INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA

ing. Constantin Cristuinea

CONTRIBUTII LA CALCULUL TENSIUNILOR SI DEFORMATIILOR IN CAZUL FLUAJULUI CU TEMPERATURA VARIABILA

- temă de doctorat -

Conducător științific,

prof.dr.doc.ing. Nanu Aurel

- 1976 -

C U P R I N S

Pag.

Pag.

INTRODUCERE

Actualul cincinal 1976-1980 este definit în documentele de partid drept cincinalul revoluţiei - tehnico-ştiinţifice, ceeace implică un salt calitativ deosebit în ceeace priveşte dezvoltarea industriei prin folosirea celor mai noi cuceriri ale ştiinţei şi tehnicii. Cercetătorii patriei noastre sînt chemaţi să-şi aducă contribuţia în principal la rezolvarea problemelor ridicate de dezvoltarea impetuoasă a industriei prin soluţii originale, rod al creaţiei proprii.

Desigur un rol hotărîtor în realizarea măreţului plan cincinal, în care am păşit, îl are sectorul energetic de a cărui dezvoltare depinde progresul întregii economii naţionale. Pe lîngă sursele clasice de energie (hidraulică, termică) se va face apel la energia atomică, prin construirea unor centrale atomoelectrice. Construirea acestor centrale pretinde utilizarea unor oţeluri termorezistente, care în decursul exploatării pe lîngă solicitările mecanice importante sînt supuse unor variaţii frecvente de temperatură. Asemenea fenomene se întîlnesc şi la unele utilaje din industria chimică sau petrochimică. Elaborarea în ţară a acestor aliaje termorezistente - sarcină deosebit de importantă reliefată şi de programul P.C.R - necesită încercări la fluaj executate pe cît posibil şi în condiţii de variaţie a temperaturii similare cu cele din exploatare, în vederea asigurării unei fiabilităţi ridicate a utilajelor fabricate din aceste oţeluri. Stabilirea unei metodici corespunzătoare de încercare precum şi interpretarea corectă a rezultatelor experimentale implică o analiză teoretică şi experimentală judicioasă.

Lucrarea de faţă are ca scop studiul tensiunilor termice ce însoţesc fluajul cu temperatură variabilă, precum şi stabilirea unei metode de calcul a acestora care să reflecte cît mai fidel fenomenul şi implicit comportarea reală a materialului încercat. In plus, metoda propusă permite şi calculul deformaţiilor ce însoţesc fluajul cu temperatură variabilă.

Tratarea acestor aspecte în literatura de specialitate se face destul de sumar şi aproximativ, pe baza unor ipoteze simplificatoare, cum ar fi admiterea comportării liniar elastice a materialului. In lucrarea de faţă, la elaborarea noii metode de calcul a tensiunilor şi deformaţiilor, [illegible]ului ca temperatură variabilă, se ține seama și de comportarea elasto-plastică reală a materialului.

Lucrarea cuprinde 5 capitole din care primele 2 se referă la o analiză a datelor din literatura de specialitate (atît teoretice cît și experimentale) precum și a metodicii încercărilor de fluaj cu temperatură variabilă.

In capitolul III se prezintă noua metodă iterativă de calcul a tensiunilor și deformațiilor în cazul unei epruvete cilindrice, de secțiune circulară, solicitată ~~pe~~ la tracțiune de o forță constantă și supusă unor cicluri de răcire-încălzire. La calculul tensiunilor și deformațiilor s-au luat în considerare curbele caracteristice reale (ridicate la diferite nivele de temperatură), variația modulului de elasticitate longitudinal și a coeficientului de dilatare liniară cu temperatura.

Deoarece această metodă pretinde un volum mare de calcule s-a elaborat un program, pentru calculatorul Felix C 256, care permite o efectuare rapidă a calculului, în mai multe variante. Totodată s-a elaborat și un program de calcul a variației cîmpului de temperatură pe secțiunea transversală a epruvetei, care conduce la rezultate mai complecte și mai exacte decît cele date în literatura de specialitate.

Tensiunile termice calculate cu noua metodă s-au comparat cu cele rezultate în ipoteza comportării elastice a materialului relievîndu-se diferențele importante ce intervin.

In finalul capitolului III se prezintă o metodă de calcul a deformațiilor în cazul fluajului cu șocuri termice, evidențiindu-se apariția unui salt în diagrama de fluaj după aplicarea fiecărui șoc termic.

In capitolul IV se prezintă încercările efectuate de autor asupra unor probe de oțel OLK2 la care, în vederea simulării modificărilor structurale ce apar în timpul variațiilor de temperatură, se aplică inițial un număr de cicluri încălzire-răcire cu viteza de răcire diferită (răcire aer și apă) fără o solicitare mecanică anterioară. Rezultatele au evidențiat unele diferențe în comportarea ulterioară la încercările mecanice clasice (tracțiune, reziliență) a probelor supuse ciclurilor de încălzire-răcire față de cele nesupuse. Deoarece la încercările de fluaj de durată mare aceste diferențe sînt mici, rezultă că metoda de calcul prezentată în capitolul III se poate aplica la oțelul OLK 2 fără nici o corecție care să țină seama de influența modificărilor structurale, asupra comportării la fluaj.

In finalul capitolului IV se prezintă analiza microstructurală a probelor supuse ciclurilor de încălzire răcire comparativ cu probele nesupuse, atît înainte cît şi după încercarea de fluaj executată la diferite tensiuni.

Capitolul V cuprinde principalele concluzii ce se desprind atît din aplicarea practică a noii metode de calcul cît şi din verificările experimentale efectuate.

La elaborarea prezentei lucrări mi-au fost de un real folos îndrumările date de prof.dr.doc.ing.Nanu Aurel, conducătorul ştiinţific de doctorat, căruia îi aduc şi pe această cale sincerele mele mulţumiri. Deasemenea mulţumesc tov.prof.dr.ing.Hajdu Iosif pentru continua îndrumare efectuată atît pe parcursul prezentei lucrări cît şi dealungul întregii mele activităţi ştiinţifice.

Totodată mulţumesc tuturor colegilor şi personalului tehnic care m-au sprijinit în realizarea lucrării şi în mod deosebit tov.conf.dr.ing.Groşanu Iosif, şeful catedrei, pentru ajutorul efectiv acordat.

CAP.I. GENERALITATI PRIVIND FLUAJUL LA TEMPERATURĂ ŞI TENSIUNE VARIABILĂ.

1.1. Necesitatea studierii fluajului la temperatură şi încărcare variabilă.

Dezvoltarea impetuoasă a tehnicii în întreaga lume în ultimele decenii a implicat creşterea necontenită a sectorului energetic. Principala direcţie în care s-a acţionat a fost construirea de noi termocentrale care necesită cheltuieli de investiţie mici şi o rapidă intrare în funcţiune. Desigur acest fapt a atras după sine utilizarea unor cantităţi sporite de oţeluri rezistente la temperaturi ridicate.

In vederea reducerii consumului de combustibil, s-a pus problema ridicării randamentului termocentralelor ceeace s-a realizat mai ales prin creşterea temperaturii aburului, necesitînd utilizarea unor oţeluri cu caracteristici superioare, stabile la temperaturi ridicate.

In prezent se lucrează curent la temperaturi ale aburului de 600°C. La asemenea temperaturi caracteristicile de fluaj ale oţelurilor utilizate au o importanţă deosebită de ele depinzînd atît cantitatea de oţel folosită, cît şi siguranţa în funcţionare.

Ţinînd seama de cantităţile foarte mari de oţeluri termorezistente necesare unei termocentrale, caracteristicile mecanice ale acestora trebuiesc determinate cu multă atenţie pentru a se evita fie supradimensionarea (creşterea cheltuielilor de investiţie ale termocentralei) fie subdimensionarea (pericol de avarie).

In general încercările în vederea stabilirii rezistenţei la fluaj a unui oţel, se fac la temperatură şi încărcare constantă deoarece aparatura necesară este mult mai simplă.

In realitate însă, puţine sînt cazurile în care temperatura şi încărcarea se menţin constante în tot timpul funcţionării instalaţiei confecţionată din oţelul respectiv. In termocentrale există fluctuaţii continui de temperatură şi presiune ceeace determină, de exemplu în peretele conductelor de abur viu, producerea fluajului în condiţii de temperatură şi tensiune variabilă.

Se înregistrează astfel variaţii de ± (10 ... 20)°C a temperaturii (la nivelul mediu de cca 600°C) şi de ± (5 ... 10) daN/cm² (la nivelul mediu al presiunii 100 daN/cm².

Variaţii şi mai importante ale temperaturii se înregistrează la pornirea sau oprirea cazanelor. In fig. 1.1.1 se prezintă variaţia în timp a temperaturii aburului dintr-o conductă magistrală, în timpul pornirii cazanelor.

Intre comportarea fizicomecanică a oţelurilor la temperatură şi tensiune constantă, respectiv variabilă există diferenţe semnalate de mulţi autori. [14], [21], [38], [42], [52], [54].

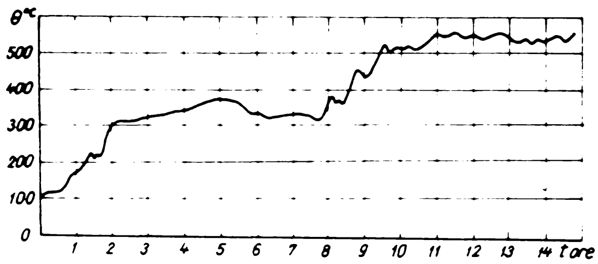
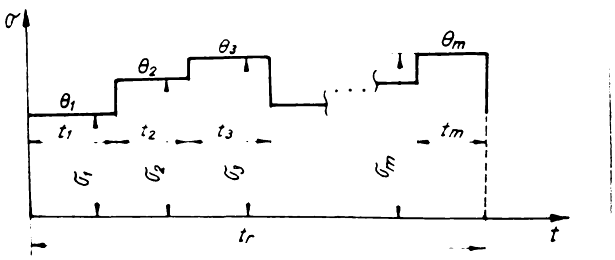


fig.1.1.1
Variaţia temperaturii într-o conductă magistrală în timpul pornirii cazanelor

Executarea unor încercări care să reflecte condiţiile reale de temperatură şi tensiune este dacă nu practic imposibilă, atunci foarte greu de realizat. Datorită acestui fapt s-au căutat metode de trecere dela încercările de fluaj executate la temperatură şi tensiune constantă la cele efectuate în condiţii de variaţie a acestora.

fig.1.1.2
Program de încercare la tensiune şi temperatură variabilă



Cea mai des semnalată în literatura de specialitate este metoda însumării liniare a degradărilor [54], [55] aplicabilă atît încercărilor cu temperatură variabilă cît şi celor cu tensiune variabilă.

In cele ce urmează se va trata mai ales problema fluajului cu temperatură variabilă care pe de o parte este mai puțin cercetată și pe de altă parte prezintă interes pentru următoarele capitole ale prezentei lucrări.

De exemplu se consideră o epruvetă încercată conform - graficului din fig. 1.1.2, adică este menținută timpul t_1 la temperatura θ_1 și tensiunea σ_1, apoi timpul t_2 la temperatura θ_2 și tensiunea σ_2 ş.a.m.d. pînă la timpul t_m, temperatura θ_m, tensiunea σ_m cînd se produce ruperea. Se notează cu τ_{1r}, τ_{2r},... τ_{mr} valorile timpului necesare pentru a produce ruperea la temperaturile θ_1, θ_2 ... θ_m și tensiunile σ_1, σ_2 ... σ_m, determinate din curbele rezistenței de durată.

Rapoartele t_1/τ_{1r}, t_2/τ_{2r} ... t_m/τ_{mr} se numesc degradările în perioadele 1, 2, ... m. Suma acestor degradări este egală cu unitatea

$$\sum_{i=1}^{m} \frac{t_i}{\tau_{ri}} = 1 \qquad (1.1.1)$$

Pentru cazul suprasolicitărilor termice, adică aplicarea unei temperaturi θ superioare celei nominale θ_* o perioadă de timp t, evident mai mică decît durata pînă la rupere τ_{r*} la temperatura θ_*, Serensen și Kozlov [55] propun o metodică de apreciere a durabilității bazată pe însumarea liniară a degradărilor.

Se consideră că, curbele rezistenței tehnice de durată în coordonale $\lg t - \lg \sigma$ sînt drepte de o anumită înclinație. Pe baza acestora se pot trasa curbele $\tau_r - \theta$ la tensiune constantă, care în coordonate $\lg \tau_r - \lg \theta$ se consideră deasemenea drepte.

In consecință ecuațiile rezistenței de durată sînt de forma

$$\tau_r (\theta)^w = ct. \qquad (1.1.2)$$

Trecîndu-se la coordonate relative se obține

$$\frac{\tau_r}{\tau_{r*}} \left(\frac{\theta}{\theta_*} \right)^w = 1 \qquad (1.1.3)$$

unde τ_r este timpul pînă la rupere la supratemperatura θ, τ_{r*} timpul pînă la rupere la temperatura nominală θ_*.

Dacă după o perioadă de timp t_1 de menţinere la temperatura θ_1 se aplică supratemperatura θ_2 şi se menţine pînă la rupere o durată t_2 atunci se poate scrie cîtimea din durabilitate consumată ca raportul t_1/τ_{r1} iar cea rămasă diferenţa

$$1-\frac{t_1}{\tau_{r1}}=\frac{\tau_{r1}-t_1}{\tau_{r1}} \qquad (1.1.4)$$

Dacă se admite valabilă însumarea liniară a degradărilor atunci această cîtime de durabilitate rămasă se consumă în partea doua a încercării adică

$$\frac{\tau_{r1}-t_1}{\tau_{r1}}=\frac{t_2}{\tau_{r2}} \qquad (1.1.5)$$

în care τ_{r2} este timpul pînă la rupere la supratemperatura ϑ_2.

Relaţia 1.1.5 se mai poate scrie:

$$\frac{\tau_{r1}-t_1}{t_2}=\frac{\tau_{r1}}{\tau_{r2}} \qquad (1.1.6)$$

Inmulţind ambii membrii cu $\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^w$ (şi ţinînd cont de 1.1.3) se obţine:

$$\frac{\tau_{r1}-t_1}{t_2}\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^w=1 \qquad (1.1.7)$$

Se constată însă abateri dela această lege de însumare liniară a degradărilor astfel încît relaţia (1.1.7) ia forma

$$\frac{\tau_{r1}-t_1}{t_2}\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^q=1 \qquad (1.1.8)$$

în care q = w la însumarea simplă, liniară, q w în cazul unor degradări mai accentuate şi q w la degradări mai puţin pronunţate.

Desigur w se poate determina din dreptele rezistenţei tehnice de durată la temperatură constantă cu relaţia:

$$w=\frac{\lg\frac{\tau_{r1}-t_1}{t_2}}{\lg\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)} \qquad (1.1.10)$$

Factorul q se determină dintr-o relaţie similară dar în

$$\beta = \frac{t_2'}{t_1'} \tag{1.1.11}$$

în care t_2' este durata de menţinere în timpul unui ciclu la temperatura θ_2 iar t_1' la temperatura θ_1. Ruperea se produce după

$$t = t_1 + t_2 = \sum t_1' + \sum t_2'$$

Pe baza relaţiei (1.1.8) şi (1.1.11) şi ţinînd seama că:

$$\frac{t_2}{t_1} = \frac{\sum t_2'}{\sum t_1'} = \beta$$ se ajunge la:

$$t_1 = \frac{\tau_{r1}}{1+\beta\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^q} \quad \text{şi} \quad t_2 = \frac{\beta\tau_{r1}}{1+\beta\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^q} \tag{1.1.12}$$

Iar timpul total pînă la rupere:

$$t = t_1 + t_2 = \tau_{r1}\frac{1+\beta}{1+\beta\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^q} \tag{1.1.13}$$

Dacă se admite o însumare liniară a degradărilor într-o formă mai generală atunci:

$$\sum_{1}^{2}\frac{t_i}{\tau_{ri}} = a \tag{1.1.14}$$

în care a poate avea valori diferite de unitate.

Valoarea constantei a se poate determina pe baza relaţiilor 1.1.7 şi 1.1.12

$$a = \frac{1+\beta\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^p}{1+\beta\left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^q}. \tag{1.1.15}$$

In ceeace priveşte determinarea exponenţilor p şi q rămîn valabile aceleaşi considerente ca şi în cazul unei singure trepte de temperatură.

La o variaţie în mai multe trepte a temperaturii (fig. 1.1.3) dacă se admite că legea de însumare a degradărilor rămîne aceiaşi ca şi în cazul unei singure trepte se ajunge la expresia duratei totale pînă la rupere:

$$t = \frac{\left(1+\sum_{i=2,3..}\beta_i\right)\tau_{r1}}{1+\sum_{i=2,3..}\beta\left(\frac{\theta_i}{\theta_1}\right)^q} \qquad (1.$$

în care $\beta_i = \frac{t_i}{t_1}$, t_i este durata de menţinere la temperatura $_i$, t_1 durata de menţinere la temperatura θ_1 şi τ_{r1} timpul pînă la ruperea probei la temperatura t_1.

Si în acest caz, analog relaţiei (1.1.15), se poate stabili valoarea coeficientului a

$$a = \frac{1+\sum_{i=2,3..}\beta_i\left(\frac{\theta_i}{\theta_1}\right)^p}{1+\sum_{i=2,3..}\beta_i\left(\frac{\theta_i}{\theta_1}\right)^q} \qquad (1.1.17)$$

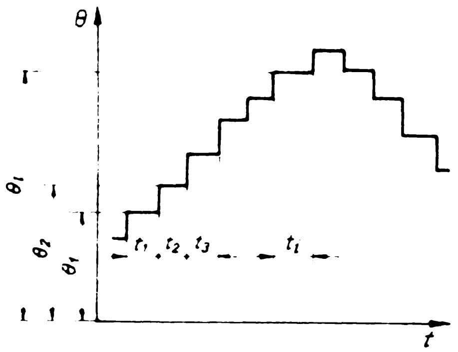


fig.1.1.3
Graficul variaţiei în trepte a temperaturii de încercare

Dacă temperatura variază continuu şi se cunoaşte funcţia $\theta = \theta(t)$ determinarea duratei totale pînă la rupere se poate face prin integrare.

Serensen şi Kozlov analizînd rezultatele unor încercări de fluaj cu temperatură variabilă în trepte constată abateri importante dela legea însumării simplu liniare a degradărilor şi recomandă metodica enunţată mai sus.

