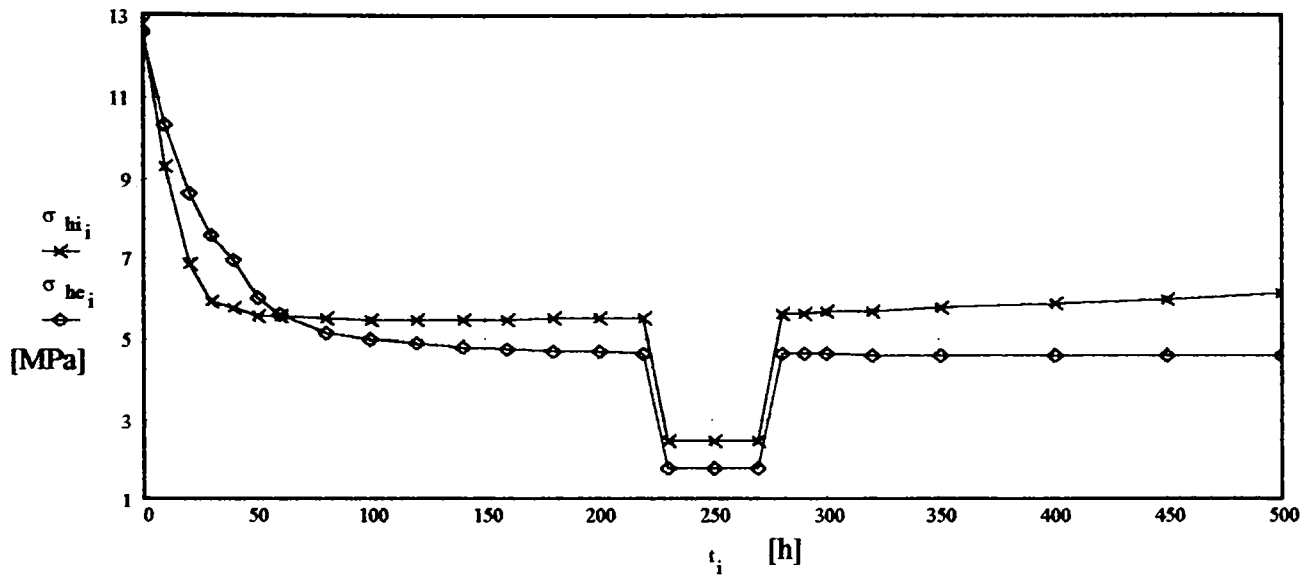
ANEXA 5.4.1.

Evoluția tensiunilor, deformațiilor specifice de fluaj și
deplasărilor, în timp, pentru un gradient de temperatură $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$.

t [h]	d_{ri} ·10 ⁵ [mm]	d_{re} ·10 ⁵ [mm]	σ_{zi} [MPa]	σ_{ze} [MPa]	σ_{ti} [MPa]	σ_{te} [MPa]	σ_{ri} [MPa]	σ_{re} [MPa]	σ_{hi} [MPa]	σ_{he} [MPa]	ε_{ri} ·10 ³ [%]	ε_{re} ·10 ³ [%]	ε_{ti} ·10 ³ [%]	ε_{te} ·10 ³ [%]
0	569	665	-12.0	2.39	-3.33	12.4	-3.000	-0.004	12.8	12.6	0.00	0.00	0.00	0.00
1	646	726	-8.62	2.75	-2.09	9.90	-2.676	-0.008	9.26	10.3	1.09	-1.61	1.73	2.64
2	714	774	-6.34	3.03	-0.56	8.04	-2.486	-0.015	6.83	8.59	1.68	-2.30	2.44	3.72
3	773	814	-5.31	3.00	0.75	6.95	-2.465	-0.017	5.90	7.57	1.84	-2.92	2.97	4.25
4	817	843	-4.75	2.96	1.52	6.62	-2.439	-0.015	5.75	6.95	1.78	-3.41	3.51	4.67
5	854	868	-4.22	2.91	2.01	6.38	-2.417	-0.013	5.55	6.01	1.67	-3.81	4.04	5.03
6	888	891	-3.75	2.88	2.34	6.20	-2.408	-0.011	5.54	5.58	1.52	-4.15	4.58	5.61
8	950	930	-2.97	2.82	2.75	5.94	-2.418	-0.008	5.48	5.15	1.14	-4.72	5.42	6.10
10	1006	966	-2.37	2.77	3.03	5.76	-2.445	-0.007	5.44	4.99	0.68	-5.20	6.24	6.52
12	1058	1000	-1.90	2.73	3.22	5.63	-2.477	-0.006	5.43	4.88	0.18	-5.62	7.04	6.91
14	1109	1031	-1.52	2.70	3.35	5.53	-2.511	-0.006	5.45	4.80	-0.37	-6.01	7.82	7.26
16	1158	1062	-1.22	2.68	3.55	5.46	-2.546	-0.007	5.47	4.74	-0.95	-6.37	8.59	7.60
18	1206	1092	-0.97	2.66	3.61	5.41	-2.580	-0.008	5.48	4.69	-1.55	-6.71	9.35	7.92
20	1253	1121	-0.77	2.64	3.66	5.37	-2.614	-0.009	5.50	4.66	-2.17	-7.04	10.1	8.30
22	1300	1150	-0.61	2.62	3.70	5.34	-2.647	-0.010	5.51	4.63	-2.81	-7.22	10.47	8.39
23	1020	941	-1.56	1.61	-2.58	1.92	0.201	-0.018	2.44	1.77	-3.13	-7.51	10.47	8.39
25	1020	941	-1.55	1.60	-2.57	1.92	0.212	-0.018	2.44	1.76	-3.12	-7.51	10.46	8.39
27	1020	941	-1.55	1.59	-2.55	1.91	0.217	-0.019	2.43	1.75	-3.12	-7.52	10.45	8.40
28	1323	1164	-0.53	2.60	3.70	5.31	-2.650	-0.010	5.60	4.61	-3.11	-7.52	10.83	8.54
29	1346	1178	-0.47	2.60	3.71	5.30	-2.672	-0.011	5.61	4.60	-3.45	-7.67	11.21	8.69
30	1370	1192	-0.42	2.59	3.72	5.29	-2.692	-0.012	5.63	4.60	-3.78	-7.82	11.95	8.99
32	1416	1221	-0.33	2.59	3.75	5.28	-2.727	-0.013	5.67	4.59	-4.45	-8.12	13.05	9.52
35	1485	1263	-0.22	2.57	3.80	5.27	-2.775	-0.016	5.74	4.58	-5.47	-8.45	14.42	10.13
40	1600	1332	-0.10	2.56	3.87	5.26	-2.853	-0.021	5.86	4.57	-7.20	-9.28	16.66	10.84
45	1714	1401	-0.03	2.55	3.95	5.25	-2.928	-0.026	5.98	4.57	-8.95	-10.0	18.45	11.53
50	1829	1470	-0.01	2.54	4.02	5.25	-3.002	-0.031	6.10	4.58	-10.7	-10.7	20.25	12.30



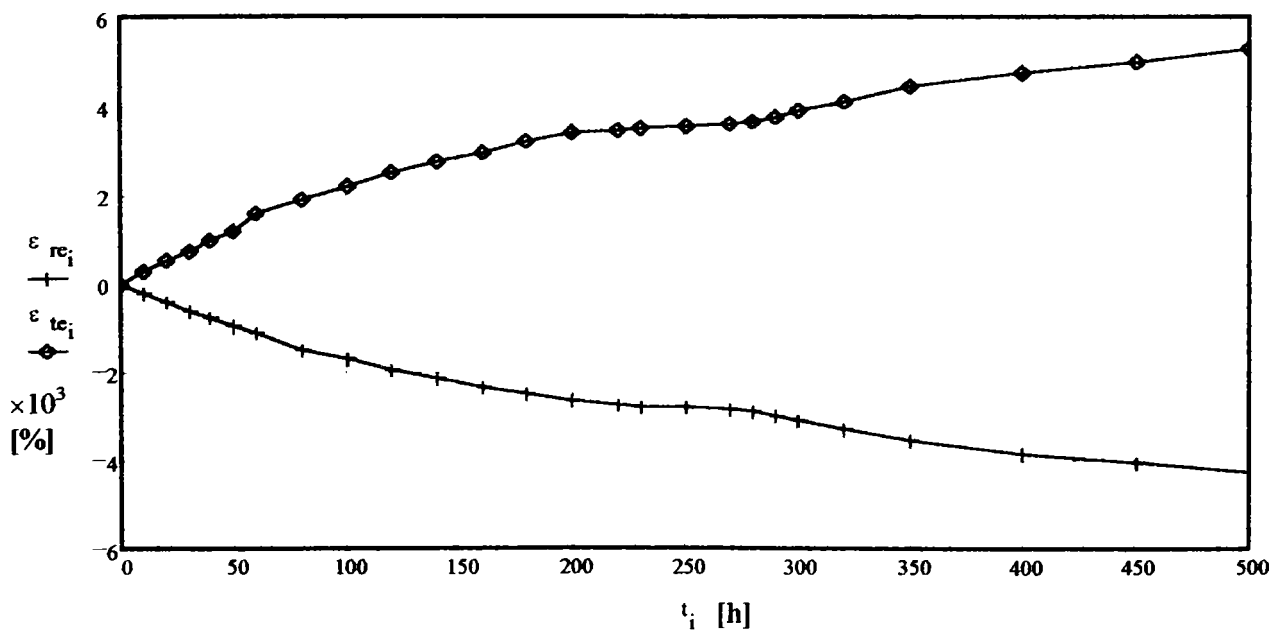
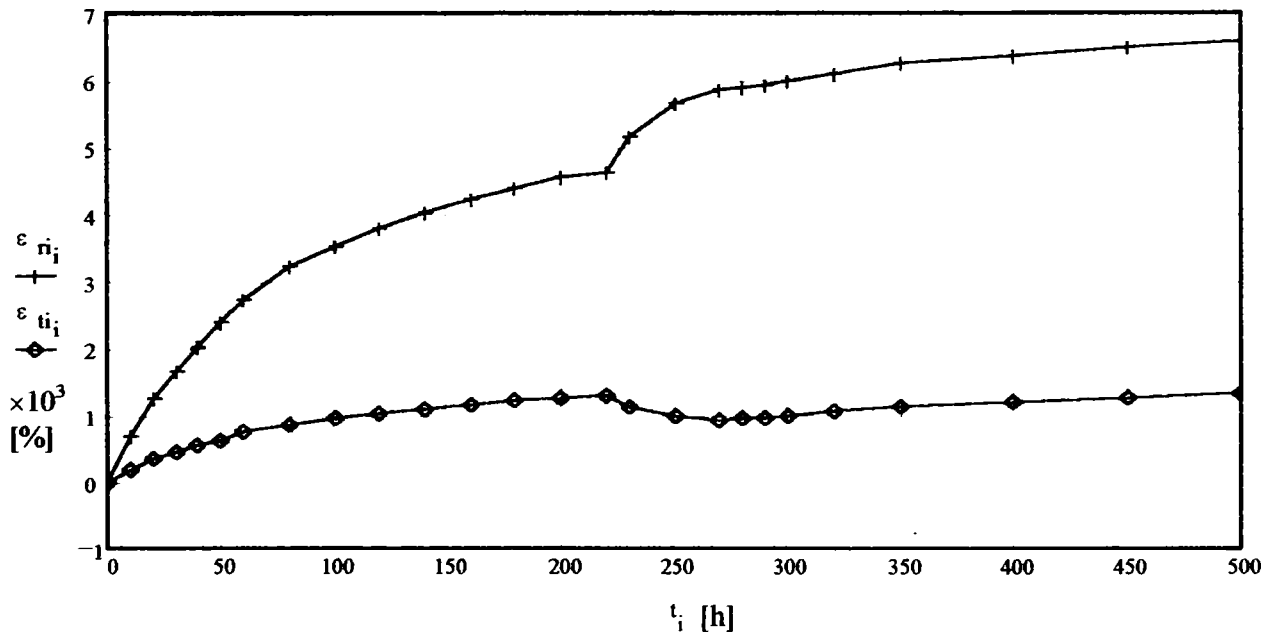
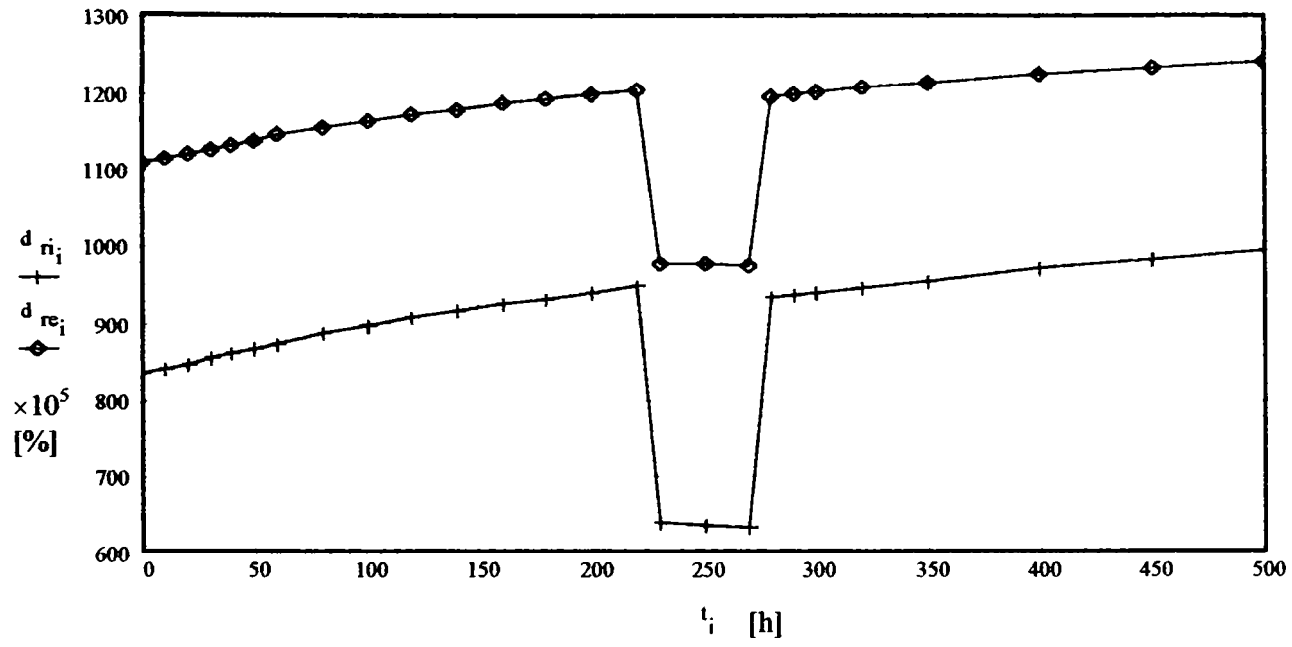


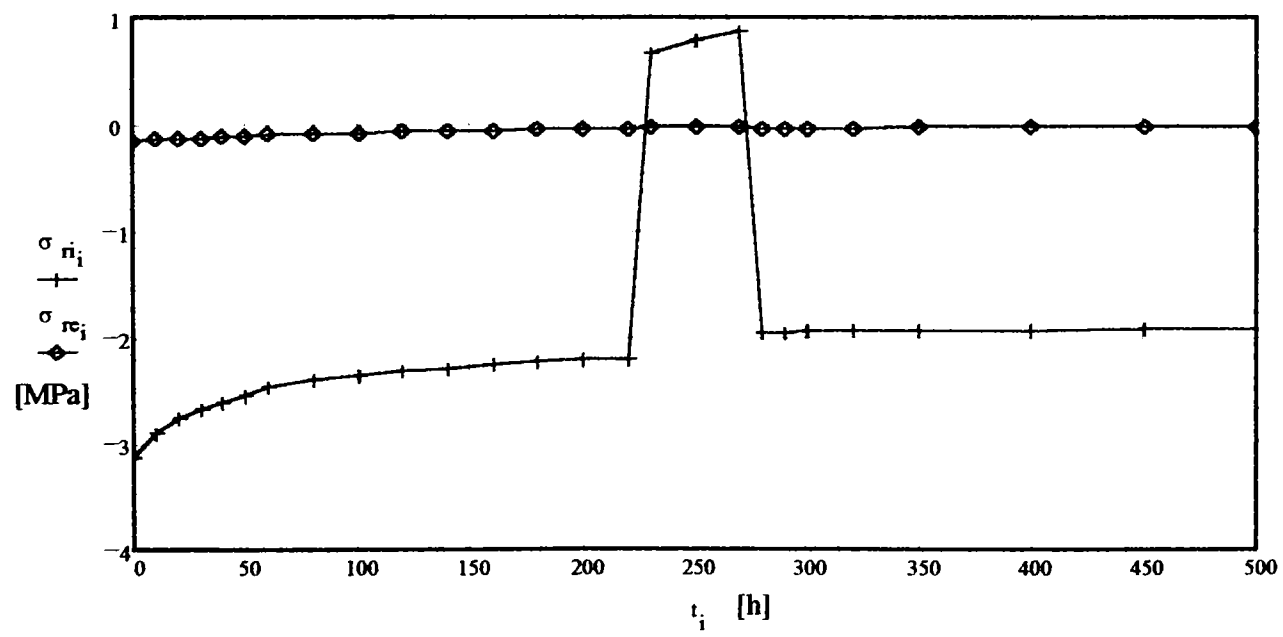
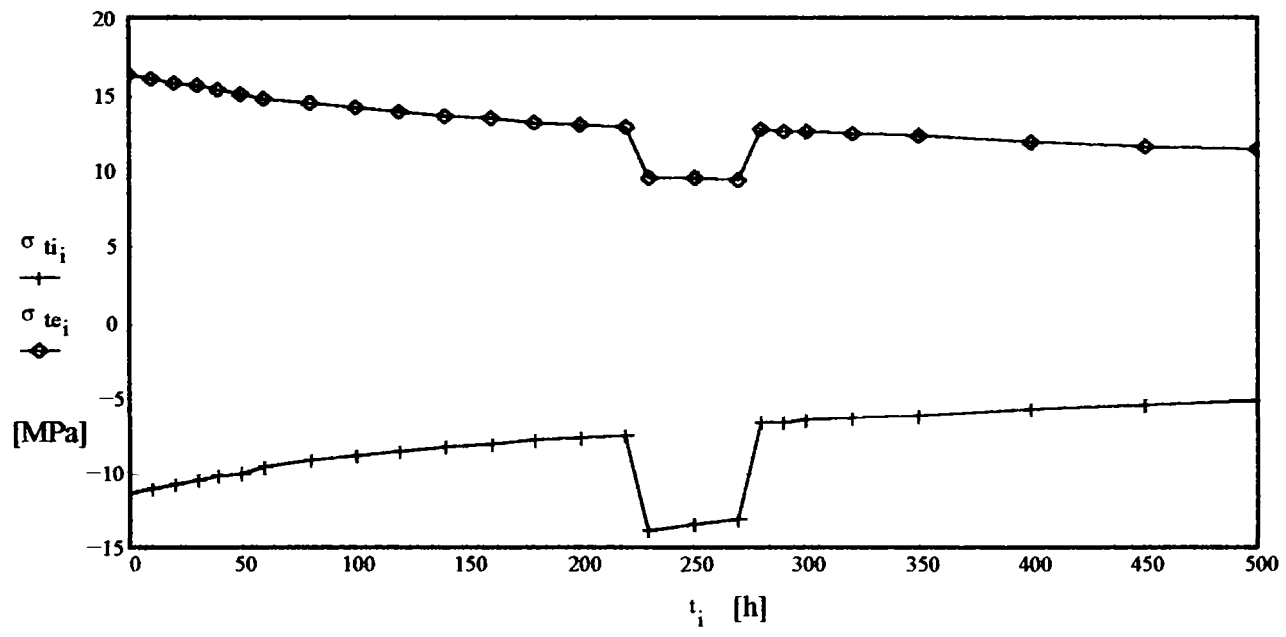
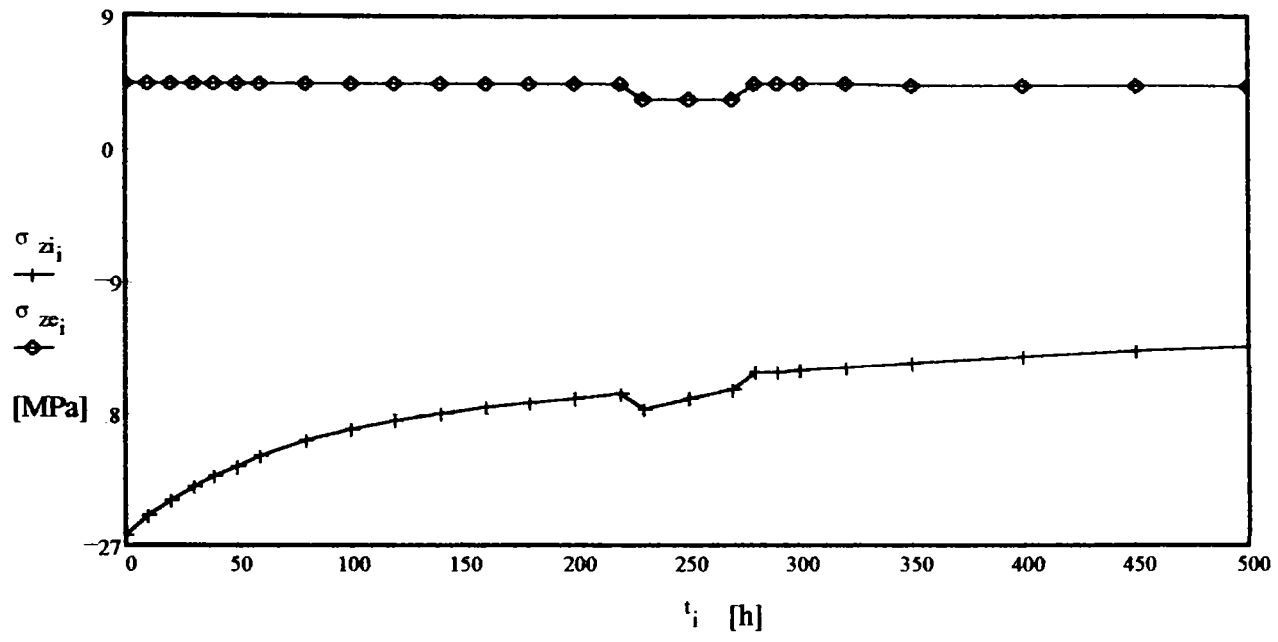