In ultimul timp această metodă a fost completată cu aspecte statistice [2] prin introducerea noţiunii aleatoare de degradare, ceeace permite calculul durabilităţii în condiţii de variaţie întîmplătoare a tensiunii şi temperaturii. Desigur această metodă permite o abordare mai apropiată de condiţiile reale de funcţionare unde deobicei variaţiile parametrilor de regim sînt aleatoare. In lucrarea [2] pornindu-se dela forma clasică a expresiei degradării.

$$p = t_{(\theta,\sigma)} / \tau_{l(\theta,\sigma)} \qquad (1.1.18)$$

în care p - degradarea pe intervalul de timp considerat
$t(\theta,\sigma)$ - timpul de menținere al probei la tensiunea σ și temperatura θ
$\tau_{l(\theta,\sigma)}$ - timpul mediu pînă la rupere la temperatura θ și tensiunea σ

și înlocuindu-se valoarea medie $\tau_{l(\theta,\sigma)}$ cu valoarea reală care este o mărime statistică se ajunge la concluzia că și degradarea este o mărime statistică.

In aceste condiții degradarea se introduce prin:

$$\pi[t(\theta,\sigma)] = t_{(\theta,\sigma)} / \tau_{(\theta,\sigma)} \quad \text{dacă} \quad \tau_r(\theta,\sigma) > t(\theta,\sigma) \qquad (1.1.19a)$$

$$\pi[t(\theta,\sigma)] = 1 \quad \text{dacă} \quad \tau_r(\theta,\sigma) \le t(\theta,\sigma) \qquad (1.1.19b)$$

în care $\tau_r(\theta,\sigma)$ este durata pînă la rupere la tensiunea σ și temperatura θ, privită însă ca o mărime statistică. Deaceia $\pi[t(\theta,\sigma)]$ va avea funcție de distribuție ce rezultă din relația (1.1.19 a) și din funcția de distribuție a timpului de rupere $\tau_r(\theta,\sigma)$.

Se consideră apoi un caz în care condițiile reale de funcționare sînt definite de un șir de temperaturi diferite θ_i unde $i = 1 \ldots n$ în timpii t_i. Durata de menținere la temperatura θ_i este

$$\Delta t_i = t_i - t_{i-1} \qquad (t_o = 0) \qquad (1.1.20)$$

Funcția de degradare corespunzătoare se notează cu $\pi_i(t)$ Degradarea parțială $\Delta\pi_i$ ce ar putea să apară datorită variației de temperatură din timpul Δt_i (această creștere $\Delta\pi_i(t)$ depinde nu numai de Δt_i pînă la timpul de rupere τ_i ci și de gradul de degradare al probei dinaintea intervalului de timp considerat, (caci valoarea degradării nu poate depăși 1) este dată după teoria acumulării liniare a degradărilor de egalitatea 1.1.18. Dar:

$$\Delta\pi_i = \pi(\Delta t_i) \qquad (1.1.21)$$

care poate fi exprimată în felul următor:

$$\Delta\pi_i = \Delta t_i / \tau(\theta_i) \quad \text{pentru} \quad \Delta t_i < \tau(\theta_i) \qquad (1.1.22a)$$

$$\Delta\pi_i = 1 \quad \text{pentru} \quad \Delta t_i \ge \tau(\theta_i) \qquad (1.1.22b)$$

Pentru exemplificare se consideră trei nivele de temperatură θ_1, θ_2 și θ_3 la care o probă aflată sub tensiune constantă σ este menținută timpii Δt_1, Δt_2 și Δt_3. Degradarea obținută pe intervalul de timp $t_3 = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3$ poate fi mai mică sau egală cu unitatea.

In fig.1.1.4.a. se prezintă prima situaţie iar în fig. 1.1.4.b cea de a doua.

Evident:

$$\mathcal{T}(t_n) = \sum_1^n \Delta \mathcal{T}_i \qquad \text{pentru} \qquad \sum_1^n \Delta \mathcal{T}_i < 1 \tag{1.1.23a}$$

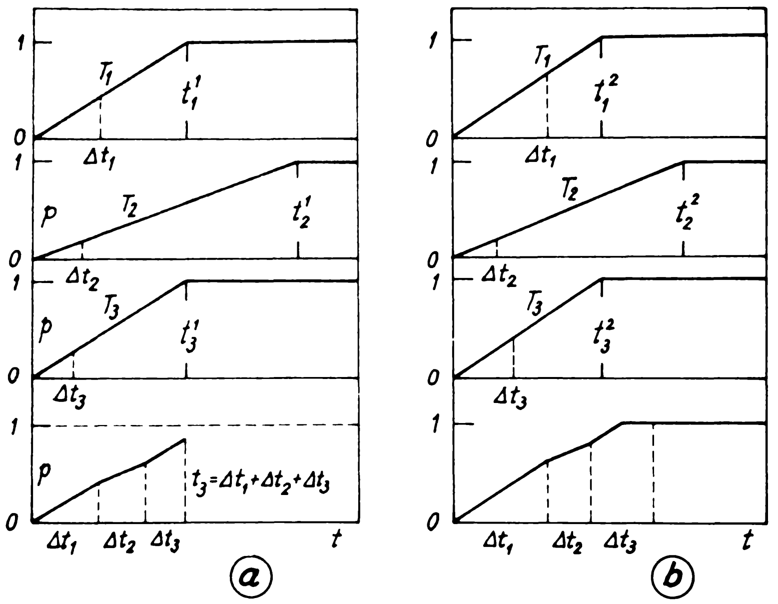


fig.1.1.4
Modul de apreciere al degradării totale pentru 3 nivele diferite de temperatură

$$\mathcal{T}(t_n) = 1 \qquad \text{pentru} \qquad \sum_1^n \Delta \mathcal{T}_i \geq 1 \tag{1.1.23b}$$

Deoarece timpul pînă la rupere τ_i este o funcţie statistică, înseamnă că degradarea după timpul t_n se va calcula sub forma unei probabilităţi definită de relaţiile:

$$P[\mathcal{T}(t_n) < 1] = P(t_n < \tau) \tag{1.1.24a}$$

$$P[\mathcal{T}(t_n) = 1] = P(t_n \geq \tau) \tag{1.1.24b}$$

adică probabilitatea ca degradarea să fie o anumită valoare este egală cu probabilitatea ca timpul total de menţinere t_n să fie într-un anumit raport faţă de timpul pînă la rupere în condiţii de variaţie a temperaturii.

Dacă se însumează toţi timpii de menţinere la aceiaşi temperatură atunci funcţia de degradare ia forma:

$$\mathcal{T}(t) = \sum_{j=1}^{m} \Delta Z_j / \tau(\theta_j) \tag{1.1.25}$$

unde ΔZ_j reprezintă suma tuturor timpilor Δt_i la care proba este menţinută la aceiaşi temperatură.

Valabilitatea metodei însumării liniare a degradărilor este limitată de o serie de factori dintre care se amintesc:

a) modificări structurale ale oţelului în decursul încercării (recristalizări, precipitări, oxidări intergranulare etc.) accelerate de variaţiile de temperatură şi tensiune.

b) tensiunile termice ce apar datorită unor variaţii bruşte de temperatură.

c) oboseala termică ce se produce dacă numărul ciclurilor de variaţie a temperaturii este mare.

O sintetizare foarte clară a modificărilor structurale ce pot apărea este dată de Dorn [14] Se amintesc:

- Pierderea ecruisării datorită unui proces de deblocare a dislocaţiilor, în urma difuziei la temperaturi ridicate. Lubahn [39] constată pentru un oţel Cr - Mo - V că dacă după descărcare proba este menţinută, la temperatură ridicată (sub nivelul modificărilor structurale propriu zise) atunci la reîncărcare viteza de fluaj $v_f = \frac{d\varepsilon_f}{dt}$ (unde ε_f este deformaţia de fluaj) creşte cu atît mai mult cu cît durata de întrerupere este mai mare. Evident creşterea vitezei de fluaj este influenţată şi de nivelul de temperatură.

- Recristalizarea care poate accelera procesul de fluaj prin eliberarea tensiunilor interne. Guarnieri [21] cu ajutorul razelor X arată pentru un aliaj de Mg că dacă menţinerea la temperatura ridicată este asociată cu o tensiune aplicată intermitent atunci procesul de recristalizare este accelerat în comparaţie cu cel din cazul aplicării unei tensiuni constante.

- Imbătrînirea, adică procesul de aglomerare a particulelor dure fin dispersate, în particule de dimensiuni mai mari, poate conduce la micşorarea performanţelor aliajului la temperaturi ridicate, dacă iniţial dispersarea şi dimensiunile precipitatelor dure erau cele optime, din punct de vedere al blocării deplasării dislocaţiilor. Dacă din contră iniţial dispersarea era sub cea optimă prin procesul de aglomerare se tinde spre aceasta, rezistenţa la fluaj a materialului crescînd.

Guarnieri [21] efectuînd încercări de fluaj la tensiune constantă, respectiv intermitentă, pe acelaş material a constatat că deformaţia totală de fluaj este mai mare în cazul în care sarcina este intermitentă, fapt datorat procesului de îmbătrînire ce s-a constatat că este mai accentuat în ultimul caz.

- Dizolvare şi reprecipitare. In acest caz la temperaturi ridicate solubilitatea carburilor creşte iar la temperatura scăzută ele se precipită în particule mai mari, rezistenţa la fluaj scăzînd. La unele aliaje de Ni - Cr s-au observat creşteri de peste 10 ori ale vitezei de fluaj după reîncălzirea probei. Este de remarcat totuşi că uneori procesul de dizolvare şi reprecipitare este favorabil depinzînd de dimensiunile particulelor de carburi precum şi de dispersarea lor. Probabil dacă răcirea se face lent particulele sînt mai mari (existînd suficient timp pentru aglomerarea lor) iar dacă răcirea se face rapid atunci dispersarea este mai fină, particulele fiind mai mici.

- Deformaţia neomogenă. In cazul aliajelor complexe la care constituenţii au coeficienţi de dilatare diferiţi, variaţiile rapide de temperatură pot provoca curgerea plastică a unora din ei precum şi unele modificări structurale, accelerate de nivelul mare al tensiunii în unii constituienţi (tensiunea provocată de diferenţă de coeficient de dilatare se suprapune peste cea exterioară)

- Oxidarea. Aliajele termorezistente îşi realizează protecţia suprafeţei printr-un strat de oxid care nu permite oxidarea materialului de bază. Dacă temperatura variază ciclic atunci ca urmare a coeficienţilor de dilatare diferiţi pentru oxid şi materialul de bază, stratul de oxid se fisurează şi se desprinde de pe suprafaţă. Cînd temperatura creşte, suprafaţa materialului de bază se oxidează din nou şi procesul se repetă, conducînd evident la micşorarea secţiunii şi în consecinţă la accelerarea fluajului.

- Oxidarea intergranulară sau coroziunea. Materialele susciptibile la oxidare intergranulară în cazul solicitărilor ciclice se comportă mult mai slab deoarece fisurările provocate de oxidare se propagă mult mai uşor în condiţii de variaţie a tensiunii. Odată fisura propagîndu-se oferă suprafeţe "curate" ce se pot oxida ş.a.m.d.

In ceeace priveşte tensiunile termice ce apar ca urmare a unor variaţii rapide de temperatură se poate afirma că au o importanţă deosebită. Astfel Röpke [52] evidenţiază micşorarea de 2 ... 3 ori a rezistenţei tehnice de durată la un oţel Cr - Mo - V, ca urmare a variaţiilor bruşte de temperatură, comparativ cu rezistenţa tehnică de durată corespunzătoare nivelului maxim de temperatură. Evident că în acest caz aplicarea metodei însumării liniare simple a degradărilor este total nefondată. Se remarcă deasemenea prezența în acest caz a unui proces defavorabil de creștere a particulelor de carburi, accelerat după părerea aceluiași autor de fluctuațiile de tensiune și temperatură.

Evident că dacă numărul ciclurilor de variație a temperaturii este relativ mare poate apărea oboseala termică, care produce o rupere prematură a probelor, comparativ cu încercarea statică de fluaj la temperatură constantă. De asemenea dacă numărul ciclurilor de variație a tensiunii este mai mare atunci apare și un proces de oboseală mecanică obișnuită, dar la temperatură ridicată.

Din cele prezentate rezultă că aplicarea metodei însumării liniare a degradărilor pentru materiale supuse unui fluaj cu temperatură variabilă trebuie făcută cu multă prudență, pentru a se evita erori însemnate în aprecierea durabilității. Executarea unor încercări la temperatură variabilă, în condiții apropiate de cele reale de utilizare a materialului respectiv se consideră imperios necesare pentru a se ridica gradul de certitudine a coeficientului de siguranță, în instalațiile ce lucrează la temperaturi ridicate.

1.2. Aspecte analitice ale fluajului în condițiile variației de tensiune și temperatură.

In paragraful precedent s-a trecut în revistă metoda însumării liniare a degradărilor utilizată în vederea stabilirii rezistenței tehnice de durată în cazul în care tensiunea și temperatura sînt variabile. Este însă important de analizat și modul de desfășurare al deformației de fluaj în timp, deoarece în multe situații siguranța în exploatare a unei piese, ce lucrează la temperaturi ridicate, este afectată în primul rînd de nivelul deformației sale. O posibilitate de abordare a acestei probleme este ecuația mecanică de stare care să includă toți factorii ce guvernează desfășurarea procesului de fluaj.

In general deformația de fluaj este o funcție de tensiune, viteza de variație a acesteia, de timp, de temperatură, de viteza de variație a temperaturii, de viteza deformației plastice, de modificările structurale, de anizotropia materialului, de neomogenitatea inerentă elaborării industriale.

Se prezintă în continuare ecuația mecanică de stare propusă de Kostiuc [36] care are un grad înalt de generalizare.

Dacă la întindere monoaxială tensiunea este o funcție de timp $\sigma(t)$, temperatura $\theta(t)$ deformația infinitezimală într-un interval dt va fi:

$$d\varepsilon = d\varepsilon_e + d\varepsilon_t + d\varepsilon_p + d\varepsilon_f \tag{1.2.1}$$

unde

$d\varepsilon_e$ - diferențiala alungirii elastice $\varepsilon_e = \frac{\sigma}{E(\theta)}$

$d\varepsilon_t$ - diferențiala alungirii cu temperatura $\varepsilon_t = \theta\alpha(\theta)$

$d\varepsilon_p$ - diferențiala alungirii plastice definită de relația:

$$d\varepsilon_p = R_1 dt + R_2 d\sigma + R_3 d\theta$$

$d\varepsilon_f = R_4 dt$ - diferențiala alungirii de fluaj

Mărimile R_l ($l = 1,2,3,4$) sînt funcții de timp (t) tensiune (σ) și temperatură (θ) precum și de parametrii structurali q_r ($r = 1,2,3 \ldots s$) definiți de relațiile:

$$dq_i = a_{i1} dt + a_{i2} d\sigma + a_{i3} d\theta$$

unde:

Mărimile R_l reprezintă:

R_1 - influența proceselor vremelnice asupra deformației plastice (difuzie, îmbătrînire).

R_2 - schimbarea izotermă instantanee a deformației plastice în legătură cu variația tensiunii.

R_3 - influiența variației temperaturii asupra deformației plastice

R_4 - viteza de fluaj

Fiecare din coeficienții R_l și a_{ij} are două ramuri pentru aceleași valori ale timpului, tensiunii, temperaturii. Una din ramuri R' și a'_{ij} corespunde deformației plastice active și cealaltă R'' și a''_{ij} descărcării. Actualmente dependențele R_l (t, σ, θ, q_r) și $(t, \ , \ , q_r)$ nu sînt cunoscute deoarece alegerea aspectului lor ar necesita un număr foarte mare de încercări, cu variația controlată a tuturor parametrilor enunțați mai sus ceeace este foarte dificil de efectuat și în orice caz pînă în prezent nerealizat. Relațiile prezentate pentru ecuația mecanică de stare evidențiază complexitatea legilor ce generează procesul de fluaj chiar la întindere monoaxială.

In plus Vorotnicov și Rovinskii [63] arată că forma ecuației mecanice de stare depinde și de tipul încercării.

Totuși abordarea fluajului la tensiune și temperatură variabilă pornindu-se dela ecuația mecanică de stare și făcîndu-se unele simplificări sau presupuneri pe baza datelor experimentale pare actualmente singura cale posibilă.

In cazul unei stări biaxiale sau triaxiale de tensiune complexitatea ecuației mecanice de stare crește intervenind desigur dependențe funcționale care să țină seama de starea de tensiune.

Oricît de vast ar fi un program de încercări experimentale el nu poate acoperi toate posibilitățile de variație în timp ale acestor mărimi.

Deaceia numeroși cercetători au căutat relații analitice simplificate între factorii ce guvernează procesul de fluaj. In majoritatea cazurilor cu ajutorul acestor relații (numite de multe ori și ipoteze de fluaj) s-a încercat să se rezolve cazul fluajului în condiții de tensiune variabilă pe baza încercărilor de fluaj la tensiune și temperatură constantă [41], [35], [50]. Cea mai largă răspîndire o au (datorită concordanței cu rezultatele experimentale ipoteza întăririi și eredității plastice.

Ipoteza întăririi presupune că la o anumită temperatură există o relație între deformația specifică de fluaj ε_f, viteza de fluaj $\dot{\varepsilon}_f$ și temperatura θ adică

$$\Phi(\varepsilon_f, \dot{\varepsilon}_f, \sigma) = 0 \qquad (1.2.2)$$

Dacă și temperatura este variabilă această funcție devine:

$$\Phi'(\varepsilon_f, \dot{\varepsilon}_f, \sigma, \theta) = 0 \qquad (1.2.3)$$

In literatura consultată se admite temperatura constantă așa încît nu se dă nici o formă concretă a funcției (1.2.3). In ceace privește funcția (1.2.2) se admit diferite aspecte [49] între care se amintesc:

$$\dot{\varepsilon}_f \cdot \varepsilon_f^{\beta} = \alpha \sigma^{\gamma} \qquad \text{sau} \qquad \dot{\varepsilon}_f \cdot \varepsilon_f^{c} = a e^{\frac{\sigma}{b}} \qquad (1.2.4 \text{ și } 1.2.5)$$

unde α, β, γ respectiv a,b,c sînt constante ce se determină experimental. In ambele cazuri se remarcă faptul că nu se ține seama de deformația instantanee și că se presupun curbele de fluaj geometric asemenea.

Ipoteza eredității plastice presupune că între tensiune, deformație, timp și temperatură există o relație de forma:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_e(t) + \int_0^t Q[t-\xi, \sigma(\xi), \theta(\xi)]\, d\xi \qquad (1.2.6)$$

unde

$\varepsilon(t)$ - deformația totală (plastică și elastică) în funcție de timp

$\varepsilon_e(t)$ - deformația elastică dată de legea lui Hooke

$\sigma(\xi), \theta(\xi)$ - funcţiile de timp ale tensiunii şi temperaturii

Această ipoteză este singura care explică fluajul invers.

Deşi ambele ipoteze se apropie destul de mult de rezultatatele experimentale, mînuirea lor analitică implică dificultăţi matematice deosebite astfel încît se recurge la rezolvarea lor aproximativă prin metode numerice.

In cazul unor variaţii rapide de temperatură, datorită tensiunilor termice ce se produc, fluajul are loc în condiţii de variaţie atît a temperaturii cît şi a tensiunii. In unele zone ale materialului tensiunea rezultantă (prin suprapunerea tensiunilor termice peste cea nominală) scade în alte zone creşte.

Namestnicov [44], pe baza studierii fluajului aluminiului la tensiune variabilă, a tras concluzia că teoria întăririi concordă mai bine cu cazul creşterii tensiunii iar cea a ereditătţii plastice cu cazul scăderii acesteia. Se propune chiar separarea deformaţiei fluajului în două componente şi anume una care ascultă de ipoteza întăririi şi cealaltă, care ascultă de ipoteza ereditătţii plastice. Motivarea este dată de faptul că ipoteza ereditătţii plastice presupune deformaţia de fluaj integral reversibilă iar cea întăririi integral ireversibilă, deformaţia reală fiind parţial reversibilă.

Se porneşte dela expresia deformaţiei plastice după ipoteza ereditătţii plastice pentru cazul în care temperatura este constantă:

$$\varepsilon_f(t) = \int_0^t K(t-\xi) f[\sigma(t)]\, d\xi \qquad (1.2.7)$$

Notîndu-se:

$$\int_0^t K(t-\xi)\, d\xi = \varphi(t)$$

respectiv

$$\dot{\varphi}(t) = K(t)$$

şi admiţînd că tensiunea este constantă $\sigma = \sigma_0$ (1.2.7) devine:

$$\varepsilon_f(\sigma_0, t) = f(\sigma_0) \cdot \varphi(t) \qquad (1.2.8)$$

Se descarcă epruveta, adică $\sigma = 0$, la $t = \xi_0$ şi se integrează (1.2.7) pentru funcţia în trepte:

$$\sigma(t) = \begin{cases} \sigma_0 & \text{la} \quad t \le \xi_0 \\ 0 & \text{la} \quad t > \xi_0 \end{cases} \qquad (1.2.9)$$

obţinîndu-se:

$$\varepsilon_f(t) = f(\sigma_o)\left[\varphi(t) - \varphi(t-\xi_o)\right] \tag{1.2.10}$$

Funcţia φ (t) este o funcţie de timp la o putere mai mică decît unitatea, deci dacă $t \to \infty$ atunci $\left[\varphi(t)-\varphi(t-\xi_o)\right] \to 0$ şi ε_f (t) $\to$ 0.

Rezultă că întreaga deformaţie de fluaj este recuperabilă.

După teoria întăririi dacă σ = 0 atunci ε_f = 0 (conform relaţiilor 1.2.4 şi 1.2.5) adică deformaţia de fluaj este ireversibilă.

In continuare se va nota cu e(t) partea din alungirea de fluaj reversibilă (ascultă de ipoteza eredităţii) şi cu p(t) cea ireversibilă (ascultă de ipoteza întăririi) Evident:

$$\varepsilon_f(t) = e(t) + p(t) \tag{1.2.11}$$

In vederea separării celor două componente se execută încercări de fluaj pentru cîteva nivele ale tensiunii o durată ξ_o, apoi se descarcă epruveta măsurîndu-se cele două componente ale fluajului. Se notează $v(\sigma_o, t-\xi_o)$ partea din deformaţia reversibilă care se recuperează după timpul $t - \xi_o$ dela descărcare putîndu-se scrie:

$$e(t) = e(\sigma_o, \xi_o) - v(\sigma_o, t-\xi_o) \tag{1.2.12}$$

Ţinînd seama de 1.2.8 şi 1.2.10 se obţine:

$$f(\sigma_o)\left[\varphi(t) - \varphi(t-\xi_o)\right] = f(\sigma_o)\,\varphi(\xi_o) - v(\sigma_o, t-\xi_o)$$

Deci

$$v(\sigma_o, t-\xi_o) = f(\sigma_o)\left[\varphi(\xi_o) - \varphi(t) + \varphi(t-\xi_o)\right] \tag{1.2.13}$$

Dacă se consideră un alt timp $t_2 > t_1$ se obţine o expresie similară cu (1.2.13). Făcîndu-se raportul celor două expresii rezultă :

$$\frac{v(\sigma_o, t_1-\xi_o)}{v(\sigma_o, t_2-\xi_o)} = \frac{\varphi(\xi_o) - \varphi(t_1) + \varphi(t_1-\xi_o)}{\varphi(\xi_o) - \varphi(t_2) + \varphi(t_2-\xi_o)} \tag{1.2.14}$$

Luînd în considerare şi alte momente de descărcare t_3, $t_4 \ldots t_n$ se obţin rapoarte de acelaş gen cu 1.2.14 din care se pot determina constantele funcţiei φ (t)

Dacă se admite $\varphi(t) = t^n$ unde $n < 1$ atunci

$$v(\sigma_o, t-\xi_o) = f(\sigma_o)\left[\xi_o^n - t^n + (t-\xi_o)^n\right] \tag{1.2.15}$$

diferențiind în raport cu t:

$$\dot{v}(\sigma_0, t-\xi_0) = nf(\sigma_0)\left[-t^{n-1} + (t-\xi_0)^{n-1}\right] \qquad (1.2.16)$$

și făcîndu-se raportul dintre 1.2.15 și 1.2.16:

$$\eta \frac{\xi_0^n - t^n + (t-\xi_0)^n}{-t^{n-1} + (t-\xi_0)^{n-1}} = \frac{\dot{v}(\sigma_0, t-\xi_0)}{v(\sigma_0, t-\xi_0)} \qquad (1.2.17)$$

de unde se poate determina n și apoi f (σ_0)

$$f(\sigma_0) = \frac{v(\sigma_0, t-\xi_0)}{\xi_0^n - t^n + (t-\xi_0)^n} \qquad (1.2.18)$$

Insă deformația totală $\varepsilon_f(t)$ se poate măsura experimental și aprecia ca o funcție analitică, deci se poate determina partea din deformația de fluaj ce ascultă de teoria întăririi.

$$p(t) = \varepsilon_f(t) - e(t) \qquad (1.2.19)$$

Dacă se execută încercări la diferite nivele de reducere a tensiunii, se obține și dependența deformației de fluaj reversibile, de tensiune și astfel se poate ajunge la expresia deformației de fluaj la tensiuni variabile continuu.

In cazul variației de temperatură deoarece nu apare fluajul invers problema se simplifică puțin, putîndu-se considera curbele de fluaj geometric asemenea în ceeace privește temperatura. Suprapunerea însă, a cazului variației atît a temperaturii cît și a tensiunii (variația rapidă a temperaturii) introduce dificultăți foarte mari în ceeace privește determinarea constantelor ce intervin în funcțiile analitice acceptate pentru deformația de fluaj.

In [13] se recomandă pentru cazul variației temperaturii și menținerii constante a tensiunii trasarea curbei de fluaj conform indicațiilor din fig. 1.2.1 sau 1.2.2.

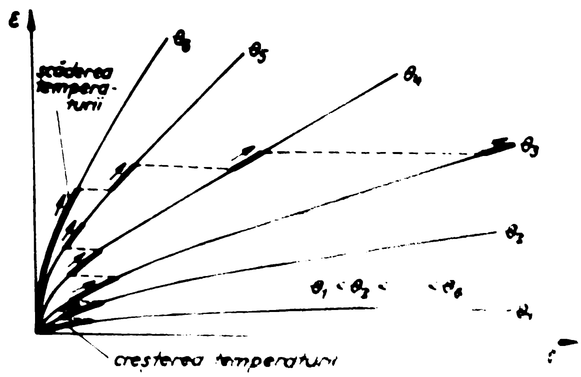


fig.1.2.1
Obținerea curbei de fluaj la temperatură variabilă din curbele de fluaj la temperatură constantă presupunînd $\dot{\varepsilon}_f = f(\varepsilon_f, \sigma)$

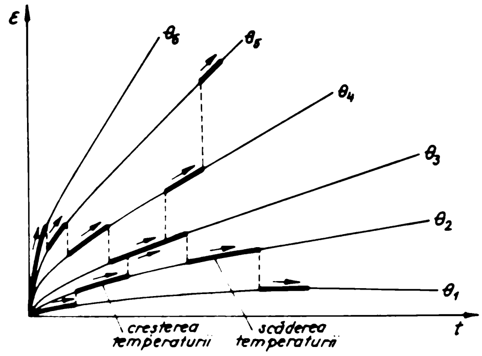


fig.1.2.2
Obținerea curbei de fluaj la temperatură variabilă din curbele de fluaj la temperatură constantă presupunînd $\dot{\varepsilon}_f = f(\sigma,t)$

Se constată că prima variantă dă rezultate mai apropiate de rezultatele experimentale, motiv pentru care este mai des utilizată.

In unele cazuri se aplică o metodă intermediară adică noua porțiune din curba de fluaj corespunzătoare trecerii la o altă temperatură se determină ca un compromis între cele două procedee (fig.1.2.3)

Toate cele trei metode se aplică dacă temperatura variază în trepte cu viteză de trecere dela o treaptă la alta, destul de mică pentru a nu provoca tensiuni termice. De asemenea durata de menținere la o temperatură să fie suficient de mare pentru a se putea neglija perioada de tranziție dela o treaptă la alta.

In cazul unor variații continui de temperatură rezolvarea este destul de dificilă necesitînd neapărat aproximarea curbelor de fluaj cu niște funcții analitice. O posibilitate de rezolvare aproximativă este înlocuirea curbei de variație a temperaturii cu o variație în trepte și aplicarea apoi a uneia din metodicile prezentate anterior.

Dorn [13] propune o metodă bazată pe faptul că fluajul este un proces termic activat.

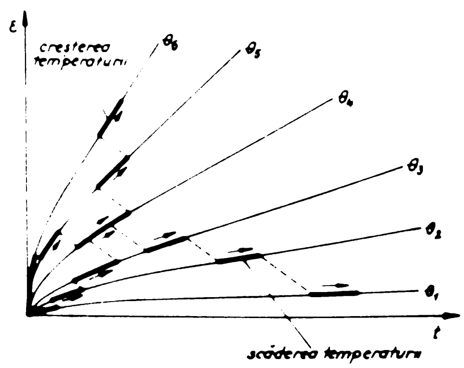


fig.1.2.3
Obținerea curbei de fluaj la temperatură variabilă din curbele de fluaj la temperatură constantă presupunînd $\dot{\varepsilon}_f = f(\varepsilon_f,\sigma,t)$.

Se consideră că dacă este cunoscută curba de fluaj la o temperatură şi tensiune dată se pot obţine curbele de fluaj la orice altă temperatură. In vederea acestui scop se introduce un "timp echivalent" dat în expresia:

$$t' = t\, e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \qquad (1.2.20)$$

unde t' - timpul echivalent

t - durata de fluaj la o anumită temperatură

H - energia de activare a fluajului

R - constanta gazelor

T - temperatura absolută

Dacă se consideră curbele de fluaj pentru trei temperaturi absolute T_1, T_2, T_3 (fig.1.2.4) la care proba este menţinută duratele t_1, t_2, t_3 şi se admite valabilă ipoteza că viteza de fluaj este determinată numai de nivelul deformaţiei atunci curba rezultantă de fluaj se obţine înseriindu-se porţiunile OA, BC, DE. La acelaşi rezultat se poate ajunge dacă se trasează curba $\varepsilon = f(t')$ - fig.1.2.5 - unde t_1', t_2' şi t_3' reprezintă timpii echivalenţi. (Bineînţeles metoda presupune că dependenţa dintre alungirea ε şi timpul echivalent poate fi apreciată printr-o curbă,

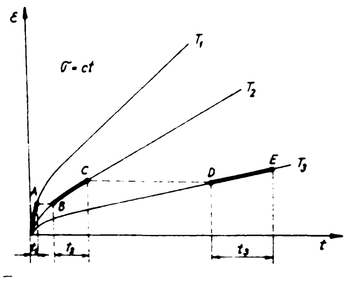


fig.1.2.4
Stabilirea deformaţiei de fluaj pentru 3 temperaturi absolute T_1,T_2,T_3 corespunzător timpilor reali de menţinere

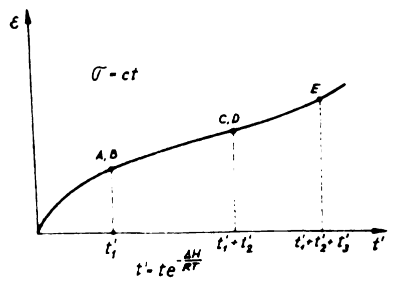


fig.1.2.5
Stabilirea curbei dependenţei deformaţiei de fluaj de timpul echivalent

adică dispersia punctelor ε şi t' determinate din curbele izoterme de fluaj nu este prea mare. Se constată în general că acest deziderat se respectă mai ales la metale pure sau slab aliate).

Rezultă

$$t' = t_1' + t_2' + t_3' = t_1 e^{-\frac{\Delta H}{RT_1}} + t_2 e^{-\frac{\Delta H}{RT_2}} + t_3 e^{-\frac{\Delta H}{RT_3}} \qquad (1.2.21)$$

adică se calculează timpul echivalent şi deformaţia specifică ce corespunde acestuia se citeşte direct din diagrama $\varepsilon = f(t')$

In cazul unei variaţii continui a temperaturii se consideră intervale de timp infinitezimale pe durata cărota temperatura rămîne constantă

$$dt' = e^{-\frac{\Delta H}{RT}} dt \qquad (1.2.22)$$

şi durata echivalentă va fi:

$$t' = \int_0^t e^{-\frac{\Delta H}{RT}} dt \qquad (1.2.23)$$

Cunoscîndu-se t' se poate determina din curba $\varepsilon = f(t')$ deformaţia specifică ε.

Dorn menţionează că pentru aluminiu pur încercat după un program complex de temperatură, concordanţa dintre rezultatele obţinute folosindu-se această metodă şi rezultatele experimentale este foarte bună. In cazul încercărilor efectuate asupra unor aliaje rezultatele nu mai concordă atît de bine.

Deficienţa metodelor de apreciere a deformaţiei de fluaj în cazul programelor de variaţie rapidă a temperaturii este că nu ţin seama de tensiunile termice ceeace impietează serios asupra concordanţei datelor teoretice cu cele experimentale.

De asemenea producerea unor modificări structurale ce modifică desfăşurarea procesului de fluaj nu este prevăzută.

Este deci necesară o studiere atentă a tensiunilor termice precum şi a modificărilor structurale în vederea introducerii unor factori de corecţie.

2. CONSIDERATII ASUPRA INCERCARILOR DE FLUAJ LA TEMPERATURA VARIABILA.

In cele ce urmează se va face o analiză mai amplă a încercărilor de fluaj cu temperatură variabilă, aspecte ale acestora constituind obiectul prezentei lucrări.

In primul rînd se vor discuta condiţiile de răcire şi încălzire, apoi se vor analiza unele din încercările de fluaj cu temperatură variabilă apărute în literatura de specialitate.

2.1. Condiţiile de efectuare a încercărilor

Se constată în general la încercările de fluaj cu temperatură variabilă utilizarea unor epruvete cu secţiune circulară (mai rar dreptunghiulară) cu diametre sub 10 mm şi cu baza de măsurare a deformaţiilor cuprinsă între 40 şi 100 mm.

Pentru realizarea unor temperaturi variabile în materialul probei este necesară răcirea respectiv încălzirea acesteia, ceeace se face deobicei dinspre suprafaţa laterală spre interior.

Incălzirea se execută fie prin introducerea probei într-un cuptor electric (transmiterea căldurii se face prin radiaţie şi convecţie) fie direct prin utilizarea rezistenţei electrice proprii a epruvetei şi legarea directă la o sursă de tensiune. In primul caz încălzirea epruvetei se realizează dinspre exterior, spre interior cu o viteză determinată de coeficientul de schimb de căldură la nivelul suprafeţei acesteia. Desigur acest coeficie de schimb de căldură depinde de diferenţa de temperatură între suprafaţa epruvetei şi cea a mediului ambiant, coeficientul avînd valori mai mari la început şi mai mici pe măsura egalizării temperaturii pe întreaga secţiune a epruvetei.

In cazul încălzirii directe dacă se lucrează în curent continu încălzirea se realizează uniform în întreaga masă a probei deoarece densitatea de curent pe secţiune este constantă. In măsura în care se reduc pierderile de căldură prin suprafaţa exterioară a epruvetei se poate afirma că temperatura creşte cu aceiaşi viteză în toată masa epruvetei. Dacă însă alimentarea se face dela o sursă de tensiune alternativă atunci datorită efectului pelicular densitatea de curent pe secţiune este variabilă şi anume mult mai mare în zonele din apropierea suprafeţei exterioar

Cu creşterea frecvenţei tensiunii de alimentare diferenţa de temperatură între straturile exterioare şi cele din interiorul probei creşte.

Fluxul de căldură se propagă în epruvetă prin conducţie existînd o oarecare asemănare între acest caz şi cel al încălzirii în cuptor la care fluxul de căldură în interior se propagă tot dinspre straturile exterioare spre cele interioare.

Deoarece controlul temperaturii în cazul încălzirii directe (mai ales în curent continu) este greu de realizat instalaţiile de acest gen sînt destul de rare. In plus rezistenţa relativ mică a epruvetei implică curenţi de alimentare mari (zeci sau chiar sute de amperi) ceeace determină oarecari dificultăţi în realizarea instalaţiei electrice.

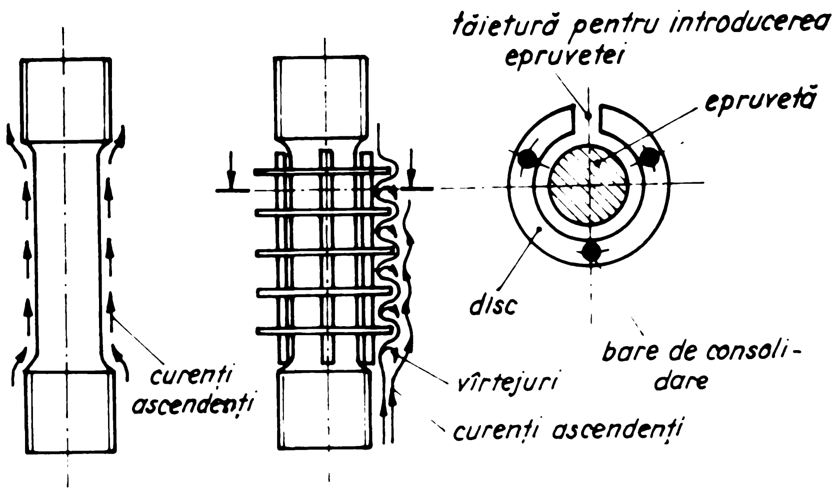


fig.2.1.1 Dispozitiv pentru uniformizarea temperaturii pe lungimea probei la răcirea acesteia în aer liber în poziţie verticală.