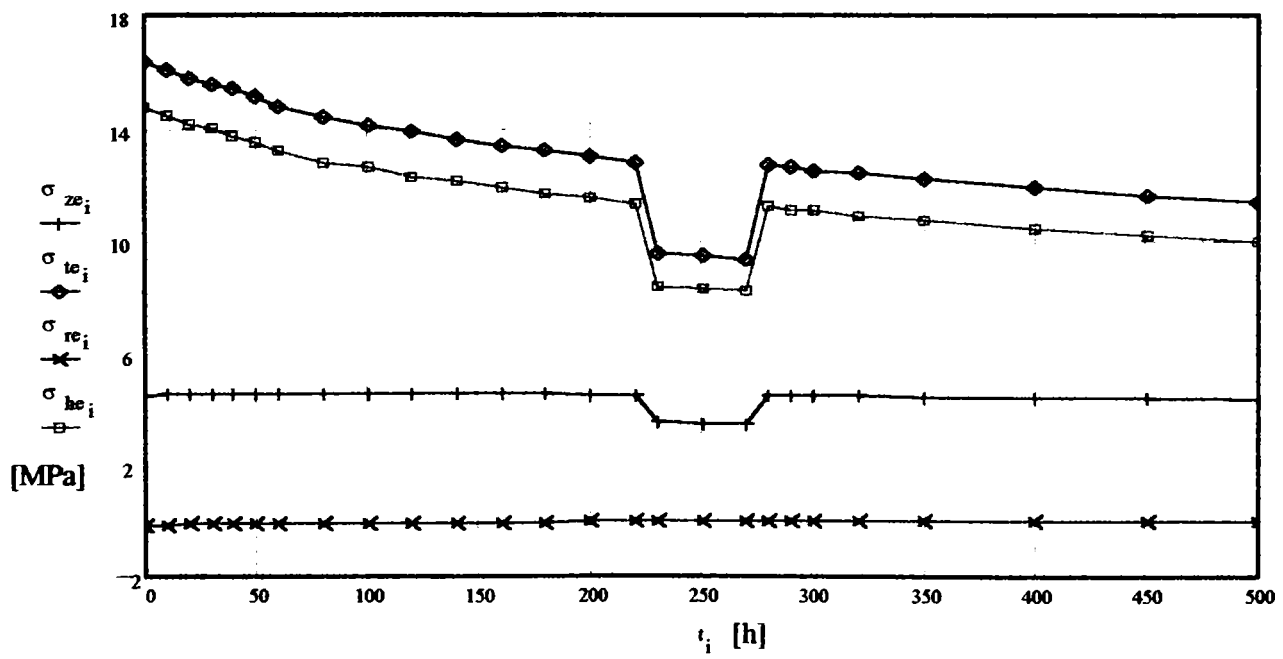
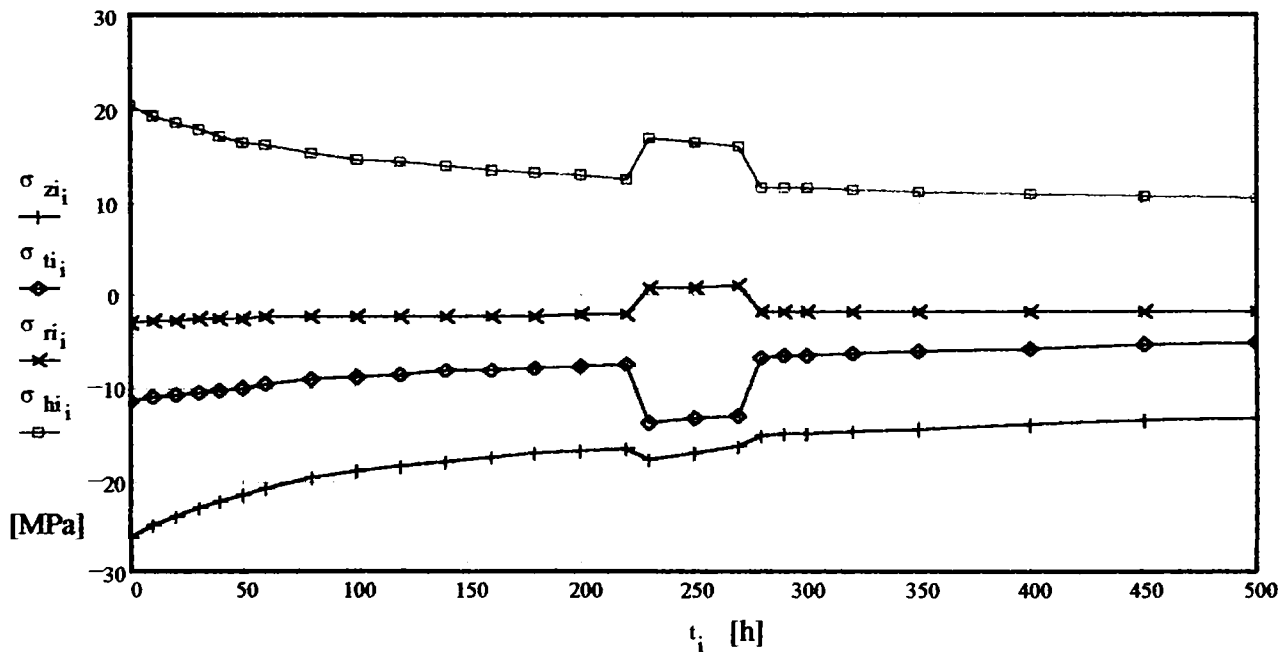
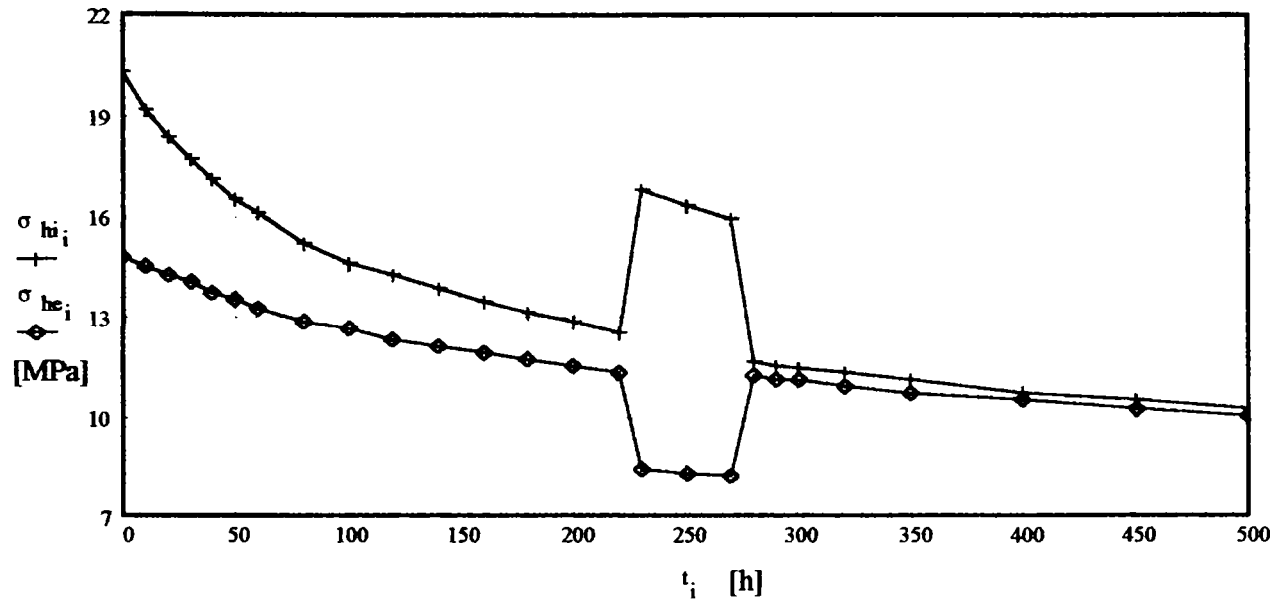
ANEXA 5.4.2

Evoluția tensiunilor, deformațiilor specifice de fluaj și
deplasărilor, în timp, pentru un gradient de temperatură $\Delta T=10^{\circ}\text{C}$.

t [h]	d_{ri} ·10 ⁵ [mm]	d_{re} ·10 ⁵ [mm]	σ_{zi} [MPa]	σ_{ze} [MPa]	σ_{ti} [MPa]	σ_{te} [MPa]	σ_{ri} [MPa]	σ_{re} [MPa]	σ_{hi} [MPa]	σ_{he} [MPa]	ϵ_{ri} ·10 ³ [%]	ϵ_{re} ·10 ³ [%]	ϵ_{ti} ·10 ³ [%]	ϵ_{te} ·10 ³ [%]
0	834	1107	-26.3	4.50	-11.4	16.4	-3.120	-0.141	20.3	14.8	0.00	0.00	0.00	0.00
1	840	1114	-24.9	4.51	-11.1	16.1	-2.899	-0.132	19.2	14.5	0.71	-0.21	0.20	0.28
2	846	1120	-23.8	4.52	-10.7	15.8	-2.760	-0.123	18.4	14.2	1.25	-0.41	0.35	0.54
3	853	1126	-22.9	4.53	-10.5	15.6	-2.667	-0.116	17.7	14.0	1.68	-0.59	0.46	0.73
4	859	1131	-22.2	4.53	-10.2	15.4	-2.594	-0.109	17.1	13.7	2.04	-0.77	0.55	1.00
5	864	1135	-21.6	4.53	-10.0	15.1	-2.538	-0.103	16.5	13.5	2.39	-0.93	0.63	1.21
6	869	1139	-20.9	4.54	-9.6	14.8	-2.454	-0.093	16.1	13.2	2.74	-1.12	0.76	1.59
8	876	1146	-19.8	4.54	-9.2	14.4	-2.394	-0.083	15.2	12.8	3.23	-1.48	0.87	1.92
10	886	1155	-19.1	4.53	-8.9	14.1	-2.348	-0.075	14.6	12.6	3.54	-1.72	0.95	2.22
12	896	1163	-18.5	4.53	-8.6	13.9	-2.312	-0.069	14.2	12.3	3.81	-1.94	1.03	2.49
14	906	1171	-18.0	4.52	-8.3	13.6	-2.282	-0.063	13.8	12.1	4.03	-2.14	1.10	2.74
16	915	1178	-17.6	4.52	-8.1	13.4	-2.257	-0.057	13.4	11.9	4.23	-2.33	1.16	2.97
18	923	1185	-17.2	4.51	-7.9	13.2	-2.236	-0.052	13.1	11.7	4.40	-2.50	1.22	3.18
20	931	1191	-16.9	4.50	-7.7	13.0	-2.217	-0.048	12.8	11.5	4.56	-2.67	1.27	3.38
22	939	1197	-16.6	4.49	-7.5	12.8	-2.198	-0.044	12.5	11.3	4.63	-2.74	1.29	3.47
23	639	977	-17.7	3.49	-13.8	9.54	0.662	-0.017	16.8	8.4	5.17	-2.78	1.14	3.52
25	634	976	-17.0	3.47	-13.4	9.45	0.787	-0.014	16.3	8.3	5.65	-2.82	1.00	3.56
27	631	974	-16.4	3.45	-13.1	9.36	0.882	-0.012	15.9	8.2	5.86	-2.84	0.94	3.58
28	932	1196	-15.2	4.46	-6.7	12.7	-1.950	-0.040	11.6	11.2	5.90	-2.91	0.95	3.67
29	935	1199	-15.1	4.45	-6.65	12.6	-1.948	-0.038	11.5	11.1	5.94	-2.98	0.97	3.75
30	939	1202	-15.0	4.45	-6.6	12.5	-1.946	-0.037	11.4	11.1	6.01	-3.11	1.00	3.90
32	945	1206	-14.8	4.44	-6.4	12.4	-1.943	-0.033	11.3	10.9	6.11	-3.29	1.05	4.12
35	954	1213	-14.5	4.42	-6.2	12.2	-1.938	-0.029	11.1	10.7	6.26	-3.57	1.12	4.45
40	969	1224	-14.1	4.40	-5.8	11.9	-1.931	-0.022	10.7	10.45	6.38	-3.83	1.19	4.74
45	982	1234	-13.7	4.38	-5.5	11.6	-1.925	-0.016	10.5	10.2	6.49	-4.05	1.26	5.01
50	994	1243	-13.4	4.35	-5.25	11.4	-1.919	-0.011	10.2	10.0	6.60	-4.27	1.33	5.29