Răcirea epruvetei se face deobicei prin convecţie şi radiaţie prin suprafaţa laterală a acesteia în aer, apă etc. Se remarcă, că atît în cazul încălzirii cît şi în cazul răcirii apar în materialul probei procese tranzitorii, datorită cărora temperatura este neuniform distribuită pe secţiune ceeace dă naştere unor tensiuni termice care modifică starea de tensiune iniţială.

In consecinţă în diferitele straturi ale epruvetei vom avea fluaj la tensiune şi temperatură variabilă concomitent. Dacă se ţine seama şi de condiţiile reale de răcire ale epruvetei lucrările se complică şi mai mult.

Intradevăr la răcire în aer liber prin convecţie şi radiaţie, epruveta fiind aşezată vertical partea de jos se răceşte mai repede cea de sus mai încet, datorită curenţilor ascendenţi.

Apare deci o neuniformitate a distribuţiei temperaturii şi pe lungimea ei nu numai pe secţiunea transversală .

Pentru limitarea acestui neajuns autorul propune plasarea pe epruvetă a unor discuri ce să limiteze curenţii ascendenţi, (fig.2.1.1

In scopul evitării contactului termic direct între epruvetă şi discuri acest lucru conducînd la accelerarea răcirii (creşterea suprafeţei de contact cu mediul de răcire) diametrul interior al discurilor se face mai mare decît diametrul epruvetei.

In cazul aşezării orizontale a epruvetei datorită aceloraşi curenţi de aer ascendenţi apare o răcire mai intensă a părţii inferioare şi o răcire încetinită a părţii superioare, (fig. 2.1.2).

Din acest motiv în partea inferioară temperatura în timpul răcirii va fi mai mică decît în partea superioară, fapt ce conduce la scurtarea mai accentuată a părţii inferioare.

Acest efect este echivalent cu un moment de încovoiere aplicat epruvetei. Suprapunerea tensiunilor termice peste cele exterior aplicate epruvetei în acest caz determină o stare de tensiune greu de stabilit analitic. Deaceia se consideră că acest mod de răcire a epruvetei nu este recomandabil, deşi este utilizat de unii autori [51] .

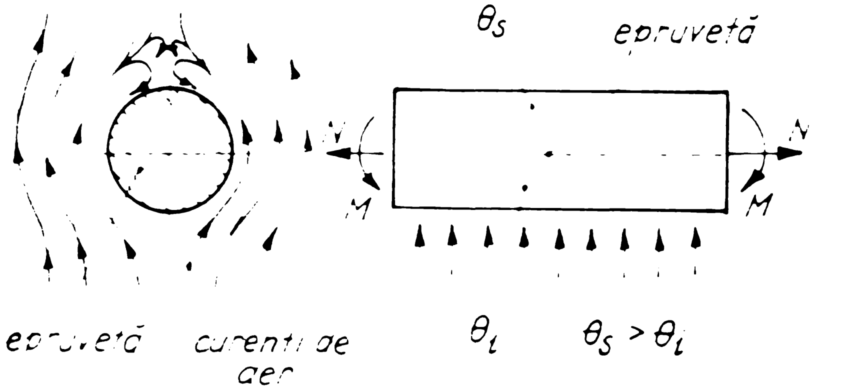


fig.2.1.2 Fenomenele ce apar la răcirea epruvetei, în poziţie orizontală, în aer liber

In cazul răcirii forţate, ce se realizează deobicei cu ajutorul curenţilor de aer sau apă proiectaţi cu viteză pe suprafaţa epruvetei, fenomenele discutate pînă acum devin mai pregnante diferenţa de temperatură a suprafeţei de contact cu mediul răcire şi temperatura suprafeţii opuse fiind mult mai mari. In fig.2.1.3 se prezintă după [60] o diagramă polară a variaţiei coeficientului de schimb de căldură pe periferia unui cilindru (cazul epruvetei luată în studiu). Prinderea proceselor termice transitorii în relaţii analitice este dificil de făcut deoarece apar şi în interiorul epruvetei deplasări ale fluxului de căldură dela zonele mai reci la cele mai calde, flux ce depinde de condiţiile de răcire exterioare. Aprecierea tensiunilor

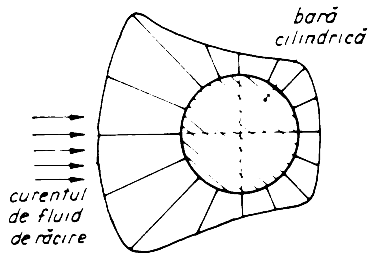


fig.2.1.3
Diagrama polară a coeficientului de schimb de căldură la răcirea cu jet de aer aplicat lateral epruvetei

termice care apar nu este deci posibilă şi deci şi interpretarea rezultatelor experimentale nu este certă.

Dacă răcirea se execută simultan în puncte opuse pe suprafaţa probei atunci se evită producerea încovoierii epruvetei.

Desigur cu cît numărul acestor perechi de jeturi de răcire este mai mare cu atît uniformizarea pe contur a temperaturii se face mai bine. La diametrele relativ mici ale probelor ($<$ 10 mm) se consideră că două, cel mult patru asemenea jeturi sînt suficiente.

Din cele prezentate în acest paragraf se poate constata că problema încercărilor de fluaj la temperatură variabilă este mai complexă decît cea a încercărilor cu tensiune variabilă, deoarece pe lîngă o analiză temeinică a condiţiilor de răcire încălzire este necesară cunoaşterea variaţiei în timp a cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală pentru a se putea aprecia tensiunile termice ce apar.

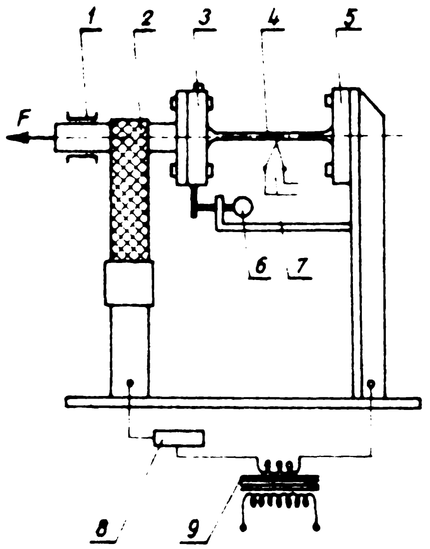
2.2. Analiza unor încercări de fluaj cu temperatura variabilă.

In primul capitol al prezentei lucrări s-au prezentat cîteva aspecte ale încercărilor de teoretizare a proceselor de deformare şi de distrugere a metalelor la fluaj cu temperatură variabilă.

In vederea aprecierii comportării reale a materialelor în condiţii de fluaj cu temperatură variabilă, o serie de cercetători au efectuat încercări, legate mai ales de durata pînă la rupere.

In cele ce urmează se discută încercările efectuate de Röpke D [52], Rozanov P şi Rusanova I [54], Pokorny şi Potuzak [49] Guornieri [21] Miller J [43], asupra unor oţeluri termorezistente.

In lucrarea [52] s-au luat în studiu două oțeluri feritice 13 Cr Mo 44 (1% Cr și 0,5% Mo) și 10 Cr Mo 910 (2% Cr și 1% Mo) care au fost încercate pînă la rupere în instalația prezentată în fig.2.2.1 atît în condiții de constanță a temperaturii cît și în condiții de variație a acesteia. Se remarcă, că încălzirea epruvetei s-a făcut prin încălzire directă, utilizîndu-se rezistența ei proprie. Controlul temperaturii s-a făcut cu ajutorul unui termocuplu fixat într-o gaură făcută în epruvetă.



1. Lagăr
2. Bandă de cupru pentru transmiterea curentului electric
3, 4. Bacuri
5. Epruvetă
6. Comparator
7. Termocuplu
8. Reostat pentru reglarea curentului
9. Transformator pentru reducerea tensiunii de alimentare

fig.2.2.1 Instalație pentru efectuarea încercărilor de fluaj cu temperatură variabilă propusă de Röpke D.[52]

Diametrul epruvetelor folosite este de 6 mm. Răcirea epruvetelor s-a făcut fie prin convecție liberă, fie forțat utilizîndu-se diferite medii de răcire.

In tabelul 2.2.1 se prezintă programul încercărilor iar în fig.2.2.2, într-un sistem de axe dublu logaritmic variația duratei pînă la rupere cu tensiunea constantă aplicată epruvetei și cu programul de variație al temperaturii.

Tabelul 2.2.1

Seria	Domeniul de variație a temperaturii [°C]	Temperatura medie [°C]	Diferența de temp. [°C]	Viteza de încălzire [°C/s]	Viteza de răcire [°C/s]	Mediul de răcire: Mediu	Mediul de răcire: Temperatura medie [°C]	Coeficientul de schimb. de căldură, $\left[\frac{kcal}{m^2h^oC}\right]$
1	2	3	4	5	6	7	8	9

1	2	3	4	5	6	7	8	9
A	550/450	500	100	3	4	aer liniştit	50	17,7
B	550/75	313	475	6	73	apă	20	2147
C	550/325	438	225	4	18	amestec apă + glicerină	20	740
D	550/325	438	225	4	7	curent de aer	20	62,7
Y	550/450	500	100	3	4	argon	20	9,5

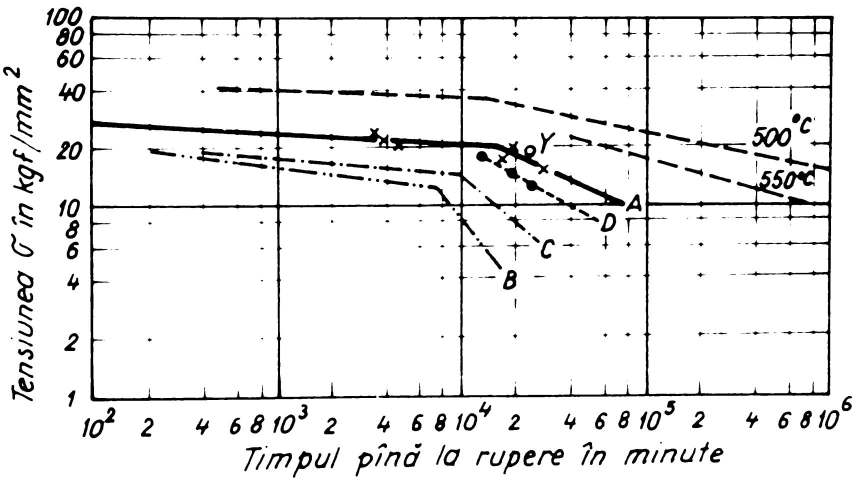


fig.2.2.2 Diagramele rezistenţei de durată pentru diferite condiţii de răcire obţinută de Röpke D.

In aceiaşi diagramă s-au trasat şi curbele rezistenţei de durată ale aceluiaşi oţel la temperaturile de 500 şi 550°C. In fig.2.2.3 se prezintă variaţia duratei pînă la rupere în funcţie de coeficientul de schimb de căldură (deci implicit de viteza de răcire) la diferite nivele ale tensiunii.

Se poate observa, din compararea rezistenţelor de durată determinate în condiţii de constanţă a temperaturii şi cele în condiţii de variaţie a acesteia că legea însumării liniare a degradărilor nu se respectă. (Röpke nu face apel direct la teoria însumării liniare a degradărilor evidenţiind totuşi influenţa defavorabilă a variaţiei temperaturii). De exemplu, în cazul seriei A la care răcirea s-a făcut cu viteză mică

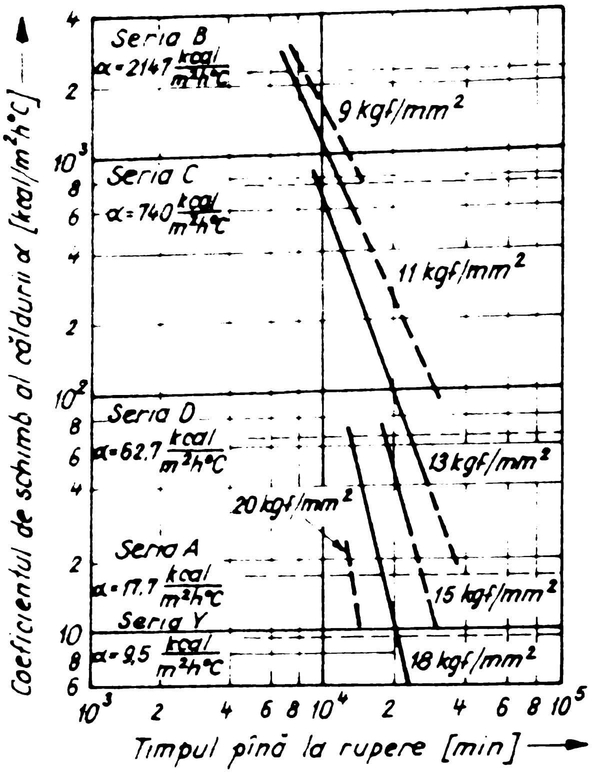


fig.2.2.3
Diagramele coeficientului de schimb de căldură în funcţie de durata pînă la rupere şi de condiţiile de răcire (Röpke D)

(3°C/S) temperatura maximă fiind de 550°C iar cea minimă de 450°C la o tensiune de 10 kgf/mm² durata pînă la rupere a fost de cca. 7.10^4 minute (1165 ore).

Dacă oţelul a fost încercat la aceiaşi tensiune dar la temperatură constantă, egală cu cea maximă (550°C) durata pînă la rupere a fost de 10 ori mai mare.

In condiţiile valabilităţii însumării liniare a degradărilor, durata pînă la rupere în cazul A ar trebui să fie mai mare decît în cazul temperaturii constante, deoarece degradarea la 550°C este mai accentuată decît la 450°C.

Intradevăr dacă se aproximează că temperatura a variat în trepte şi timpul de menţinere la cele două nivele de temperatură a fost acelaş atunci:

$$\sum_{i=1}^{2} \frac{t_i}{T_i} = \frac{\frac{t_r}{2}}{T_1} + \frac{\frac{t_r}{2}}{T_2} = \frac{t_r}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) = 1 \qquad (2.2.1)$$

unde t_r - timpul total pînă la rupere

T_1 - timpul pînă la rupere la temperatura inferioară a ciclului (450°C)

T_2 - timpul pînă la rupere la temperatura superioară a ciclului (550°C)

Dar $T_1 >> T_2$ deci

$$t_r = 2\ T_1 = 14.10^5 \text{ minute} \tag{2.2.2}$$

Abaterea duratei de viaţă determinată cu legea însumării liniare a degradărilor, faţă de cea reală este de cca 20 ori.

Cu atît mai pregnant se pune problema în cazul probelor încercate după programul B,C şi D la care vitezele de răcire au fost mai mari. Aplicînd raţionamentul de mai sus (relaţia 2.2.1) pentru cazul B raportul dintre durata pînă la rupere calculată cu ajutorul legii însumării liniare a degradărilor, şi cea reală este de 156.

In cazul oţelului 10 Cr Mo 910 abaterile sînt ceva mai mici şi anume pentru cazul de încercare A la tensiunea de 15 kgf/mm² timpul pînă la rupere calculat după legea însumării liniare a degradărilor (2.2.1) este de 14,3 ori mai mare decît cel real iar în cazul B de 150 ori.

In lucrare se explică aceste diferenţe pe de o parte datorită modificărilor structurale, accelerate de variaţia temperaturii, pe de altă parte datorită tensiunilor termice provocate de gradientul de temperatură pe secţiunea transversală.

In ceeace priveşte modificările structurale se remarcă atît la oţelul 13 Cr Mo 44 cît şi la oţelul 10 Cr Mo 910 creşterea dimensiunii particulelor de cărbură de molibden prin aglomerarea lor.

Acest proces este favorizat de variaţia de temperatură şi de tensiune. Aglomerarea particulelor de carbură de molibden conduce inerent la micşorarea duratei pînă la rupere.

Pentru a se stabili influenţa tensiunilor termice în lucrarea prezentată se calculează valoarea acestora folosind relaţia:

$$\sigma_{RMax} = K\, \beta\, E_t\, \Delta\theta_{max} \quad [\text{Kgf/mm}^2] \tag{2.2.3}$$

preluată după Timoşenko unde:

K = coeficient

= coeficientul de dilatare liniară termică

E_t = modulul de elasticitate în domeniul de variaţie al temperaturii considerat

$\Delta\theta_{max}$ = diferenţa cea mai mare a temperaturii dintre margine, nucleul epruvetei.

Se recomandă pentru domeniul elastic de variaţie a tensiunii calculul coeficientului K cu relaţia:

$$K = \frac{1}{1 - \lambda} \qquad (2.2.4)$$

unde λ este coeficientul de conductibilitate termică exprimat în kcal/m.h °C.

In cazul în care nivelul tensiunilor depăşeşte limita de elasticitate pentru K se iau valori mai mici decît cele calculate cu relaţia (2.2.4).

Calculul diferenţei de temperatură dintre suprafaţa exterioară şi miezul epruvetei se face aproximîndu-se repartiţia temperaturii pe secţiune cu o dreaptă avînd coeficientul unghiular $S = \frac{\lambda}{\lambda}$.

In tabelul 2.2.2 se prezintă valorile tensiunilor termice suplimentare calculate în aceste condiţii pentru programele A,B,C,D şi pentru cele două oţeluri luate în studiu.

Seria	Diferenţa maximă de temperatură $\Delta\theta_{max}$ °C	Tensiunea termică maximă $\sigma_{R\,Max}$ [kgf/mm²]
Oţelul 13 Cr Mo 44		
A	0,89	0,11
B	93,20	13,66
C	36,29	5,03
D	3,28	0,46
Oţelul 10 Cr Mo 910		
A	0,97	0,12
B	104,30	15,91
C	39,18	5,36
D	3,57	0,19

Tabelul 2.2.2

Se poate remarca faptul că la programul B la răcire în straturile exterioare tensiunea va fi de 28,66 kgf/mm² (oţelul 13 Cr Mo 44) respectiv 30,91 kgf/mm² (oţelul 10 Cr Mo 910) la un nivel mediu iniţial de 15 kgf/mm². Datorită deformaţiilor plastice suferite de straturile exterioare la nivelarea temperaturii în ele vor apărea tensiuni remanente de compresiune ce se scad din tensiunea corespunzătoare încărcării exterioare, iar în cele interioare (spre axa epruvetei) tensiuni de întindere ce se adună cu aceasta. Desigur analiza tensiunilor se face destul de aproximativ deoarece temperatura pe secţiunea transversală a epruvetei nu variază liniar ci după o funcţie mai complicată [20] iar coeficientul de dilatare liniară şi modulul de elasticitate sînt funcţii de temperatură.