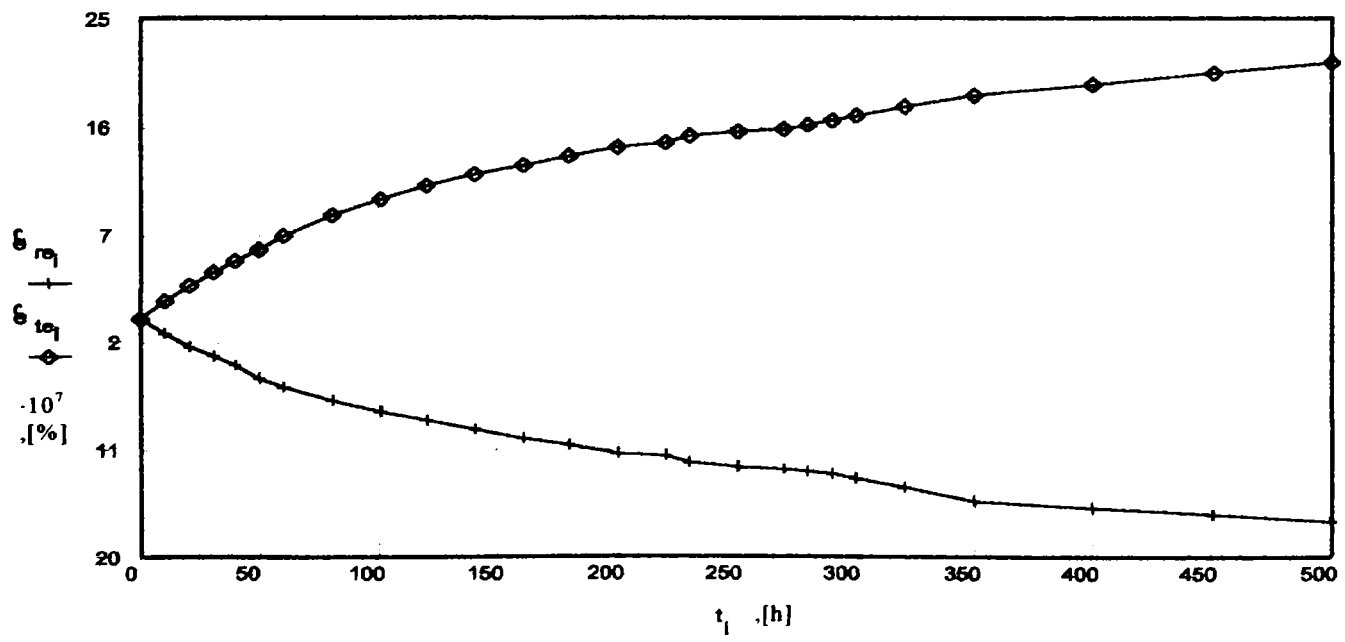
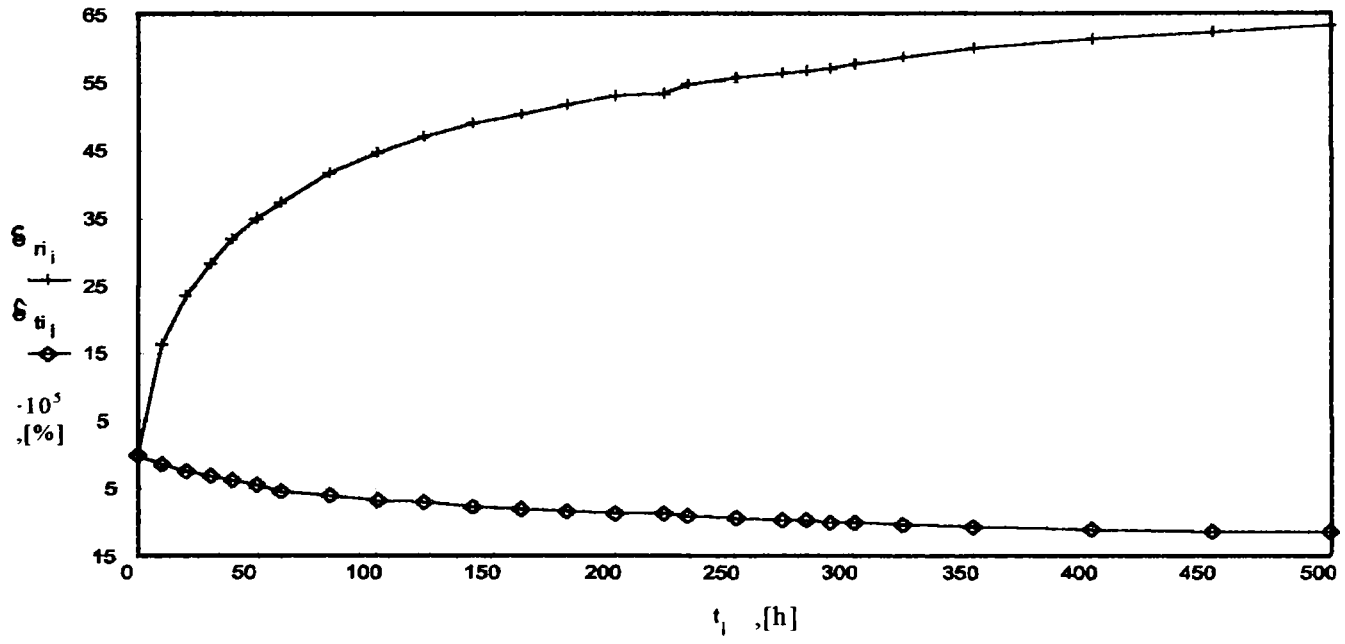
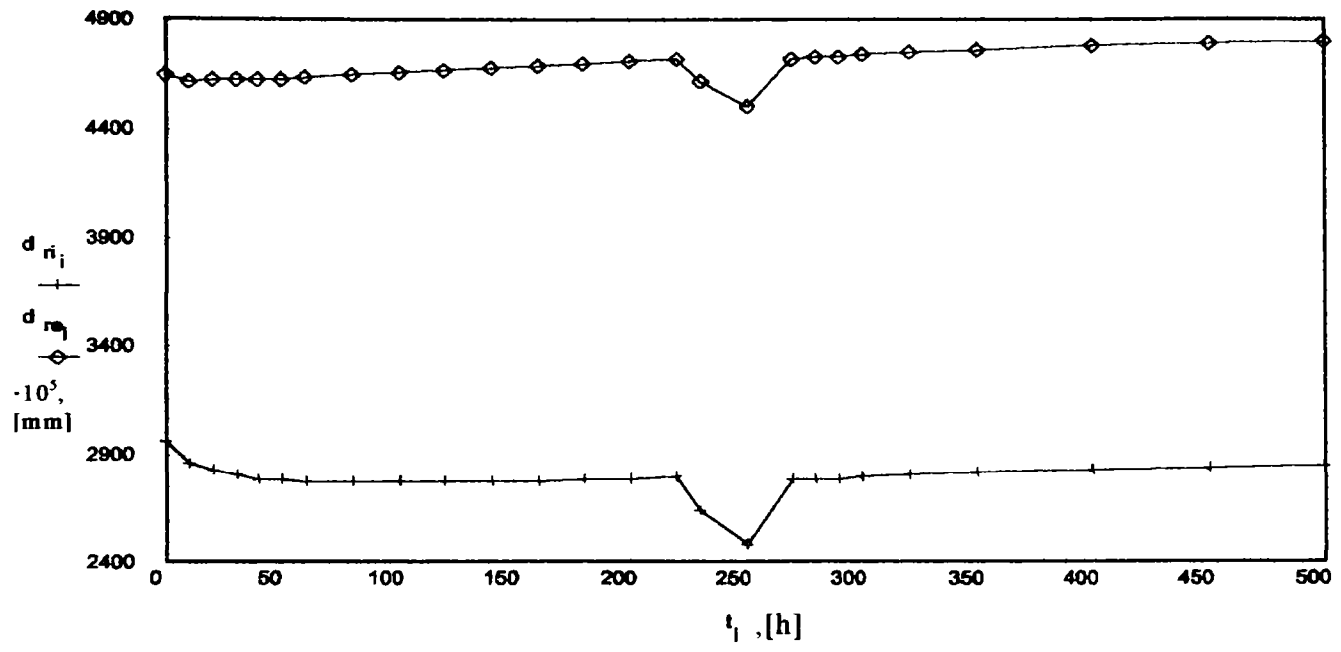


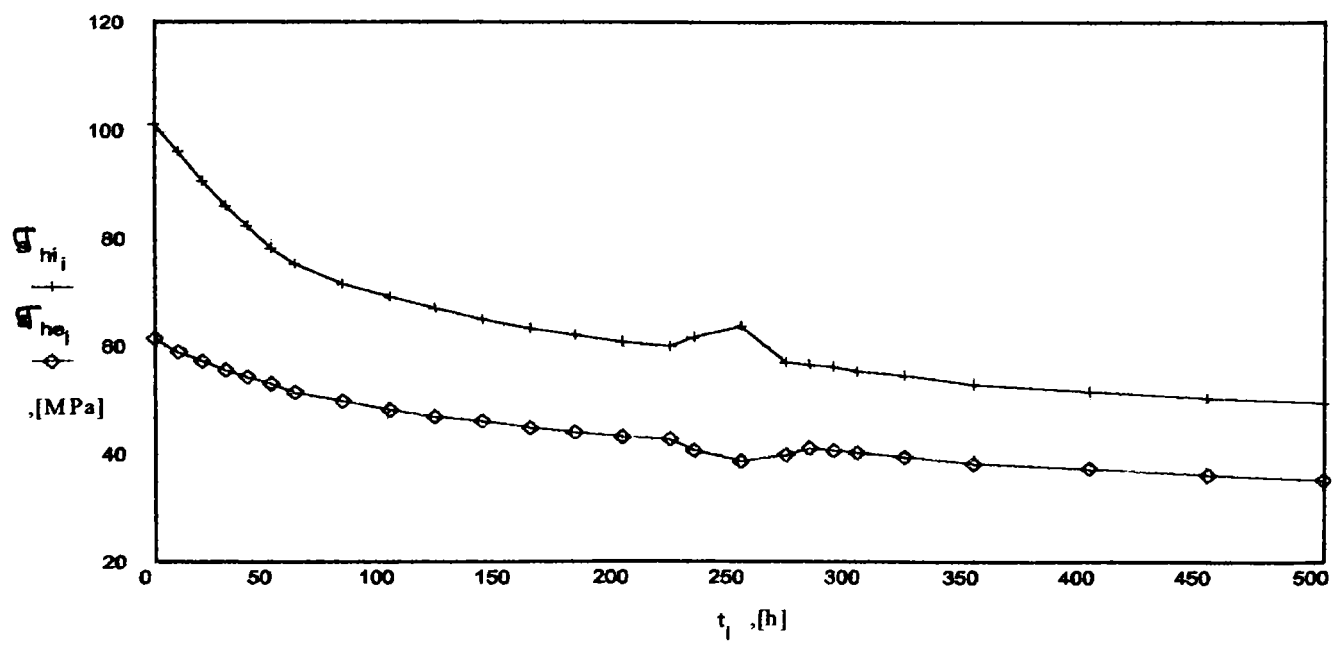
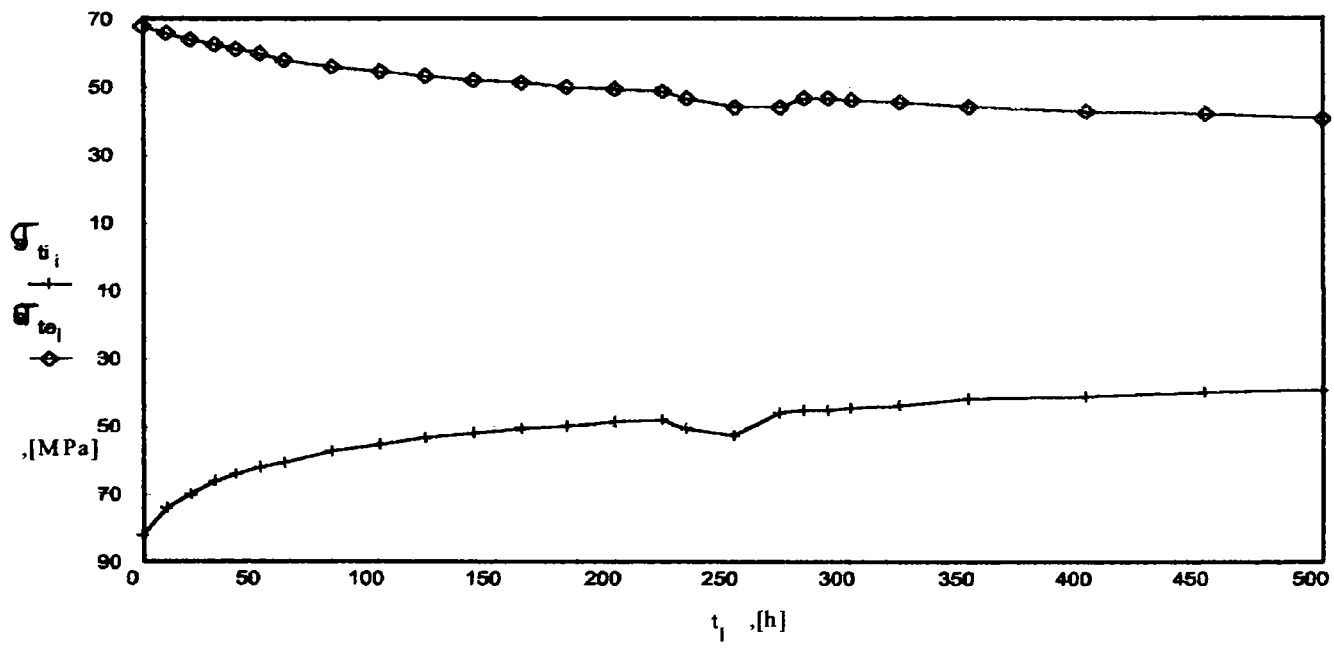
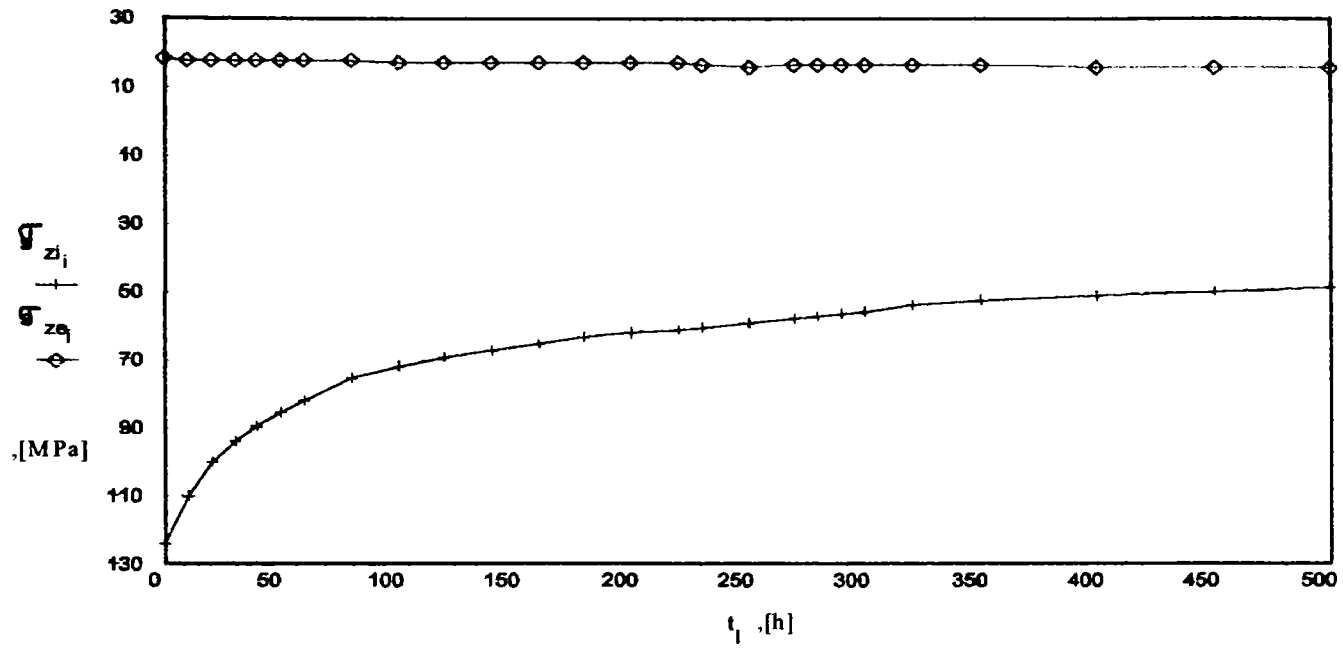