In vederea unei analize mai detaliate a tensiunilor termice în cap.3 al prezentei lucrări se prezintă o metodă iterativă de calcul a acestora la care se ține seama de dependențele amintite mai sus.

In lucrarea [49] sînt prezentate încercări de fluaj efectuate de Richard Pokorny și Ladislav Potuzák asupra a două mărci de oțeluri Cr Mo V slab aliate, unul forjat (F) și celălalt turnat (T), supuse unor variații atît de încărcare cît și de temperatură.

<u>Tabelul 2.2.3</u>

Tipul oțelului	Tensiunea minimă [kgf/mm^2]	Tensiunea maximă [kgf/mm^2]	Timpul pînă la rupere [ore]	δ_5 [%]	δ_5 la încercarea la tracțiune [%]	Z [%]	Z la încercarea la tracțiune [%]
	20	62	80	10,0		15,4	
	20	62	88	13,0		61,0	
	20	62	96	13,4		64,0	
	20	61	120	11,1		58,9	
	20	60	64	15,7		66,9	
	20	60	80	18,6		64,0	
	20	59	240	10,7		67,2	
F	20	58	234	13,6	17,5	60,9	61,5
	20	57	640	12,4		66,9	
	20	54	921	12,0		67,2	
	20	52	3488	11,0		69,7	
	30	62	44	13,8		69,3	
	30	58	88	14,4		68,9	
	30	57	144	13,2		69,7	
	30	54	320	12,4		69,7	
	30	48	2934	11,0		54,0	
	20	52	158	23,5		47,4	
	20	50	168	19,3		47,7	
T	20	50	223	14,2	12,4	52,7	26,0
	20	46	1630	14,5		50,9	
	20	44	1362	10,2		35,9	

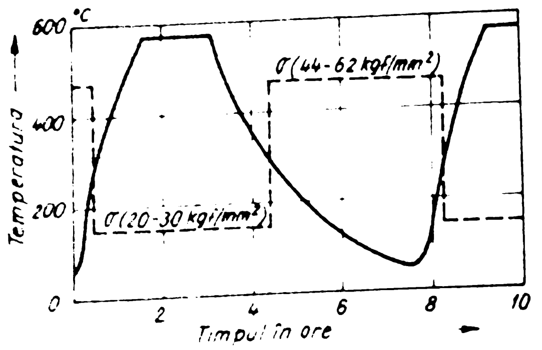


fig.2.2.4
Programul de variaţie al temperaturii şi tensiunii la încercările de fluaj executate de Pokorny R şi Potuzák L.

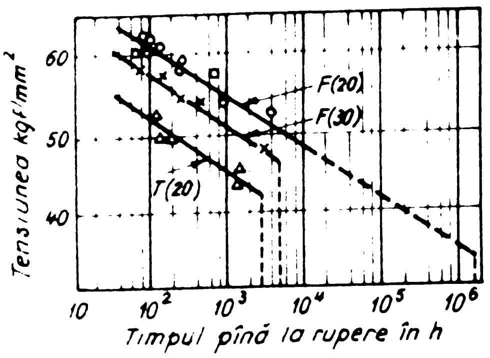


fig.2.2.5
Diagramele rezistenţei de durată obţinute de Pokorny R şi Potuzák L. la încercarea după programul din fig.2.2.4

Programul de variaţie al celor două mărimi se poate urmării în fig.2.2.4. In tabelul 2.2.3 se prezintă rezultatele încercărilor în condiţii de variaţie a temperaturii şi încărcării iar în diagrama din fig.2.2.5, dreptele rezistenţei de durată.

In paranteză, lîngă litera ce indică tipul oţelului s-a trecut valoarea tensiunii minime.

Totodată s-au făcut încercări de fluaj şi la temperatură constantă la diferite nivele de tensiune rezultatele fiind prezentate în fig.2.2.6. Utilizîndu-se relaţia:

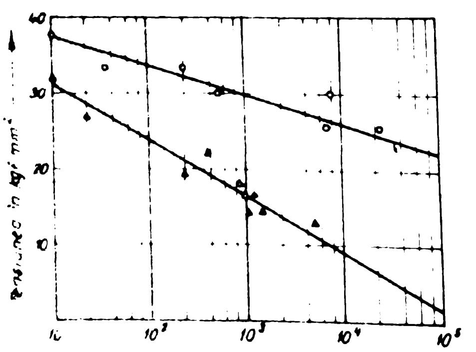


fig.2.2.6
Diagramele rezistenţei de durată la tensiune şi temperatură constantă obţinute de Pokorny R şi Potuzák L.

$$\sum_{1}^{n} \frac{t_i}{T_i} = 1$$

dedusă în baza teoriei însumării liniare a degradărilor pentru o încărcare de bază de 20 kgf/mm^2 în intervalul de temperatură $550^0 - 300^0$ şi de 62 kgf/mm^2 la temperatură sub 300^0C se deduc timpi (la oţelul F) pînă la rupere de 10^5 ore. In realitate (fig.2.2.5) durata este numai de 10^2 ore. Acelaş lucru se observă şi la încărcarea de bază de 30 kgf unde teoria însumării liniare a degradărilor conduce la timpi pînă la rupere de 5.10^3 ore în realitate ruperea producîndu-se după 44 ore.

Cei doi cercetători explică aceste diferenţe datorită unui proces de degradare repetat de mai multe ori la temperaturi ridicate, obţinîndu-se o durificare prin ecruisare.

Se consideră că explicaţia nu este completă, fiind poate necesară o analiză metalografică amănunţită. In lucrarea nu sînt amintite tensiunile termice deoarece este evident că la aceste viteze reduse de variaţie a temperaturii (cea mai mare fiind la încălzire de cca $0,133^0$/S) ele pot fi neglijate.

Dealtfel diminuarea importantă a duratei pînă la rupere

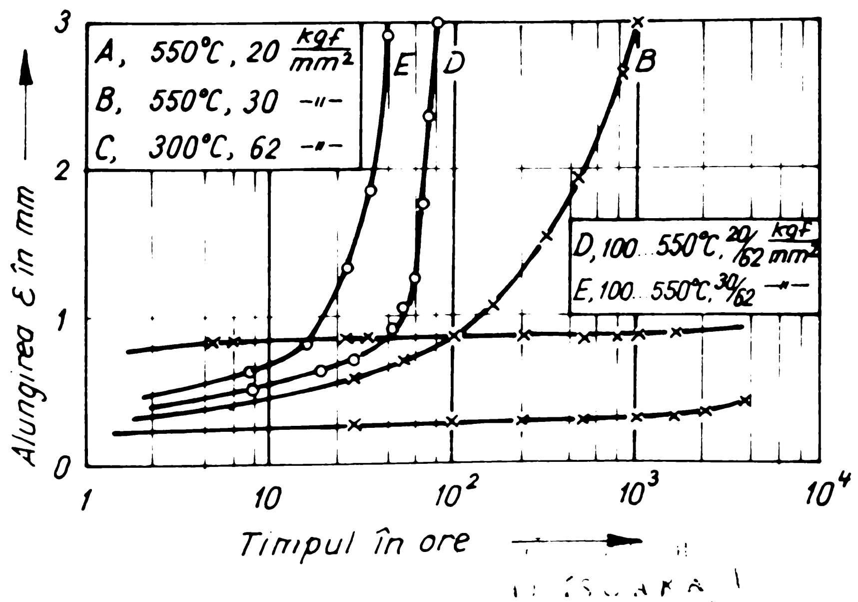


fig.2.2.7 Curbele de fluaj obţinute de Pokorny R şi Potuzák L pentru diferite programe de variaţie a temperaturii şi tensiunii

este evidenţiată şi de creşterea accentuată a deformaţiei de fluaj curbele fiind prezentate în fig.2.2.7.

Este interesant de urmărit modul de variaţie al alungirii procentuale pînă la rupere δ_5 %, (fapt neevidenţiat de autorii lucrării menţionate) cu creşterea duratei pînă la rupere la încercările cu temperatură şi încărcare variabilă.

Dacă s-ar fi urmărit şi alungirile în cazul încărcării şi temperaturii constante desigur s-ar fi putut trage concluzii privitor la durificarea materialului datorită variaţiei temperaturii şi încărcării.

In fig.2.2.8 s-au trasat curbele de variaţie ale alungirii δ_5 în funcţie de durata pînă la rupere. Se poate observa o evidentă micşorare a deformabilităţii materialului, atît la oţelul forjat cît şi la cel turnat cu durata pînă la rupere.

Această micşorare este mai accentuată la oţelul turnat. Probabil procesul de micşorare a deformabilităţii oţelurilor se datoreşte unor precipitări de faze dure, care ulterior prin aglomerare conduc şi la micşorarea rezistenţei la fluaj.

Lipsa valorilor alungirii la rupere pentru încercările sub sarcină şi temperatură constantă precum şi a analizelor metalografice nu permit aprecieri mai sigure.

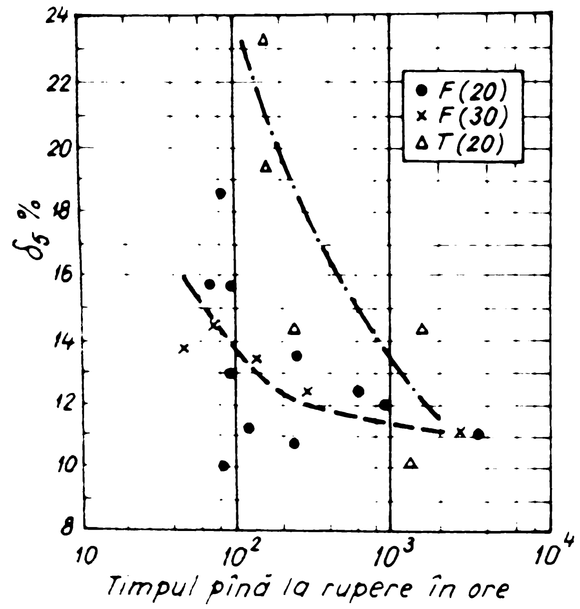


fig.2.2.8
Variaţia alungirii la rupere δ_5 cu durata pînă la rupere la încercările efectuate de Pokorny R şi Potuzák L.

In continuare se prezintă încercările efectuate de E.I. Rusanova asupra a 3 oţeluri termorezistente după programul de variaţie a tensiunii şi temperaturii ce se prezintă în fig.2.9. Se poate remarca faptul că o parte din încercări sînt efectuate în condiţii de variaţie a tensiunii menţinîndu-se constantă tensiunea şi în sfîrşit variindu-se amîndouă. In afară de programul "f" de încercare, la care variaţia tensiunii s-a făcut ciclic, la restul programelor de încercare variaţia celor două mărimi s-a făcut numai în două trepte.

Din încercările efectuate nu s-a constatat o influență demnă de luat în considerare a succesiunii celor două trepte de încărcare.

Din punct de vedere al analizei ce o efectuăm prezintă interes numai încercările la care s-a variat temperatura și pe care autoarea lucrării menționate le-a realizat numai asupra oțelului EI 415.

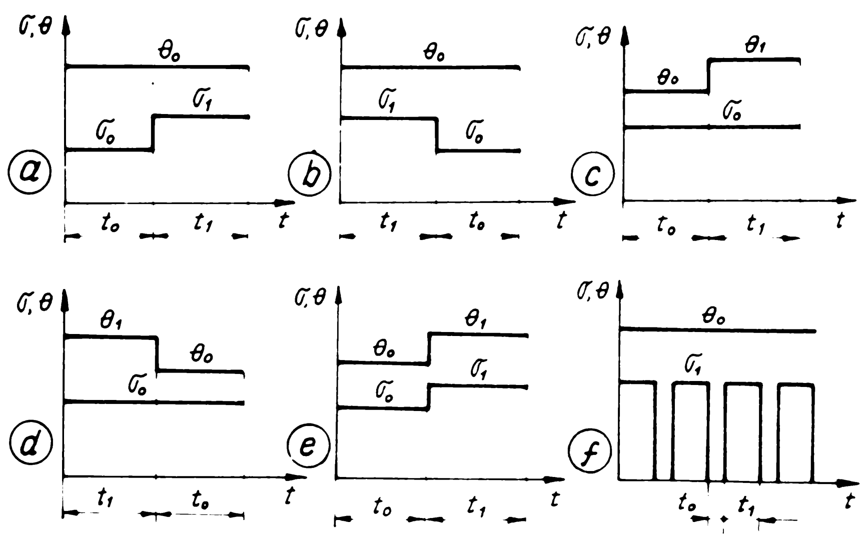


fig.2.2.9 Programul de variație a tensiunii și temperaturii la încercările efectuate de Rusanova E.I.

Pe baza rezultatelor (prezentate tabelar) obținute de Rusanova s-a trasat în fig.2.2.10 diagrama rezistenței de durată la temperatură și tensiune constantă. Se remarcă o dispersie mare a rezultatelor, fapt remarcat și de autoarea încercărilor. Se consideră însă că ar fi fost necesare probe suplimentare mai ales la încercări de durată mai mare deoarece punctele încercuite în fig.2.2.10 au o abatere exagerată.

Pe baza tuturor încercărilor la tensiune și temperatură constantă respectiv la variația acestora după un program sau altul se trasează funcția de repartiție (fig.2.2.11) și prin derivare grafică diagrama densității de probabilitate (fig.2.2.12).

Pentru încercările efectuate după program s-a calculat suma duratelor relative de degradare

$$a_k = \sum_{i=1}^{n} \frac{t_i}{i}$$

unde t_i - timpul de lucru al epruvetei la nivelul dat al tensiunii și temperaturii.

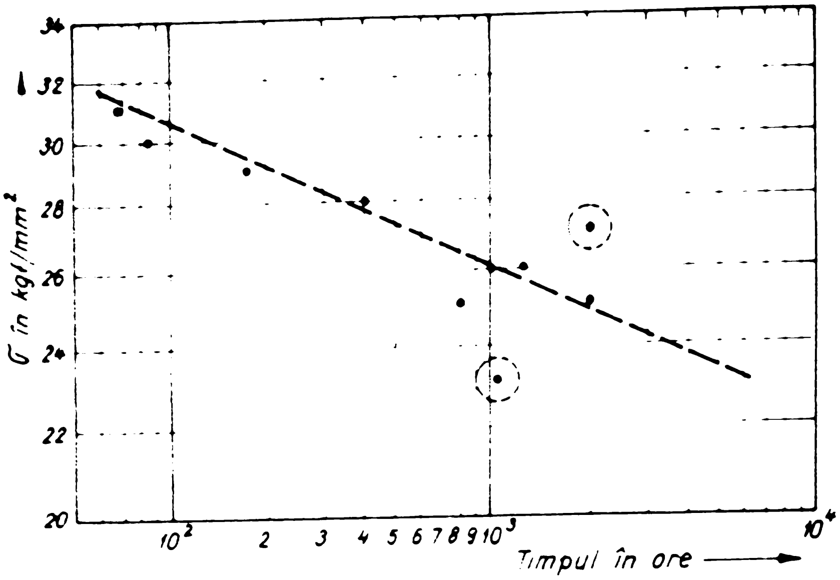
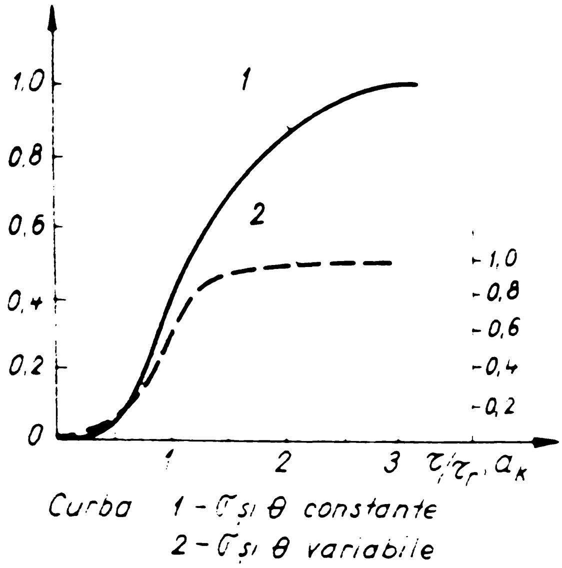


fig.2.2.10 Diagrama rezistenței de durată la temperatură și tensiune constantă a încercărilor efectuate de Rusanova E.I.



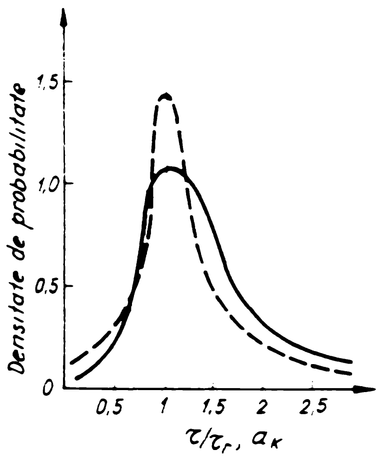


fig.2.2.11 Funcția de repartiție la încercările după program efectuate de Rusanova E.I.

fig.2.2.12 Densitatea de probabilitate la încercările după program efectuate de Rusanova E.I.

τ_1 - timpul pînă la rupere în aceste condiții.

Se observă din fig.2.2.12 că cea mai probabilă valoare a raportului τ/τ_r respectiv a_k atît pentru încercările cu tensiune și temperatură constantă cît pentru cele variabile este egală cu unitatea. Se concluzionează ca legea însumării liniare a degradărilor este valabilă. Totuşi, Rusanova constată că la încercări după programul II la materiale cu plasticitate mică, valoarea lui $a_k < 1$ iar la cele cu plasticitate ridicată $a_k > 1$ (cea mai probabilă valoare).

In vederea analizei influenţei stării de tensiune respectiv a variaţiei progresive a acesteia cu timpul în lucrarea s-au mai efectuat încercări şi asupra unor epruvete solicitate excentric atît în condiţii de constantă a tensiunii exterior aplicate cît şi în condiţii de variaţie a acesteia după programul I sau II.

Solicitarea excentrică s-a realizat prin strungirea axială a capetelor de prindere şi prelucrarea ulterioară a zonei active prin mutarea punctului de prindere al chirnerelor.

Tensiunea maximă la începutul încercării s-a calculat cu relaţia:

$$\sigma' = \sigma_z + \sigma_u = \sigma_z (1+\alpha)$$

unde σ_z - tensiunea din epruvetă în cazul unei întinderi centrice

α - coeficient dat de relaţia:

$$\alpha \approx \frac{8\rho}{1 + 4\frac{l_p}{d}\sqrt{\frac{\sigma_p}{E}}\ \mathrm{th}\ \frac{2l_o}{d}\sqrt{\frac{\sigma_p}{E}}}$$

în care

ρ - excentricitatea faţă de centrul epruvetei

d - diametrul epruvetei

l_o - lungimea activă a epruvetei

l_p - lungimea sistemului de prindere, dela capul epruvetei la articulaţie

σ_p - limita de elasticitate a materialului

E - modulul de elasticitate al materialului

Datorită fluajului, la o bună plasticitate a materialului, după o durată de timp tensiunea se nivelează şi devine:

$$\sigma'' \cong \sigma_z$$

Rezultatele obţinute pentru oţelul EI 415 la temperatura de 550° se prezintă în tabelul 2.2.4.

Tabelul 2.2.4

Excentricitatea [mm]	Tensiunea maximă [kgf/mm^2]	Tensiunea minimă [kgf/mm^2]	Durata pînă la rupere în ore: Calculată pentru min. [ore]	Calculată pentru max. [ore]	Reală	Valoarea raportului
0,75	25,3	23,0	1.450	6.300	1.995	0,112
0,75	29,4	27,0	141	645	534	0,359
2,00	33,6	27,0	22	645	263	0,387
2,00	33,6	27,0	22	645	199	0,284
2,00	31,4	25,0	53	1.820	2.770	1,570
2,00	31,4	25,0	53	1.820	1.982	1,090
0,75	29,4	27,0	141	645	431	0,575
0,75	25,3	23,0	1.450	6.300	1.692	0,051
2,00	33,6	27,0	22	645	670	1,040
2,00	33,6	27,0	22	645	1.098	1,720
2,00	31,4	25,0	53	1,820	1.879	1,350
2,00	31,4	25,0	53	1.820	1.020	0,548

Se observă din tabelul 2.2.4 că în general timpul real de rupere τ_r este cuprins între τ_c min. şi τ_c max. (cu excepţia evident a unor rezultate cu dispersie exagerată). Rusanova a mai constatat că la materialele cu plasticitate mare (cazul oţelului EI 415), τ_r este mai apropiat de $\tau_{c\ max}$, iar materialele cu plasticitate redusă de $\tau_{c\ min}$, (cazul oţelului EI 437).

In vederea verificării primei afirmaţii (deoarece rezultatele pentru oţelul EI 415 sînt foarte dispersate) autorul a calculat raportul

$$e = \frac{\tau_r - \tau_{c\ min}}{\tau_{c\ max} - \tau_{c\ min}}$$

care are valoarea 0 dacă $\tau_r = \tau_{c\ min}$, valoare 1 dacă $\tau_r = \tau_{c\ max}$ şi >1 dacă $\tau_r > \tau_{c\ max}$.

Valorile obţinute sînt trecute în ultima coloană a tabelului 2.2.4. Valoarea medie a raportului este 0,734 adică τ_r este mai apropiat de $\tau_{c\ max}$.

Totodată s-a trasat histograma frecvenţelor relative (fig.2.2.13) a raportului e.

Din analiza acestei histograme se observă deasemenea tendinţa raportului e de a avea valoarea cea mai probabilă mai apropiată de 1 decît de 0.

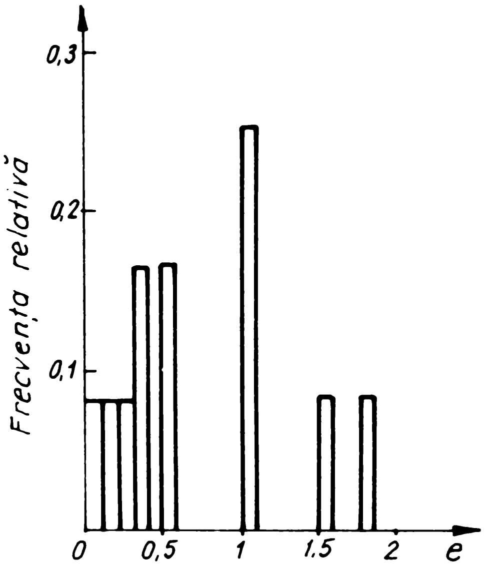


fig.2.2.13
Histograma frecvențelor relative a raportului e la încercările efectuate de Rusanova

Desigur numărul mic al încercărilor efectuate nu permite o interpretare mai certă. Semnificativ în acest sens este faptul că grupîndu-se numai încercările efectuate cu excentricitate 0,75 mm valoarea medie este 0,274 deci mai apropiată de $\tau_{c_{min}}$.

Cu atît mai mult dacă se consideră numai încercările cu excentricitate 0,75 mm și tensiune σ_z = 23 daN/mm^2, raportul are valoarea medie de 0,081 adică practic $\tau_r = \tau_{c\ min}$. In cazul încercărilor efectuate cu σ_z = 27 daN/mm^2, valoarea medie a raportului este 0,467.

In concluzie pentru o apreciere mai precisă se consideră că ar fi fost necesare un număr mai mare de încercări, cu atît mai mult cu cît oțelul EI 415 prezintă o dispersie destul de mare a valorilor rezistenței de durată chiar la tensiune și temperatură constantă.

In finalul lucrării se arată că legea însumării liniare a degradărilor nu se respectă la toate oțelurile.

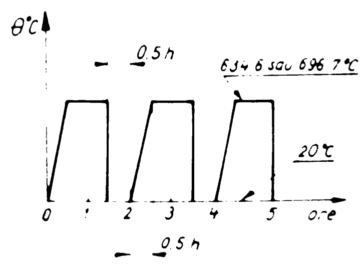


fig.2.2.14
Programul de variație a temperaturii la încercările efectuate de Guarnieri

Există tendinţa ca:

$$\sum_{1}^{n} \frac{t_i}{\tau_{ri}} > 1$$

la oţelurile cu plasticitate ridicată şi

$$\sum_{1}^{n} \frac{t_i}{\tau_{ri}} < 1$$

la cele cu plasticitate scăzută.

In continuare se prezintă încercările efectuate de Guarnieri [21] care a studiat oţelul aliat inoxidabil AISI 321 în condiţii de fluaj cu menţinere intermitentă la temperatura de 1200°F (634,6°C) respectiv 1300°F (696,7°C) după diagrama din fig.2.2.14. Rezultatele obţinute sînt în tabelul 2.2.5.

Dacă legea însumării liniare a degradărilor ar fi aplicabilă în acest caz atunci, deoarece numai o parte din timpul total pînă la ruperea probelor ele au lucrat la temperatura superioară, durata de viaţă ar trebui să fie mai mare decît la cel încercat la temperatură constantă.

Tabelul 2.2.5

Deformaţia de fluaj ε_f [%]	Timpul pentru temper. const. [ore]	Raportul $\frac{t'}{t}$	Temperatura maximă [°C]	Observaţii
1,0	150	0,83	634,6°C	In raportul t'/t, t' reprezintă timpul, în cazul încercării cu temperatură variabilă intermitent, pentru atingerea unei anumite deformaţii de fluaj sau a ruperii iar t pentru cazul încercării cu temperatură constantă.
	300	0,67		
2,0	100	0,68		
	300	0,75		
rupere	20	0,50		
	100	0,50		
	500	0,50		
0,5	20	1,10	696,7°C	
	100	0,75		
1,0	10	0,95		
	100	0,80		
	200	0,60		
2,0	10	1,05		
	100	0,75		
	300	0,50		
rupere	10	0,75		
	100	0,50		
	200	0,40		
	700	0,30		

Se constată totuşi din tabelul 2.2.5 că o anumită deformaţie de fluaj sau ruperea se obţine în general la durate mai mici în cazul încercărilor la temperatură variabilă în trepte decît la cele cu temperatura constantă.

Acest fenomen este cu atît mai accentuat cu cît durata încercării este mare respectiv cu cît temperatura superioară este mai ridicată.

Guarnieri explică neconcordanţa dintre durata reală de viaţă şi cea dată de legea însumării liniare a vătămărilor prin tensiunile termice ce apar în perioada de răcire.

Nu se precizează însă viteza cu care s-a efectuat răcirea pentru a se putea aprecia nivelul acestora.

O comportare asemănătoare s-a constatat la încercarea oţelului N - 155 la nivelul temperaturilor superioare de 1350°F (718°C) respectiv 1500°F (801°C) după cicluri în genul celor din fig.2.2.14.

Prezenţa unor oxidări intragranulare importante, mai ales la temperatura de 1500°F, a condus la concluzia că microfisurile superficiale datorate acestora au avansat în material datorită tensiunilor termice apărute în cursul răcirii.

In lucrarea [14] Caughey şi Hoyt au efectuat încercări de fluaj asupra unor probe de aliaj Inconel la două nivele de tensiune şi la temperatură constantă respectiv variabilă după ciclurile din fig.2.2.15.

Se observă că la cazul "a" supratemperatura este aplicată o perioadă de 144 ore apoi se revine la temperatura iniţială iar în cazul „b" supratemperatura este aplicată tot 144 ore dar în 6 perioade, de cîte 24 ore.

Rezultatele obţinute sînt concentrate în diagramele din fig.2.16. Se poate observa că în primul caz viteza de fluaj ca urmare a aplicării supratemperaturii a crescut substanţial faţă de încercarea cu temperatură constantă de 911°C iar durata pînă la rupere s-a redus la 630 ore dela 1440 ore.

In cel de al doilea caz nu s-au putut aplica decît un total de 78 h de ore deoarece s-a produs ruperea probei. Durata pînă la rupere a fost de 680 ore. Se remarcă deci că aplicarea supratemperaturii în mai multe etape conduce la o degradare mai rapidă a materialului probei.

Dacă se aplică teoria însumării liniare a degradărilor atunci pentru cazul "a" se obţine:

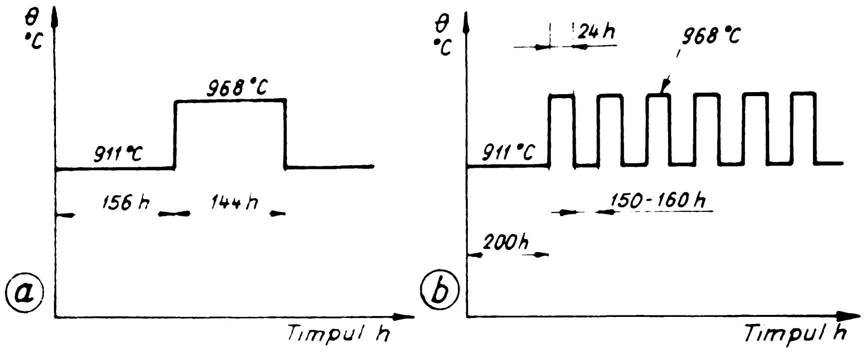


fig.2.2.15
Programele de variaţie a temperaturii la încercările efectuate de Caughey şi Hoyt.

$$\sum_{1}^{2} \frac{t_i}{\tau_{ri}} = \frac{630 - 144}{1440} + \frac{144}{288} = 0{,}887$$

iar pentru cazul "b"

$$\sum_{1}^{2} \frac{t_i}{\tau_{ri}} = \frac{680 - 78}{1440} - \frac{78}{288} = 0{,}688$$

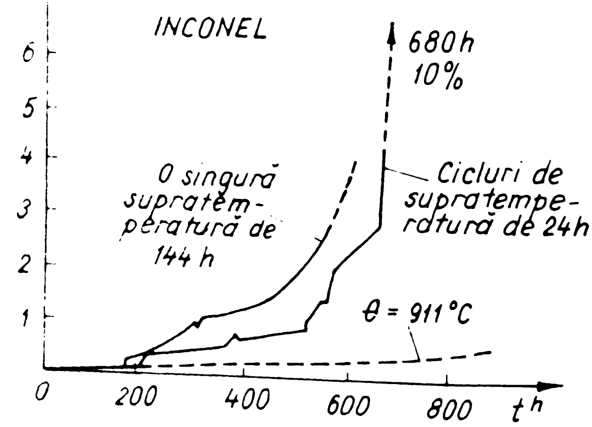


fig.2.2.16
Diagramele de fluaj obţinute de Caughey şi Hoyt la încercarea unui aliaj Inconel după programele din fig.2.2.15

Se observă că în ambele cazuri rezultatul este mai mic decît unitatea adică însumarea liniară a degradărilor nu este respectată abaterea fiind mult mai mare în cel de al doilea caz.

In continuare se prezintă încercările lui Miller care a studiat influența variației ciclice a temperaturii asupra timpului de rupere la aliajele termorezistente S - 816, M - 252, 16 - 25 - 6 şi A - 286. Forma ciclurilor de temperatură aplicate este dată în fig.2.2.17.

Scopul acestor încercări a fost de a verifica variabilitatea legii însumării liniare a degradărilor. In cazul ciclurilor de formă dreptunghiulară s-a constatat o concordanță foarte bună între timpul de rupere calculat în baza legii însumării liniare a degradărilor şi cel real pînă la rupere.

Pentru calculul timpului de rupere în cazul ciclurilor de temperatură de tipul B s-a utilizat metoda parametrică Larson-Miller.

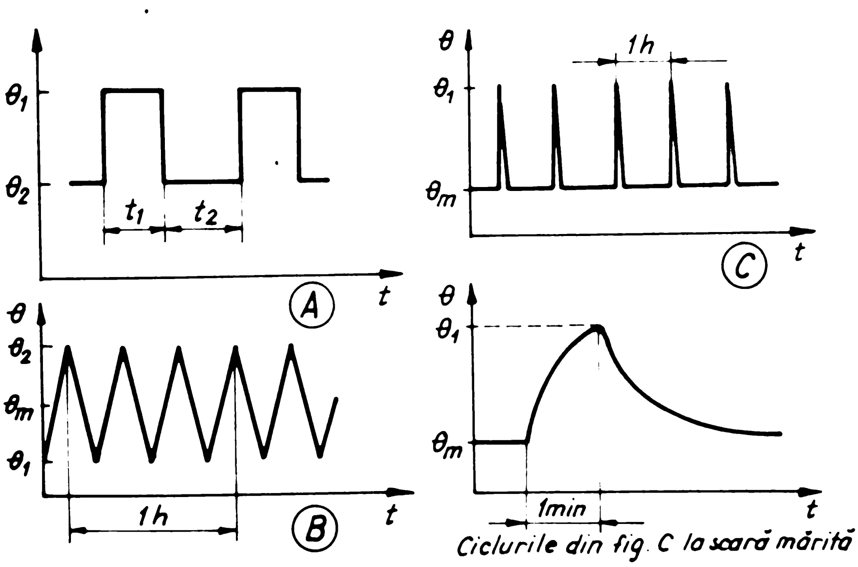


fig.2.2.17
Programele de variație a temperaturii utilizate de Miller la încercarea la fluaj a unor aliaje termorezistente

In fig.2.2.18 se prezintă legătura dintre timpul calculat de rupere şi cel real. Se remarcă, că în general timpii calculați de rupere sînt mai mari decît cei determinați experimental adică teoria însumării liniare a degradărilor nu este respectată.

Din încercările prezentate în acest capitol se remarcă următoarele:

a) Rezultatele obținute de unii cercetători ^(au)^ adică o concordanță bună între valorile experimentale şi cele calculate cu teoria cumulării liniare a degradărilor

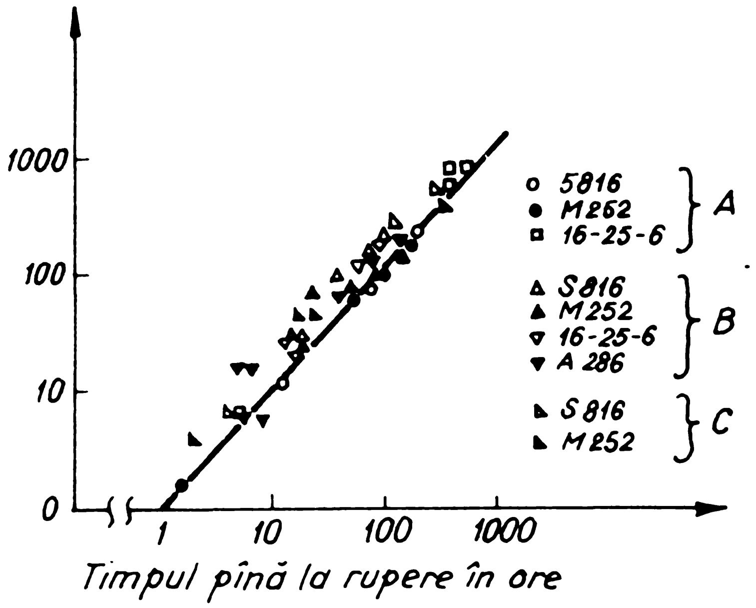


fig.2.2.18 Diagrama relației dintre timpul de rupere calculat și cel real, obținută de Miller

b) Rezultatele experimentale obținute de alți cercetători indică diferențe mari între datele experimentale și cele calculate cu teoria cumulării liniare a degradărilor.

In toate cazurile durata pînă la rupere în condițiile fluajului cu variație de temperatură este mai mică decît în cazul menținerii constante a acesteia.

c) Se observă influența mare a modificărilor structurale ce se dezvoltă diferit în condiții de variație a temperaturii, față de menținerea ei constantă.

d) Un factor deosebit de important, relevat de majoritatea autorilor, este prezența tensiunilor termice ce determină o micșorare evidentă a caracteristicilor mecanice de durată ale oțelurilor la temperaturi ridicate.

Stabilirea nivelului acestor tensiuni se face însă într-o singură lucrare [52] aproximativ, considerînd că materialul ascultă de legea lui Hooke.

Deaceia autorul prezentei lucrări elaborează o metodică de calcul a tensiunilor termice în domeniul elastoplastic ce permite utilizarea calculatorului electronic.

Această metodică precum și rezultatele obținute face obiectul cap.3.

e) Incercările de fluaj cu temperatură variabilă găsite în literatura de specialitate nu sînt suficiente pentru elaborarea unei teorii general valabile avînd în vedere numărul mare al factorilor ce generează desfășurarea fenomenului.

f) In lucrările prezentate în acest capitol nu se face o delimitare între distrugerea materialului prin fluaj cu temperatură variabilă şi prin oboseală termică la un nivel ridicat al tensiunilor termice şi la un număr mare de cicluri încălzire răcire.