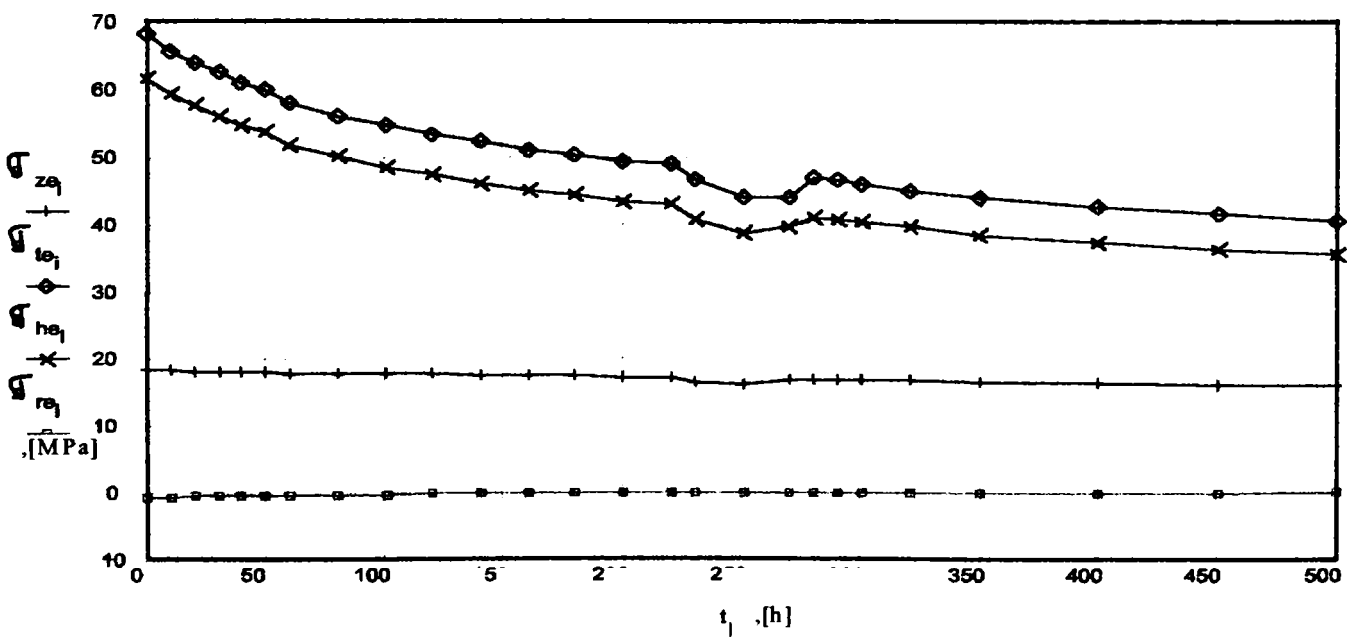
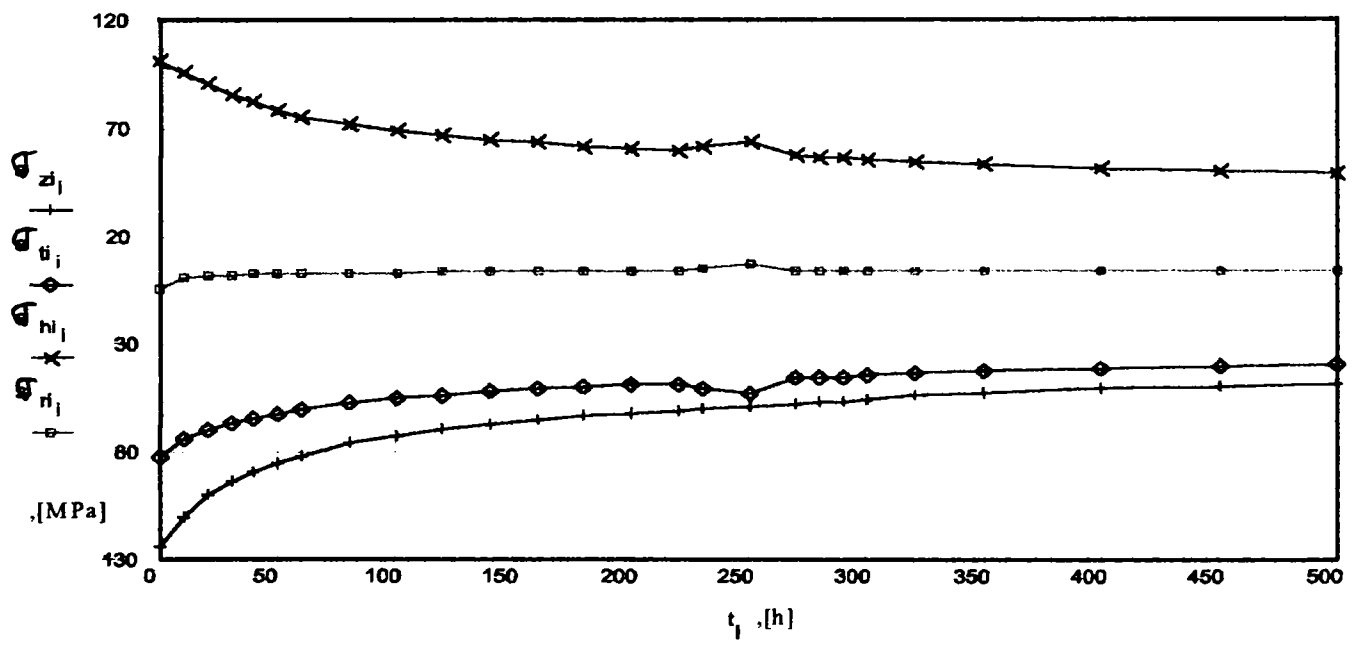
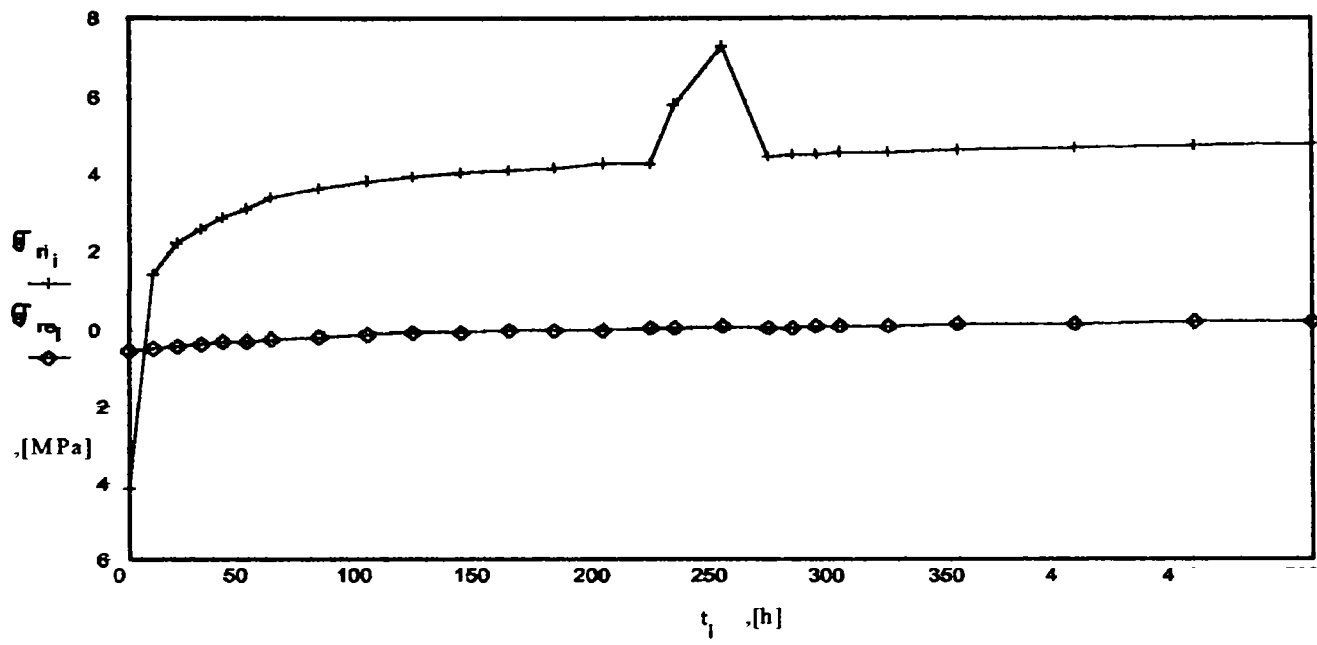
ANEXA 5.4.3

Evoluția tensiunilor, deformațiilor specifice de fluaj și deplasărilor, în timp, pentru un gradient de temperatură $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$.