3. METODA ITERATIVA DE CALCUL A DEFORMATIILOR SI TENSIUNILOR INTR-O BARA CILINDRICA SOLICITATA DE O FORTA AXIALA CONSTANTA, SUPUSA UNOR CICLURI DE RACIRE INCALZIRE.

3.1. Metoda de calcul

In vederea unei analize mai detaliate a fenomenelor tranzitorii ale tensiunii şi deformaţiei pentru cazul variaţiei temperaturii în mod ciclic, s-a elaborat o metodă de determinare a acestora pentru cazul unei epruvete cilindrice de secţiune circulară ţinîndu-se seama de posibilitatea plasării nivelului tensiunilor în domeniul elastoplastic [7] . Forma cilindrică de secţiune circulară nu s-a ales întîmplător ci datorită faptului că în majoritatea cazurilor încercările de fluaj se execută pe epruvete cu partea activă de această formă.

Se consideră cunoscute:

- variaţia în timp a temperaturii pe secţiunea transversală a barei
- curbele $\sigma-\varepsilon$ determinate la diferite nivele de temperatură, între cea minimă şi cea maximă a ciclului
- variaţia modulului de elasticitate E al materialului epruvetei cu temperatura
- variaţia coeficientului de dilatare liniară β a materialului cu temperatura.

Se fac următoarele ipoteze:

- răcirea sau încălzirea barei se face uniform pe întreaga lungime, coeficientul de schimb de căldură cu mediul de răcire respectiv încălzire menţinîndu-se constant în tot domeniul de variaţie a temperaturii
- lungimea epruvetei faţă de diametru este suficient de mare pentru a se putea neglija pe porţiunea studiată efectul de capăt (asupra acestui aspect se va reveni)
- epruveta este menţinută la nivelul superior respectiv inferior de temperatură suficient timp pentru egalizarea temperaturii pe secţiunea transversală.

Temperatura inițială a epruvetei, aceiași în orice punct al ei este Θ_0. Din exterior se aplică o încărcare axială F_0 ce determină în secțiunea transversală a epruvetei tensiunea uniform distribuită σ_0. Se împarte epruveta în niște fîșii inelare concentrice, de grosime egală Δr (fig.3.1.1). Datorită răcirii, aceste fîșii, presupuse pentru moment că lucrează independent vor avea în urma contracției termice lungimi diferite, corespunzătoare temperaturii fiecărei fîșii (grosimea fîșiilor fiind mică se poate admite că temperatura este aceiași în orice punct a lor).

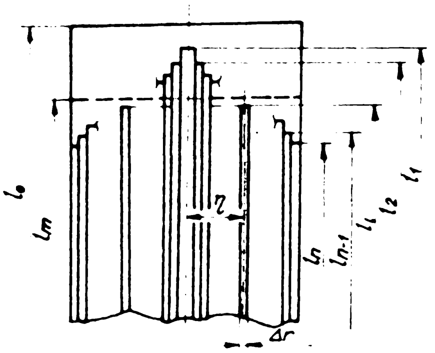


fig.3.1.1
Modul de împărțire a epruvetei în fîșii inelare

Tinîndu-se seama că fîșiile lucrează împreună dilatarea este împiedecată reciproc ajungîndu-se la o lungime medie l_m cuprinsă între l_1 - lungimea fîșiei de ordinul 1 și l_n - lungimea fîșiei de ordinul n. Este evident că diferența de lungime dintre cea medie și cea corespunzătoare dilatării libere este acoperită de o tensiune suplimentară ce se suprapune peste cea inițială σ_0. Dacă epruveta este scurtă (raportul l/d mic) atunci nu se poate neglija efectul de capăt - fig.3.1.2, adică bombarea suprafețelor din capetele epruvetei ceeace are ca efect diminuarea tensiunilor termice ce intervin [34]. Cînd lungimea este mare în raport cu diametrul neglijarea acestui efect este justificată.

Repartiția tensiunilor pe secțiunea transversală se va calcula la diferite intervale de timp de la începutul răcirii. Fie aceste intervale $t_1, t_2 \dots t_j \dots t_q$. Variația temperaturii medii a unei fîșii inelare de ordinul i în momentul t_j față de cel anterior t_{j-1} va fi:

$$\Delta \Theta_{ij} = \Theta_{i(j-1)} - \Theta_{ij} \qquad (3.1.1)$$

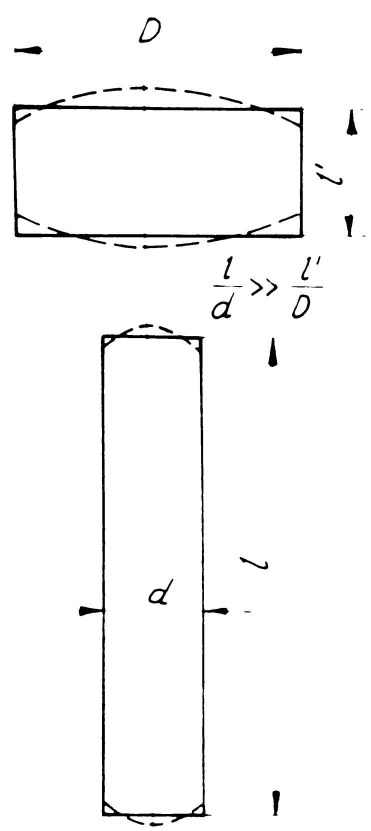


fig.3.1.2
Influența lungimii asupra efectului de "capăt"

Fie l_{mj} lungimea medie a epruvetei la momentul t_j, rezultată din împiedecarea reciprocă a contracției termice a fîșiilor. Deci lungirea specifică suplimentară a fîșiei de ordinul i va fi:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \frac{l_{mj} - l_{ij}}{l_{ij}} \tag{3.1.2}$$

Dar

$$l_{ij} = l_{m(j-1)} (1 - \beta_{ij} \Delta\Theta_{ij}) \tag{3.1.3}$$

In relația 3.1.3 s-a considerat că lungimea fîșiei de ordinul i la momentul t_j se obține din lungimea medie $l_{m(j-1)}$ corespunzătoare momentului anterior t_{j-1}, afectată de binomul de dilatare liniară în care β_{ij} este coeficientul de dilatare liniară pe intervalul de temperatură $\Delta\theta_{ij}$, semnul minus ce apare în paranteza binomului de dilatare liniară se datorește faptului că $\Delta\Theta_{ij} < 0$ (răcire).

Coeficientul de dilatare liniară β depinde sensibil de temperatură [64] , crescînd la metale, odată cu creșterea temperaturii. Dacă se consideră intervalul $\Delta\Theta_{ij}$ de variație a temperaturii atunci la începutul său coeficientul de dilatare liniară are valoarea $\beta_{\Theta i(j-1)}$ (indicele $\Theta_{i(j-1)}$ arată că β corespunde acestei temperaturi, adică cea a fîşiei i în momentul t_{j-1}) iar la sfîrşitul lui, $\beta_{\theta ij}$. Admiţînd o variaţie liniară între aceste două limite se poate lucra cu valoarea medie β_{ij} dată de relaţia:

$$\beta_{ij} = \frac{\beta_{\theta i(j-1)} + \beta_{\theta ij}}{2} \qquad (3.1.4)$$

Valorile $\beta_{\theta i(j-1)}$ respectiv $\beta_{\theta ij}$ se pot determina dacă se cunoaşte legea de variaţie a coeficientului de dilatare liniară cu temperatura. Dar lungirea medie l_{mj} este cuprinsă între l_{nj} şi l_j putîndu-se pune sub forma:

$$l_{mj} = l_{nj} + k_j (l_{1j} - l_{nj}) \qquad (3.1.5)$$

în care

$$l_{1j} = l_{m(j-1)} (1 - \beta_{1j} \cdot \Delta\theta_{1j}) \qquad (3.1.6)$$

şi

$$l_{nj} = l_{m(j-1)} (1 - \beta_{nj} \cdot \Delta\theta_{nj}) \qquad (3.1.7)$$

Inlocuind în 3.1.2 pe 3.1.5 şi ţinînd seama de 3.1.3, 3.1.6 şi (3.1.7), după calcule se obţine:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \frac{k_j(\beta_{nj} \cdot \Delta\theta_{nj} - \beta_{1j}\Delta\theta_{1j}) - (\beta_{nj} \cdot \Delta\theta_{nj} - \beta_{ij}\Delta\theta_{ij})}{1 - \beta_{ij}\Delta\theta_{ij}} \qquad (3.1.8)$$

dacă se neglijează $\beta_{ij}\Delta\theta_{ij}$ faţă de 1, (β_{ij} fiind foarte mic) se obţine:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = k_j(\beta_{nj} - \Delta\theta_{nj} - \beta_{ij}\Delta\theta_{ij}) - (\beta_{nj}\Delta\theta_{nj} - \beta_{ij}\Delta\theta_{ij}) \qquad (3.1.9)$$

Cu ajutorul relaţiei (3.1.9) se pot stabili variaţiile în timp ale lungirii specifice în fiecare fîşie. Desigur cu cît numărul fîşiilor n este mai mare, respectiv calculul se repetă la intervale mai dese de timp cu atît se apropie valorile stabilite prin această metodică de cele determinate printr-un calcul analitic exact.

Observaţie:

Se precizează faptul că a fost neglijată influenţa tensiunilor σ_r şi σ_t ce iau naştere tot în urma constrîngerii dilatării în pereţii epruvetei (fig.3.1.3).

In relaţia 3.1.9 intervine însă un coeficient k_j deocamdată necunoscut.

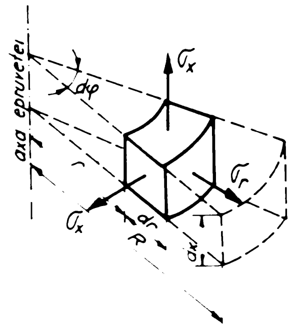


fig.3.1.3
Tensiunile ce apar în interiorul epruvetei în urma variației de temperatură

Determinarea lui se poate face din condiția constanței încărcării exterioare aplicate barei adică

$$\int_A \sigma \, dA = F_o \qquad (3.1.10)$$

Relația 3.1.10 pentru cazul fîșiilor inelare admise se poate aproxima cu

$$\sum_{i=1}^{n} \sigma_{ij} \, \Delta A_i = F_o \qquad (3.1.11)$$

în care se introduce

$$\Delta A_i \cong 2\pi \Delta r \cdot r_i = 2\pi\Delta r \left[\frac{\Delta r}{2} + (i-1)\Delta r\right] = \pi(\Delta r)^2(2i-1)$$

rezultînd

$$\sum_{i=1}^{n} (2i-1)\,\sigma_{ij} = \frac{F_o}{\pi(\Delta r)^2} \qquad (3.1.12)$$

relația 3.1.12 se poate aduce la o formă mai simplă dacă se ține seama că:

$$\sigma_{ij} = \sigma_o + \sum_{j=1}^{q} \Delta\sigma_{ij}$$

respectiv

$$\frac{F_o}{\pi(\Delta r)^2} = \frac{\sigma_o A}{\pi(\Delta r)^2} = \frac{\sigma_o \pi R^2}{\pi(\Delta r)^2} = \frac{\sigma_o \pi (n\Delta r)^2}{\pi(\Delta r)^2} = n^2 \sigma_o$$

Inlocuind în 3.1.12 se obține:

$$\sum_{i=1}^{n} \left[(2i-1)(\sigma_o + \sum_{j=1}^{q} \Delta\sigma_{ij})\right] = n^2 \sigma_o$$

sau

$$\sum_{i=1}^{n}(2i-1)\sigma_0 + \sum_{i=1}^{n}\left[(2i-1)\sum_{j=1}^{q}\Delta\sigma_{ij}\right] = n^2\sigma_0$$

dar

$$\sum_{i=1}^{n}(2i-1)\sigma_0 = \sigma_0\sum_{i=1}^{n}(2i-1) = n^2\sigma_0$$

deci condiţia 3.1.12 devine:

$$\sum_{i=1}^{n}\left[(2i-1)\sum_{j=1}^{q}\Delta\sigma_{ij}\right] = 0 \qquad (3.1.12')$$

Dezvoltînd suma din paranteza relaţiei (3.1.12') se obţine:

$$\sum_{i=1}^{n}(2i-1)\Delta\sigma_{i1} + \sum_{i=1}^{n}(2i-1)\Delta\sigma_{i2} + \dots + \sum_{i=1}^{n}(2i-1)\Delta\sigma_{iq} = 0$$

Deoarece calculul se face în etape, adică pe rînd sumele sînt egalate cu zero, pentru momentul t_j este suficientă condiţia:

$$\sum_{i=1}^{n}(2i-1)\Delta\sigma_{ij} = 0 \qquad (3.1.13)$$

Determinarea coeficientului k_j se face în general prin tatonări valoarea sa adevărată corespunzînd verificării condiţiei (3.1.13). In ceeace priveşte stabilirea tensiunii σ_{ij} în funcţie de $\Delta\varepsilon_{ij}$ se ivesc două posibilităţi:

a) Tensiunea σ_{ij} nu depăşeşte domeniul de valabilitate a legii lui Hooke, adică a unei dependenţe liniare între tensiune şi lungirea specifică.

b) Tensiunea σ_{ij} depăşeşte domeniul de valabilitate a legii lui Hooke.

In primul caz (a) deoarece pe domeniul de variaţie al temperaturii modulul de elasticitate îşi modifică valoarea (creşte cu scăderea temperaturii), creşterea sau scăderea tensiunii σ_{ij} faţă de valoarea anterioară $\sigma_{i(j-1)}$ în diagrama $\sigma = f(\varepsilon)$ nu se face după o dreaptă ci după o curbă. Spre exemplificare în fig.3.1.4 se prezintă trecerea dela tensiunea $\sigma_{i(j-1)}$ ce apare în fîşia de ordinul i în momentul t_{j-1} la tensiunea σ_{ij} din aceiaşi fîşie la momentul t_j. In acest scop s-au trasat cîteva porţiuni drepte ale diagramelor $\sigma = f(\varepsilon)$ ridicate la temperaturi diferite în intervalul de temperatură $\Theta_{i(j-1)} \dots \Theta_{ij}$. Dacă unei variaţii a lungirii specifice $\Delta\varepsilon_{ij}$ îi corespunde o scădere a temperaturii

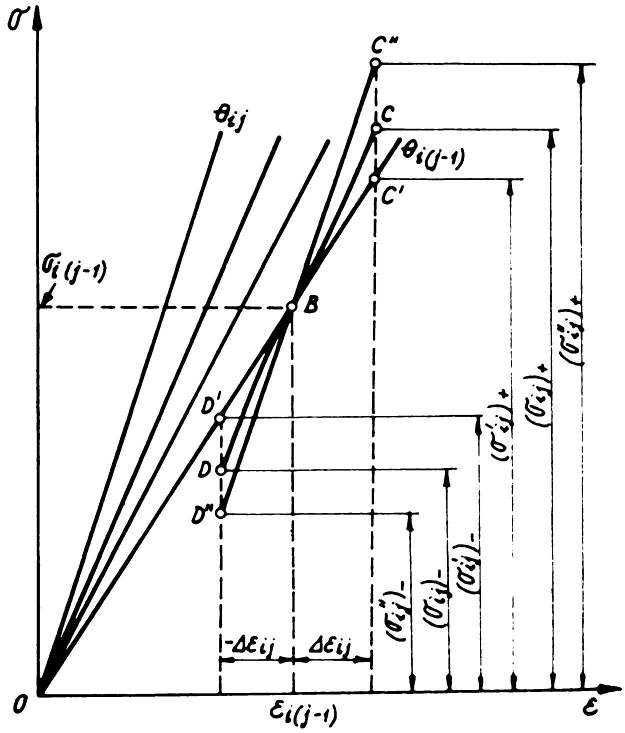


fig.3.1.4
Modul de trecere de la tensiunea $\sigma_{i(j-1)}$ la tensiunea σ_{ij} în domeniul elastic

fîşiei dela $\theta_{i(j-1)}$ la θ_{ij} atunci trecerea de la $\sigma_{i(j-1)}$ la σ_{ij} se face pe o curbă a cărei tangentă în orice punct are valoarea modulului de elasticitate corespunzător temperaturii respective. Punctele C' şi C" se obţin dacă modulul de elasticitate se consideră egal cu cel dela temperatura $\theta_{i(j-1)}$ respectiv θ_{ij}. In mod analog se prezintă situaţia în cazul unei variaţii negative a deformaţiei specifice ($-\Delta\varepsilon_{ij}$). O valoare apropiată de cea reală a tensiunii se poate accepta media între $(\sigma'_{ij})+$ şi $(\sigma''_{ij})+$ respectiv $(\sigma'_{ij})-$ şi $(\sigma''_{ij})-$ In consecinţă se poate scrie

$$\Delta\sigma_{ij} = \frac{\Delta\sigma'_{ij} + \Delta\sigma''_{ij}}{2} = \Delta\varepsilon_{ij}\,\frac{E_{\theta i(j-1)} + E_{\theta ij}}{2} \qquad (3.1.14)$$

unde $E_{\theta i(j-1)}$ este modulul de elasticitate la temperatura $\theta_{i(j-1)}$ iar $E_{\theta ij}$ la temperatura θ_{ij}. Dacă în 3.1.14 se notează

$$\frac{E_{\theta i(j-1)} + E_{\theta ij}}{2} = E_{ij} \qquad (3.1.15)$$

rezultă:

$$\Delta\sigma_{ij} = \Delta\varepsilon_{ij}\, E_{ij}$$

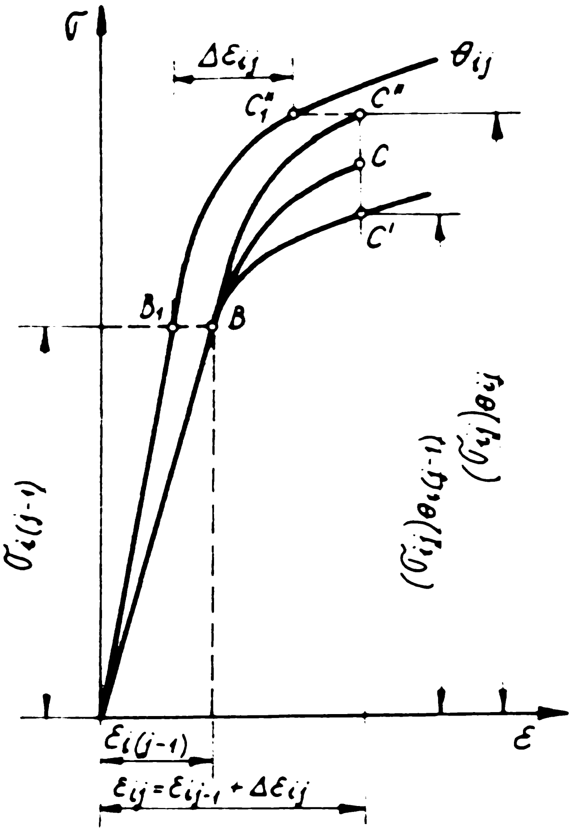


fig.3.1.5
Modul de trecere dela tensiunea $\sigma_{i(j-1)}$ la σ_{ij} în domeniul elasto-plastic

In cazul al doilea (b) la micşorarea lungirii specifice, deci pentru $\Delta\varepsilon_{ij} < 0$ valoarea tensiunii se obţine la fel, adică conform metodicii din fig.3.1.4 deoarece descărcarea se face practic pe o paralelă la porţiunea liniară a caracteristicii $\sigma = f(\varepsilon)$. Dacă însă se produce o creştere a lungirii specifice situaţia se prezintă conform fig.3.1.5. Dacă alura curbei caracteristice nu s-ar modifica cu temperatura, creşterea tensiunii ar avea loc pe curba caracteristică corespunzătoare temperaturii $\theta_{i(j-1)}$ adică deplasarea se face din B în C'.