t [h]	$d_{ri} \cdot 10^5$ [mm]	$d_{re} \cdot 10^5$ [mm]	σ_{zi} [MPa]	σ_{ze} [MPa]	σ_{ti} [MPa]	σ_{te} [MPa]	σ_{ri} [MPa]	σ_{re} [MPa]	σ_{hi} [MPa]	σ_{he} [MPa]	$\epsilon_{ri} \cdot 10^3$ [%]	$\epsilon_{re} \cdot 10^3$ [%]	$\epsilon_{ti} \cdot 10^3$ [%]	$\epsilon_{te} \cdot 10^3$ [%]
0	2960	4651	-124	18.4	-82.1	68.3	-4.14	-0.591	101.4	61.7	0.00	0.00	0.00	0.00
1	2860	4622	-110.2	18.2	-73.9	65.8	1.380	-0.517	96.2	59.2	16.4	-1.16	-1.23	1.54
2	2830	4624	-100.3	18.1	-69.9	64.0	2.215	-0.458	91.0	57.5	23.6	-2.35	-2.29	2.84
3	2810	4627	-93.9	18.06	-66.3	62.5	2.594	-0.409	86.1	56.0	28.4	-3.12	-3.11	3.98
4	2790	4630	-89.2	18.0	-64.1	61.1	2.870	-0.367	82.4	54.7	32.0	-3.80	-3.80	5.00
5	2785	4631	-85.4	17.9	-62.3	59.9	3.082	-0.331	78.5	53.5	34.9	-4.91	-4.36	5.90
6	2775	4642	-81.8	17.8	-60.4	57.9	3.392	-0.268	75.6	51.5	37.2	-5.76	-5.30	7.00
8	2772	4653	-75.5	17.7	-57.1	56.1	3.611	-0.218	71.7	49.9	41.8	-6.84	-6.04	8.65
10	2771	4664	-72.2	17.6	-55.2	54.6	3.776	-0.175	69.1	48.4	44.6	-7.78	-6.64	10.0
12	2773	4675	-69.5	17.5	-53.6	53.3	3.906	-0.137	66.9	47.2	47.1	-8.63	-7.16	11.1
14	2776	4685	-67.2	17.4	-52.2	52.2	4.012	-0.105	65.0	46.1	48.9	-9.39	-7.59	12.0
16	2780	4695	-65.2	17.3	-50.9	51.1	4.100	-0.077	63.4	45.1	50.4	-10.1	-7.97	12.9
18	2784	4705	-63.5	17.2	-49.8	50.2	4.174	-0.051	62.0	44.2	51.7	-10.7	-8.31	13.6
20	2789	4714	-62.0	17.1	-48.8	49.3	4.239	-0.028	60.7	43.4	52.9	-11.3	-8.61	14.3
22	2792	4723	-61.3	17.0	-48.3	48.9	4.267	-0.018	60.1	43.0	53.4	-11.6	-8.75	14.7
23	2642	4614	-60.4	16.4	-50.5	46.5	5.763	0.017	61.8	40.8	54.5	-12.1	-9.04	15.3
25	2486	4505	-59.5	15.9	-52.7	44.1	7.285	0.048	63.7	38.7	55.7	-12.5	-9.43	15.7
27	2785	4727	-57.7	16.8	-46.0	44.0	4.469	0.027	57.2	39.8	56.4	-12.7	-9.68	15.9
28	2788	4731	-57.2	16.8	-45.6	46.9	4.487	0.035	56.8	41.1	56.8	-12.9	-9.78	16.2
29	2790	4735	-56.7	16.75	-45.3	46.6	4.503	0.043	56.4	40.8	57.1	-13.1	-9.88	16.5
30	2796	4742	-55.8	16.7	-44.6	46.0	4.534	0.059	55.6	40.3	57.8	-13.5	-10.1	17.0
32	2803	4752	-54.1	16.6	-43.7	45.1	4.575	0.080	54.6	39.5	58.8	-14.1	-10.3	17.7
35	2816	4768	-52.8	16.4	-42.3	43.9	4.634	0.112	53.0	38.3	60.1	-15.4	-10.7	18.7
40	2827	4782	-51.2	16.25	-41.2	42.8	4.682	0.139	51.6	37.3	61.3	-15.8	-11.0	19.6
45	2838	4796	-49.9	16.1	-40.2	41.8	4.723	0.163	50.4	36.4	62.3	-16.5	-11.2	20.5
50	2849	4810	-48.6	15.95	-39.1	40.7	4.768	0.189	49.5	35.6	63.4	-17.0	-11.5	21.4





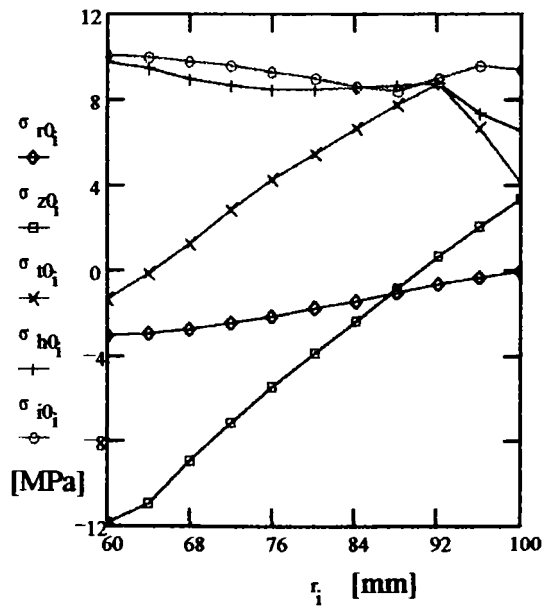
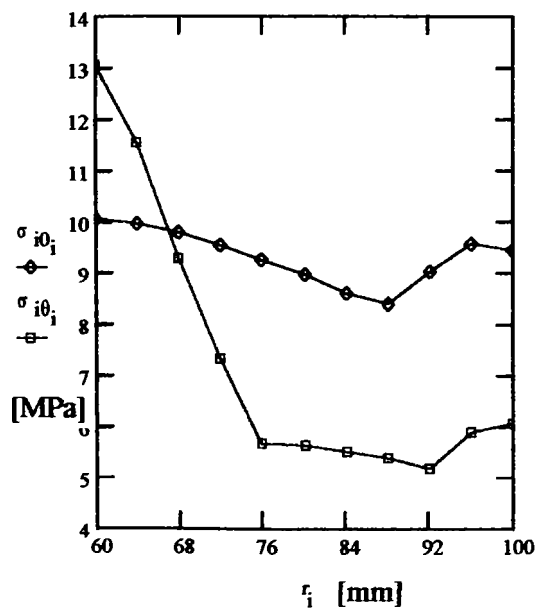
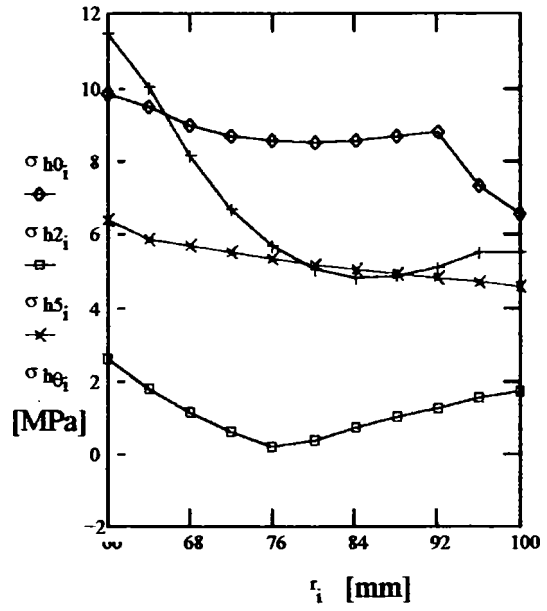
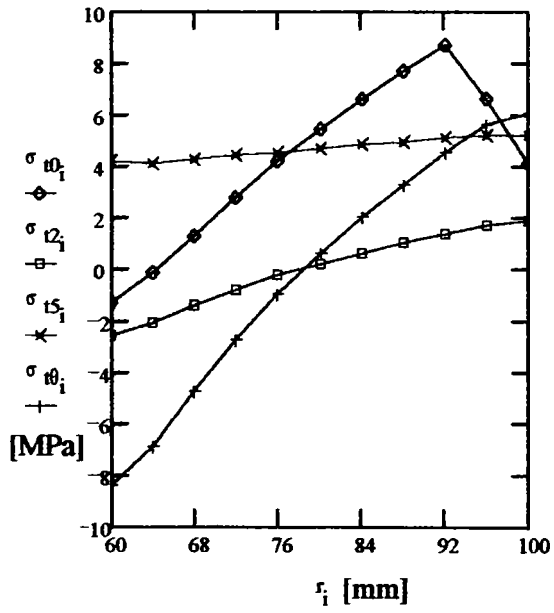
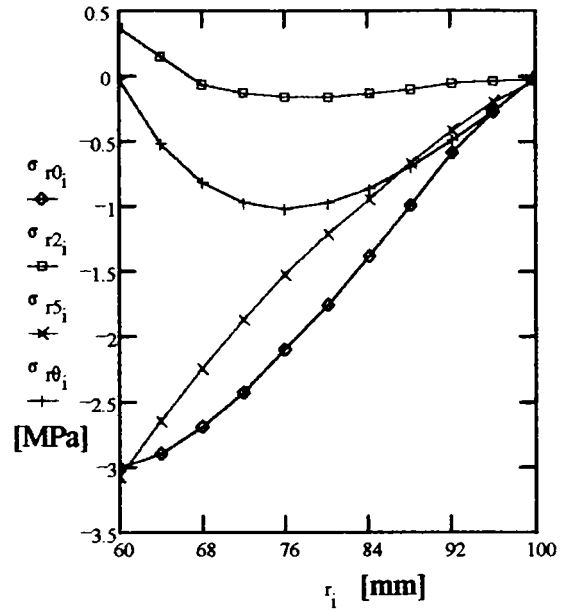
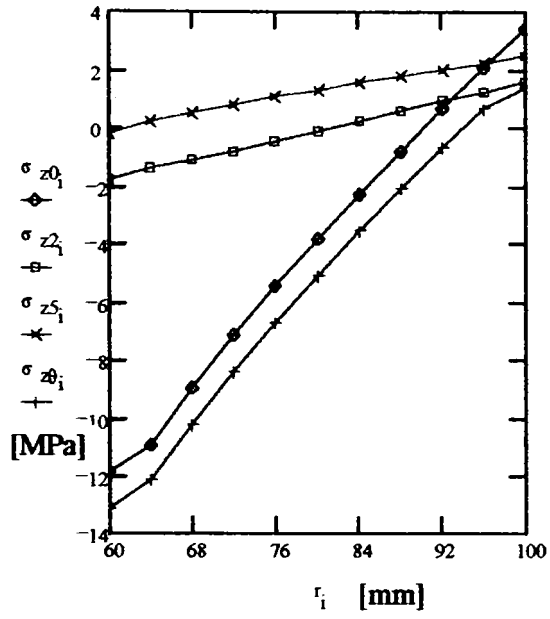


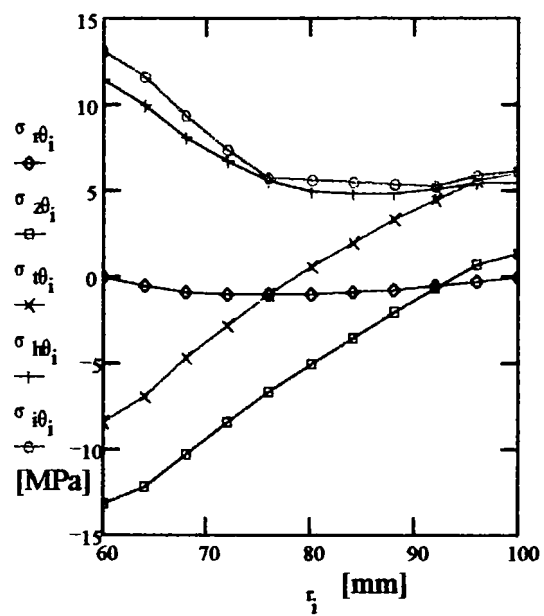
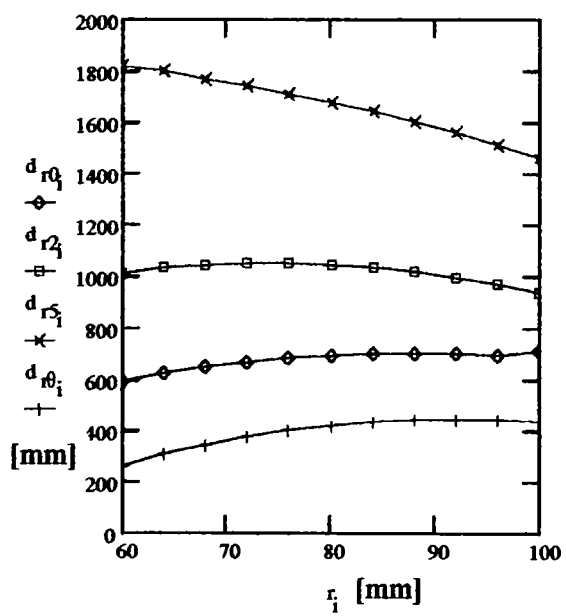
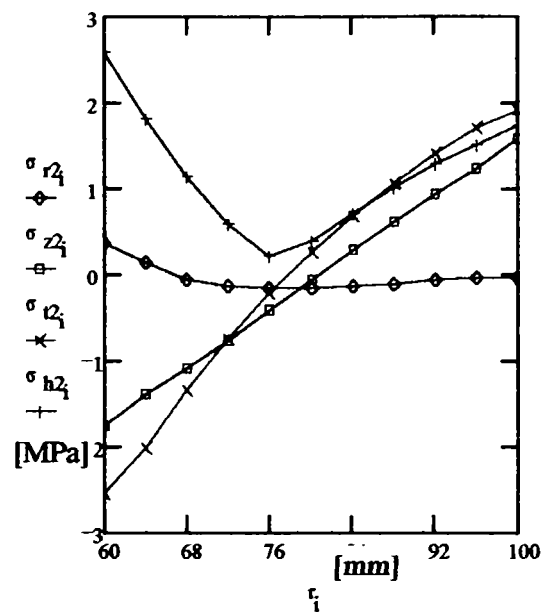
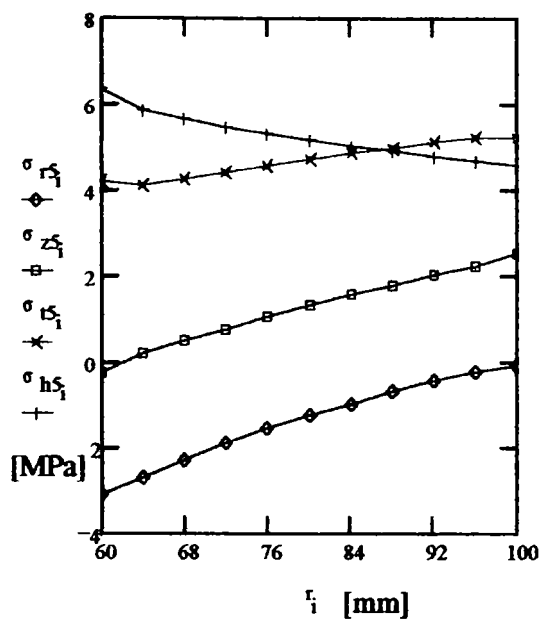
ANEXA 5.4.4

Variația tensiunilor, deformațiilor și deplasărilor pe grosimea peretelui, pentru $\Delta T=5^{\circ}\text{C}$.

r [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{r2} [MPa]	σ_{r5} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{z2} [MPa]	σ_{z5} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{t2} [MPa]	σ_{t5} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	-3.00	0.38	-3.06	-11.8	-1.76	-0.18	-1.26	-2.52	4.27	9.83
64	-2.89	0.15	-2.64	-10.4	-1.37	0.257	-0.07	-1.99	4.24	9.47
68	-2.69	-0.06	-2.23	-8.94	-1.08	0.547	1.34	-1.32	4.31	8.97
72	-2.42	-0.13	-1.86	-7.13	-0.75	0.822	2.87	-0.73	4.46	8.67
76	-2.10	-0.16	-1.52	-5.42	-0.40	1.083	4.26	-0.20	4.61	8.53
80	-1.75	-0.16	-1.21	-3.80	-0.06	1.334	5.53	0.28	4.75	8.50
84	-1.38	-0.13	-0.93	-2.26	0.29	1.576	6.70	0.70	4.89	8.55
88	-0.98	-0.09	-0.66	-0.79	0.62	1.810	7.77	1.08	5.01	8.66
92	-0.58	-0.04	-0.41	0.69	0.95	2.04	8.07	1.42	5.12	8.82
96	-0.27	-0.03	-0.18	2.07	1.26	2.26	6.69	1.73	5.20	7.55
100	0.00	-0.02	-0.03	3.43	1.60	2.54	4.15	1.92	5.25	6.57

r [mm]	σ_{h2} [MPa]	σ_{h5} [MPa]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r2} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r5} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	2.61	6.39	599	1020	1829	266	-0.008	-13.1	-8.36	11.5
64	1.82	6.04	632	1041	1805	314	-0.51	-11.8	-6.57	9.70
68	1.16	5.69	659	1054	1779	354	-0.82	-10.2	-4.65	8.14
72	0.60	5.50	679	1060	1750	385	-0.97	-8.36	-2.69	6.70
76	0.23	5.33	694	1059	1718	410	-1.01	-6.66	-0.94	5.68
80	0.39	5.18	704	1052	1684	428	-0.97	-5.04	0.63	5.06
84	0.72	5.05	710	1040	1647	440	-0.86	-3.50	2.06	4.82
88	1.03	4.93	711	1022	1607	448	-0.69	-2.03	3.37	4.87
92	1.29	4.81	709	1000	1564	450	-0.49	-0.63	4.56	5.12
96	1.53	4.71	706	973	1519	449	-0.26	0.52	5.47	5.33
100	1.76	4.58	702	941	1470	443	-0.002	1.37	6.07	5.51



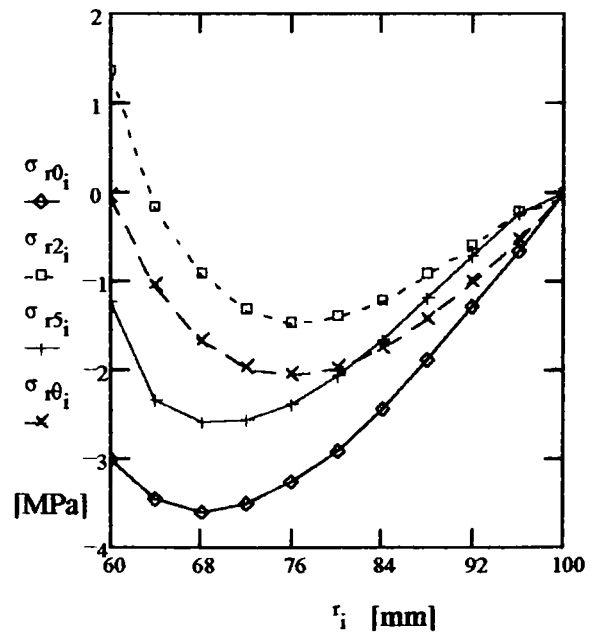
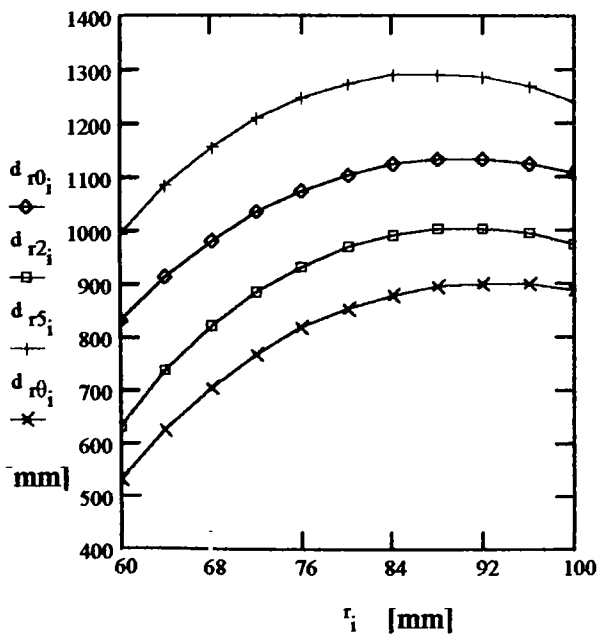
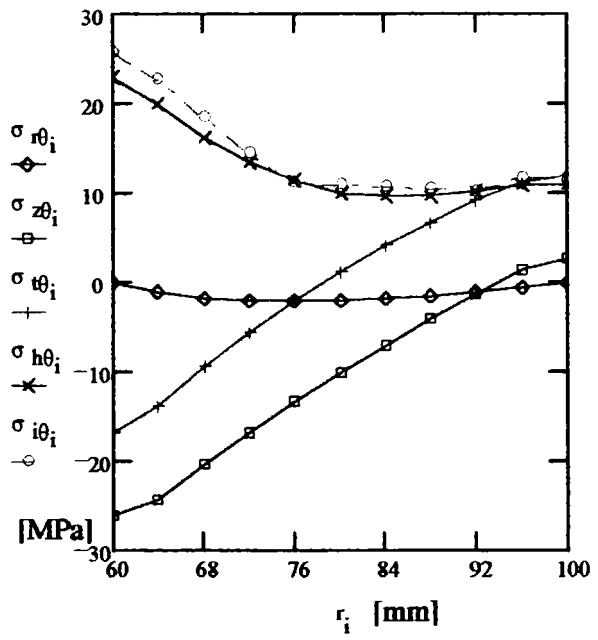
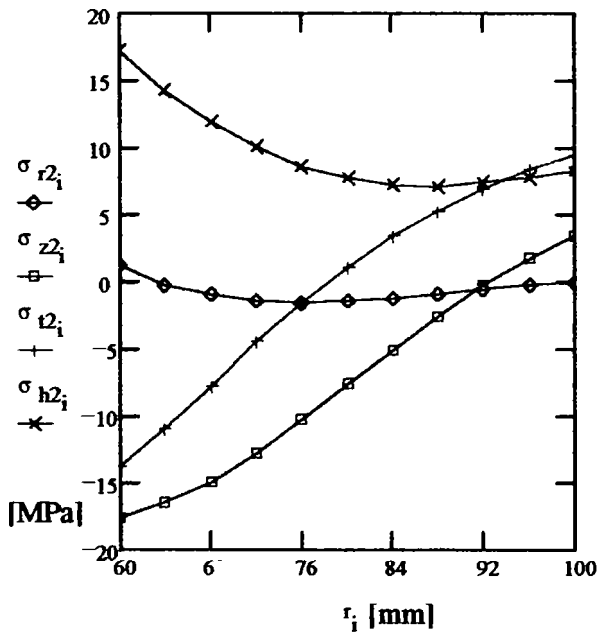
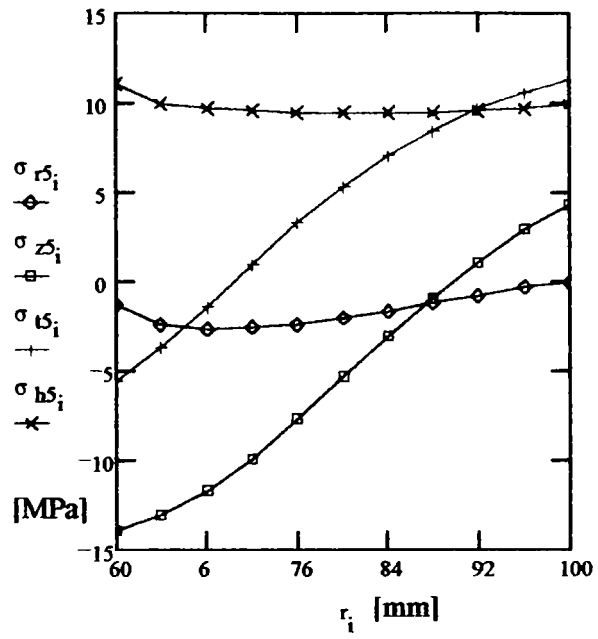
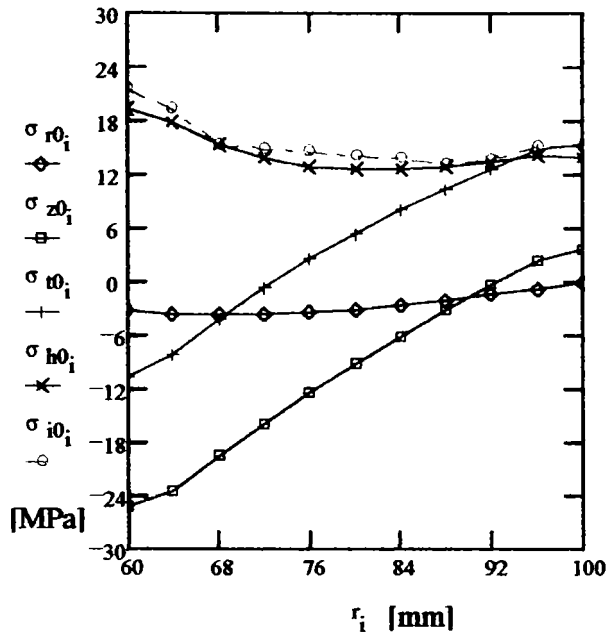


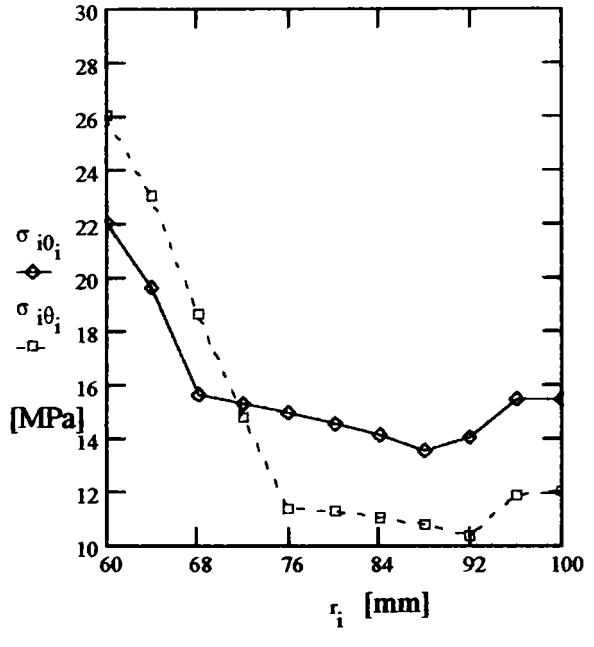
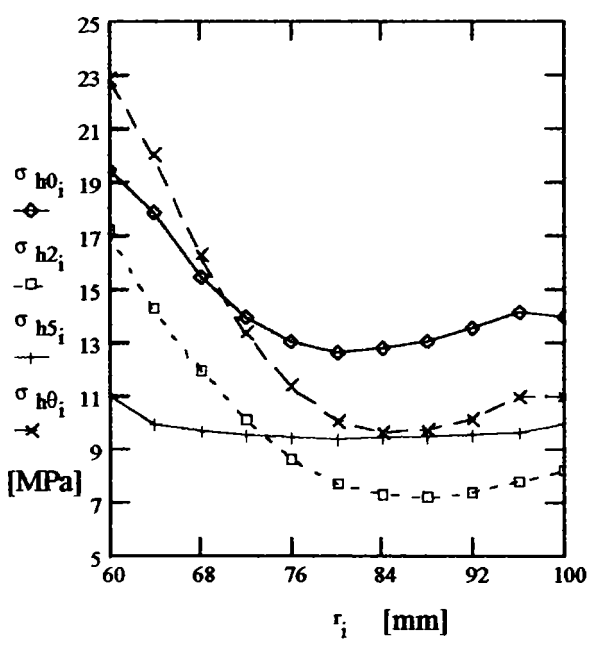
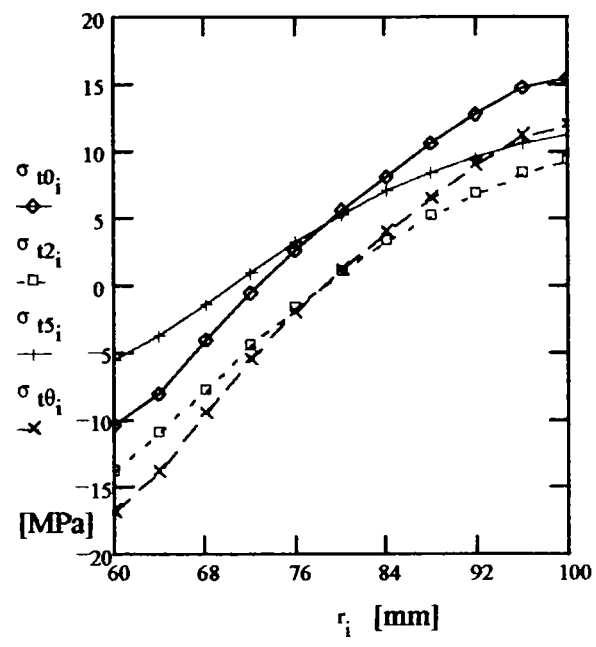
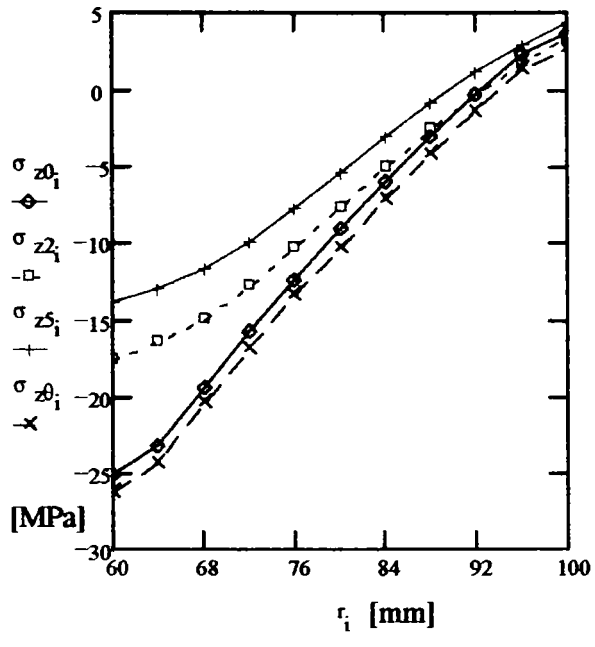
ANEXA 5.4.5.

Variația tensiunilor, deformațiilor și deplasărilor pe grosimea peretelui, pentru $\Delta T=10^{\circ}\text{C}$.

r [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{r2} [MPa]	σ_{r5} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{z2} [MPa]	σ_{z5} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{t2} [MPa]	σ_{t5} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	-3.01	1.385	-1.22	-25.1	-17.46	-13.85	-10.4	-13.6	-5.51	19.5
64	-3.45	0.144	-2.33	-22.4	-16.36	-12.94	-7.15	-10.9	-3.48	17.6
68	-3.59	-0.901	-2.57	-19.3	-14.79	-11.67	-3.97	-7.64	-1.38	15.5
72	-3.51	-1.304	-2.56	-15.7	-12.62	-9.82	-0.44	-4.40	1.04	14.0
76	-3.26	-1.44	-2.37	-12.3	-10.11	-7.62	2.72	-1.42	3.33	13.1
80	-2.89	-1.38	-2.05	-9.06	-7.51	-5.30	5.59	1.20	5.35	12.7
84	-2.42	-1.19	-1.64	-5.98	-4.94	-3.00	8.20	3.48	7.09	12.8
88	-1.88	-0.91	-1.18	-3.04	-2.49	-0.83	10.6	5.41	8.53	13.1
92	-1.28	-0.57	-0.71	-0.24	-0.21	1.17	12.8	7.05	9.71	13.6
96	-0.65	-0.194	-0.22	2.14	1.88	2.97	14.3	8.43	10.7	14.1
100	-0.01	-0.014	-0.01	3.76	3.47	4.35	15.5	9.45	11.4	14.0

r [mm]	σ_{h2} [MPa]	σ_{h5} [MPa]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r2} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r5} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	17.25	11.12	835	635	994	532	-0.017	-26.1	-16.7	22.9
64	14.30	10.00	918	740	1087	628	-0.93	-23.2	-13.2	20.1
68	12.03	9.76	984	823	1158	707	-1.64	-20.3	-9.30	16.3
72	10.13	9.58	1037	887	1212	770	-1.95	-16.7	-5.38	13.4
76	8.68	9.48	1077	935	1250	819	-2.03	-13.3	-1.88	11.4
80	7.75	9.45	1105	970	1276	855	-1.94	-10.1	1.27	10.1
84	7.30	9.48	1123	992	1290	881	-1.72	-7.0	4.13	9.63
88	7.245	9.54	1132	1003	1293	895	-1.39	-4.05	6.74	9.73
92	7.45	9.62	1132	1004	1286	901	-0.98	-1.25	9.13	10.2
96	7.80	9.70	1124	995	1269	898	-0.51	1.13	10.8	10.7
100	8.29	9.97	1109	976	1243	886	-0.005	2.94	12.1	11.0





ANEXA 5.4.6

Variația tensiunilor, deformațiilor și deplasărilor pe grosimea peretelui, pentru $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$.

r [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{r2} [MPa]	σ_{r5} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{z2} [MPa]	σ_{z5} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{t2} [MPa]	σ_{t5} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	-3.08	10.9	10.1	-130	-63.2	-52.6	-77.3	-52.9	-42.8	110
64	-7.56	1.75	2.45	-116	-62.6	-52.8	-60.9	-43.7	-35.8	95.2
68	-10.1	-2.31	-1.97	-101	-62.3	-51.5	-41.2	-34.9	-28.1	79.7
72	-11.3	-5.16	-4.50	-82.6	-57.9	-49.4	-22.0	-22.3	-17.7	66.7
76	-11.4	-6.59	-5.84	-65.6	-49.5	-42.6	-4.81	-8.44	-5.62	57.8
80	-10.6	-6.75	-5.98	-49.4	-38.3	-32.9	10.6	5.02	6.44	52.7
84	-9.28	-5.95	-5.20	-34.0	-26.0	-21.8	24.7	17.05	17.2	51.0
88	-7.43	-4.53	-3.80	-19.3	-13.6	-10.5	37.5	27.2	26.1	51.9
92	-5.21	-2.73	-2.08	-5.26	-1.87	-0.02	49.3	35.4	32.9	54.6
96	-2.70	-0.74	-0.95	6.17	8.69	9.27	60.3	41.9	38.1	56.8
100	0.027	0.016	0.16	14.75	16.5	16.1	64.1	46.5	41.8	58.1

r [mm]	σ_{h2} [MPa]	σ_{h5} [MPa]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r2} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r5} $\cdot 10^5$ [mm]	d_{r0} $\cdot 10^5$ [mm]	σ_{r0} [MPa]	σ_{z0} [MPa]	σ_{t0} [MPa]	σ_{h0} [MPa]
60	69.5	58.4	2963	2642	2838	2666	-0.08	-131	-83.6	115
64	57.5	47.5	3432	3248	3454	3147	-5.13	-117	-64.7	98.0
68	52.0	43.7	3813	3715	3929	3545	-8.18	-102	-46.5	81.4
72	46.6	40.0	4118	4069	4289	3859	-9.73	-83.6	-26.9	67.0
76	42.0	36.9	4353	4333	4554	4102	-10.1	-66.6	-9.42	56.8
80	38.8	34.9	4528	4522	4743	4283	-9.70	-50.4	6.33	50.6
84	37.3	33.9	4647	4648	4865	4406	-8.58	-35.0	20.6	48.2
88	37.1	33.7	4715	4716	4928	4487	-6.94	-20.3	33.7	48.7
92	37.7	34.0	4737	4732	4936	4506	-4.90	-6.27	45.6	51.2
96	38.8	34.6	4716	4697	4892	4497	-2.56	4.16	54.7	53.1
100	40.8	36.4	4655	4614	4796	4437	-0.02	13.7	60.7	55.1