In cazul în care s-ar lua de bază curba caracteristică corespunzătoare temperaturii θ_{ij} creşterea tensiunii ar urmări segmentul de curbă BC". Porţiunea BC" se obţine prin translatarea în punctul B a porţiunii B_1C_1'' din curba caracteristică corespunzătoare temperaturii θ_{ij}. In realitate creşterea tensiunii se face după o curbă BC cuprinsă între cele două BC' şi BC". Se acceptă şi în acest caz ca valoare mai apropiată de cea adevărată media între cele două tensiuni obţinute prin situarea în cele două condiţii extreme adică

$$\sigma_{ij} = \frac{(\sigma_{ij})_{\theta i(j-1)} + (\sigma_{ij})_{\theta ij}}{2}$$

In ceeace priveşte determinarea coeficientului k_j ce intervine în relaţia 3.1.9 se deosebesc aceleaşi două cazuri (a) şi (b) ce corespund plasării tensiunilor σ_{ij} în domeniul elastic sau elastoplastic.

In cazul (a) coeficientul k_j se poate determina direct pe baza condiţiei 3.1.13 şi anume:

$$\sum_{i=1}^{n} \Delta\sigma_{ij}(2i-1) = \sum_{i=1}^{n} E_{ij}\,\Delta\varepsilon_{ij}(2i-1) = 0 \qquad (3.1.13')$$

Dacă se ţine seama de 3.1.9 rezultă

$$\sum_{i=1}^{n}\left\{E_{ij}\left[k_j\,(\beta_{nj}\Delta\theta_{nj} - \beta_{1j}\Delta\theta_{1j}) - (\beta_{nj}\Delta\theta_{nj} - \beta_{ij}\Delta\theta_{ij}\right)(2i-1)\right\} = 0 \qquad (3.1.13'')$$

Descompunînd suma (3.1.13") şi explicitînd pe k_j se obţine:

$$k_j = \frac{\beta_{nj}\Delta\theta_{nj}\sum_{1}^{n}(2i-1)E_{ij} - \sum_{i=1}^{n} E_{ij}\,\beta_{ij}(2i-1)\Delta E_{ij}}{(\beta_{nj}\Delta\theta_{nj} - \beta_{1j}\Delta\theta_{1j})\sum_{i=1}^{n}(2i-1)E_{ij}} \qquad (3.1.16)$$

Ţinînd cont că $\Delta\sigma_{ij} = E_{ij}\cdot\Delta\varepsilon_{ij}$ şi înlocuind în expresia variaţiei lungirii specifice $\Delta\varepsilon_{ij}$ - relaţia 3.1.9 - pe k_j cu valoarea dată de 3.1.16 se determină variaţia tensiunii

$$\Delta\sigma_{ij} = E_{ij}\left[\beta_{ij}\Delta\theta_{ij} - \frac{\sum_{i=1}^{n} E_{ij}\,\beta_{ij}\Delta\theta_{ij}(2i-1)}{\sum_{i=1}^{n} E_{ij}\,(2i-1)}\right. \qquad (3.1.17)$$

Tensiunea σ_{ij} se determină atunci cu relaţia:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{i(j-1)} + \Delta\sigma_{ij} \qquad (3.1.18)$$

Relaţia 3.1.18 se poate transforma dacă se ţine seama că $\sigma_{i(j-1)}$ se determină cu o expresie asemănătoare în funcţie de $\sigma_{i(j-2)}$, care se calculează în funcţie de $\sigma_{i(j-3)}$ etc.

Deci

$$\sigma_{ij} = \sigma_o + \sum_{j=1}^{q} \left\{ E_{ij} \left[\beta_{ij} \Delta\theta_{ij} - \frac{\sum_{i=1}^{n} E_{ij} \beta_{ij} \Delta\theta_{ij}(2i-1)}{\sum_{i=1}^{n} E_{ij}(2i-1)} \right] \right\} \quad (3.1.19)$$

Dacă se admite că modulul de elasticitate respectiv coeficientul de dilatare liniară nu depind de temperatură, relaţia (3.1.19) devine:

$$\sigma_{ij} = \sigma_o + E\beta \sum_{j=1}^{q} \left[\Delta\theta_{ij} - \frac{\sum_{i=1}^{n} (2i-1) \Delta\theta_{ij}}{n^2} \right] \quad (3.1.19')$$

In cazul (b) deci al situării tensiunilor în domeniul elastoplastic, calculul coeficientului k_j nu se mai poate face în toate cazurile direct deoarece valoarea creşterii $\Delta\sigma_{ij}$ depinde de valoarea tensiunii anterioare $\sigma_{i(j-1)}$. Se vor trece în revistă situaţiile posibile ca pe baza lor să se stabilească metodica calculului:

1. $\Delta\varepsilon_{ij} < 0$

In acest caz (fig.3.1.6) calculul tensiunii σ_{ij} se face asemănător cazului (a) deoarece deplasarea se face pe o paralelă la porţiunea dreaptă a curbei caracteristice, adică:

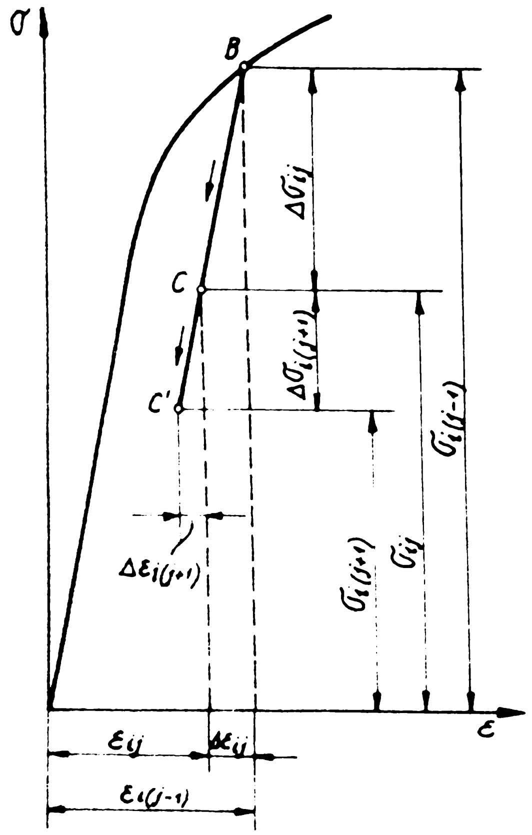


fig.3.1.6
Modul de stabilire al tensiunii σ_{ij} din $\sigma_{i(j-1)}$ la descărcarea fîşiei

$$\sigma_{ij} = \sigma_{i(j-1)} + E_{ij}\,\Delta\varepsilon_{ij} \qquad (3.1.20)$$

în care

$$E_{ij} = \frac{E_{\theta_{i(j-1)}} + E_{\theta_{ij}}}{2}$$

iar

$$\Delta\varepsilon_{ij} = k_j(\beta_{nj}\,\Delta\theta_{nj} - \beta_{1j}\,\Delta\theta_{1j}) - (\beta_{nj}\,\Delta\theta_{nj} - \beta_{ij}\,\Delta\theta_{ij})$$

Se presupune bine înţeles că modulul de elasticitate la încărcare este egal cu cel dela descărcare, neglijîndu-se eventualul histerezis al deformaţiilor. Dacă urmează o nouă scădere a lungirii specifice calculul se face cu o relaţie de aceiaşi formă (deplasare din C în C')

$$\sigma_{i(j+1)} = \sigma_{ij} + E_{i(j+1)}\,\Delta\varepsilon_{i(j+1)} \qquad (3.1.20')$$

2. $\Delta\varepsilon_{ij} = 0$

In acest caz

$\sigma_{ij} = \sigma_{i(j-1)}$ deoarece $\Delta\sigma_{ij} = 0$

3. $\Delta\varepsilon_{ij} > 0$

se pot ivi următoarele situaţii

- creşterea $\Delta\varepsilon_{ij}$ urmează unei scăderi a lungirii specifice, (fig.3.1.7) fiind mai mică decît aceasta, respectiv

$$|\Delta\varepsilon_{i(j-1)}| > \Delta\varepsilon_{ij}$$

Deoarece deplasarea se face tot pe o paralelă la porţiunea liniară a caracteristicii, calculul tensiunii σ_{ij} se face tot cu relaţia (3.1.20) dar $\Delta\varepsilon_{ij} > 0$.

- creşterea $\Delta\varepsilon_{ij}$ urmează unei scăderi a lungirii specifice dar este mai mare decît aceasta în valoare absolută, adică

$$\Delta\varepsilon_{ij} > |\Delta\varepsilon_{i(j-1)}|$$

Acest lucru determină (fig.3.1.8) ca unei părţi din deformaţia specifică să-i corespundă o creştere de tensiune în domeniul elastoplastic. Se descompune $\Delta\varepsilon_{ij}$ în două componente: $\Delta\varepsilon'_{ij}$ şi $\Delta\varepsilon''_{ij}$ prima referindu-se la deplasarea pe porţiunea liniară BC' iar a doua pe porţiunea curbă C'C". Deformaţiei specifice $\Delta\varepsilon'_{ij}$ îi corespunde o creştere $\Delta\sigma_{ij}$ dată de relaţia:

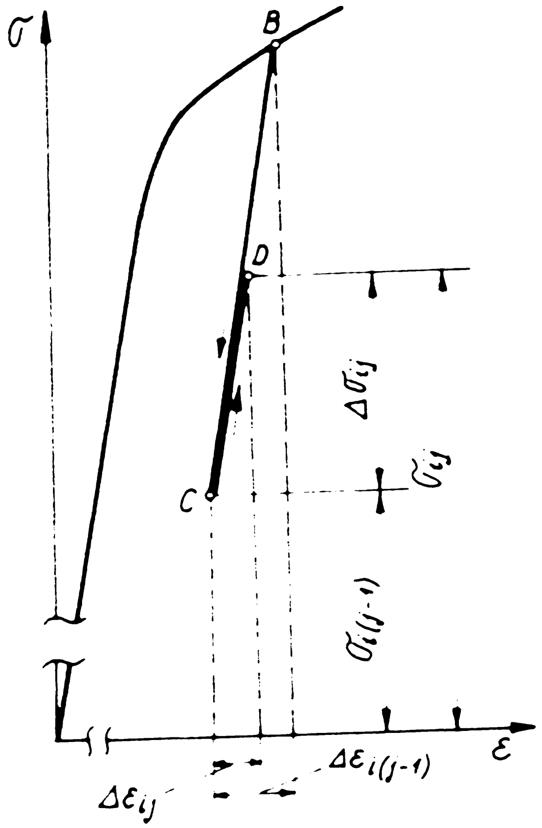


fig.3.1.7
Modul de stabilire a tensiunii σ_{ij} din $\sigma_{i(j-1)}$ la o reîncărcare a fîşiei

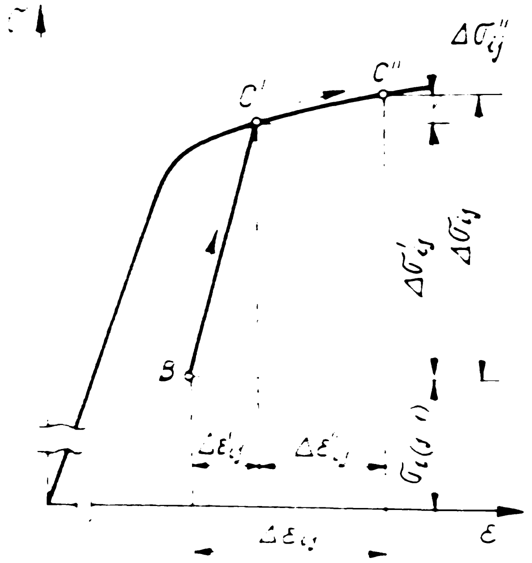


fig.3.1.8
Modul de stabilire a tensiunii σ_{ij} din $\sigma_{i(j-1)}$ la o reîncărcare a fîşiei ce conduce la reintrarea în domeniul elastoplastic

$$\Delta\sigma'_{ij} = E_{ij}\,\Delta\varepsilon'_{ij} \tag{3.1.21}$$

iar deformaţiei $\Delta\varepsilon''_{ij}$ îi corespunde o creştere a tensiunii $\Delta\sigma''_{ij}$ ce se obţine de pe curba caracteristică prin deplasarea din C' în C". Mărimea creşterii $\Delta\sigma''_{ij}$ se obţine conform indicaţiilor date în fig.3.1.5.

Observaţie:

S-a presupus că materialul nu se ecruisează şi trecerea dela porţiunea liniară la cea curbă se face brusc fără racordare (fig.3.1.9) adică după CDE şi nu CE.

Insumînd cele două componente se obţine:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{i(j-1)} + (\Delta\sigma'_{ij} + \Delta\sigma''_{ij})$$

- creşterea $\Delta\varepsilon_{ij}$ urmează tot unei creşteri a deformaţiei specifice în urma căreia tensiunea $\sigma_{i(j-1)}$ se plasase deja în domeniul elastoplastic. Creşterii $\Delta\varepsilon_{ij}$ îi corespunde fig.3.1.10) o creştere a tensiunii $\Delta\sigma_{ij}$ care se calculează conform indicaţiilor date în fig.3.1.5.

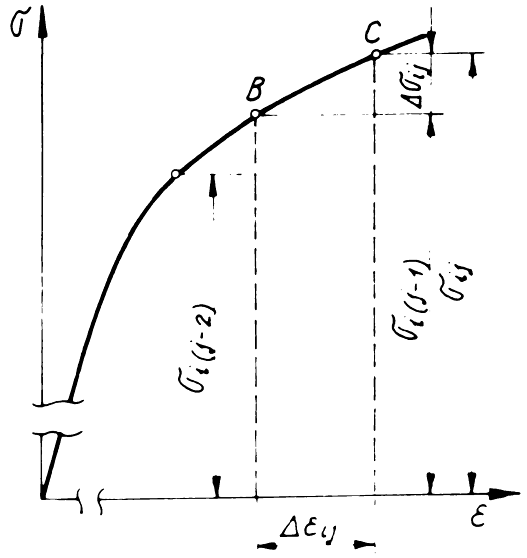


fig.3.1.9

Modul de determinare a tensiunii σ_{ij} din tensiunea $\sigma_{i(j-1)}$ cînd deformaţia este elastoplastică

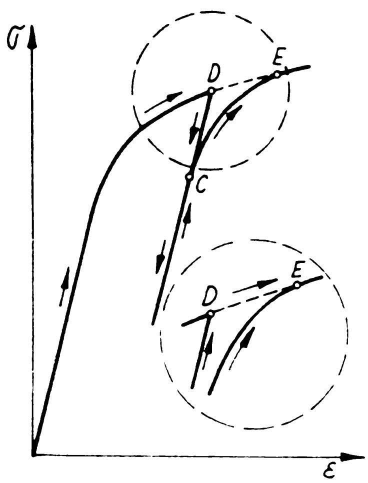


fig.3.1.10

Ipoteză asupra trecerii la reîncărcare dela porţiunea dreaptă la porţiunea curbă în diagrama $\sigma - \varepsilon$.

După stabilirea tensiunii din fiecare fîşie în parte se impune condiţia 3.1.13:

$$\sum_{i=1}^{n} \Delta\sigma_{ij}(2i-1) = 0$$

Dacă ea nu este verificată atunci se alege altă valoare pentru k_j şi calculul se repetă pînă cînd condiţia amintită se verifică.

Se remarcă, că în cazul "b" volumul de calcule este destul de mare deaceia metoda se pretează foarte bine programării la calculatorul electronic.

3.2. Program pentru calculul tensiunilor dintr-o bară cilindrică de secţiune circulară solicitată axial de o forţă constantă şi supusă unor variaţii periodice de temperatură.

Volumul mare de calcule pe care-l implică aplicarea metodei iterative descrise anterior (cap.3 paragraful 1) a necesitat programarea acesteia la calculatorul Felix C 256. In vederea stabilirii schemei logice s-au făcut următoarele presupuneri:

- se cunoaşte distribuţia în timp a cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală 10 puncte aflate la distanţe diferite de axa epruvetei (0,1 R, 0,2 R ... R), la q intervale de timp (în schema logică din fig.3.2.1 s-a considerat q = 40) şi pentru diferite condiţii de răcire (hR diferit). Valorile obţinute intervin în program drept cartele de date;
- se consideră că pe intervalul de variaţie al temperaturii curba caracteristică nu se modifică operîndu-se în consecinţă cu o curbă medie, stabilită experimental pe baza diagramelor ridicate la diferite temperaturi din acest interval. Punctele curbei caracteristice medii se leagă prin arce de cerc cu ajutorul unui subprogram aflat în biblioteca Centrului teritorial de Calcul electronic Timişoara - CTCET - (ABCD 2);
- pentru modulul de elasticitate se admite o valoare medie corespunzătoare intervalului de variaţie al temperaturii ciclului răcire - încălzire considerat.
- se stabileşte punctul iniţial σ_0, ε_0 corespunzător încărcării exterioare F_0 şi temperaturii iniţiale constantă pe întreaga secţiune
- se admite pentru coeficientul de dilatare liniară o variaţie cu temperatura de forma:

$$\beta = A + B\,\Theta$$

constantele A şi B fiind cunoscute şi introduse ca atare în program

Pentru a facilita urmărirea schemei logice se enumeră în continuare variabilele şi constantele utilizate

TEMP (J,I) = $\Theta(j,i)$

DELTAT (J,I) = $\Theta(J,I) = \Theta(j-1, i) - \Theta(j,i)$

EPSO = ε_0

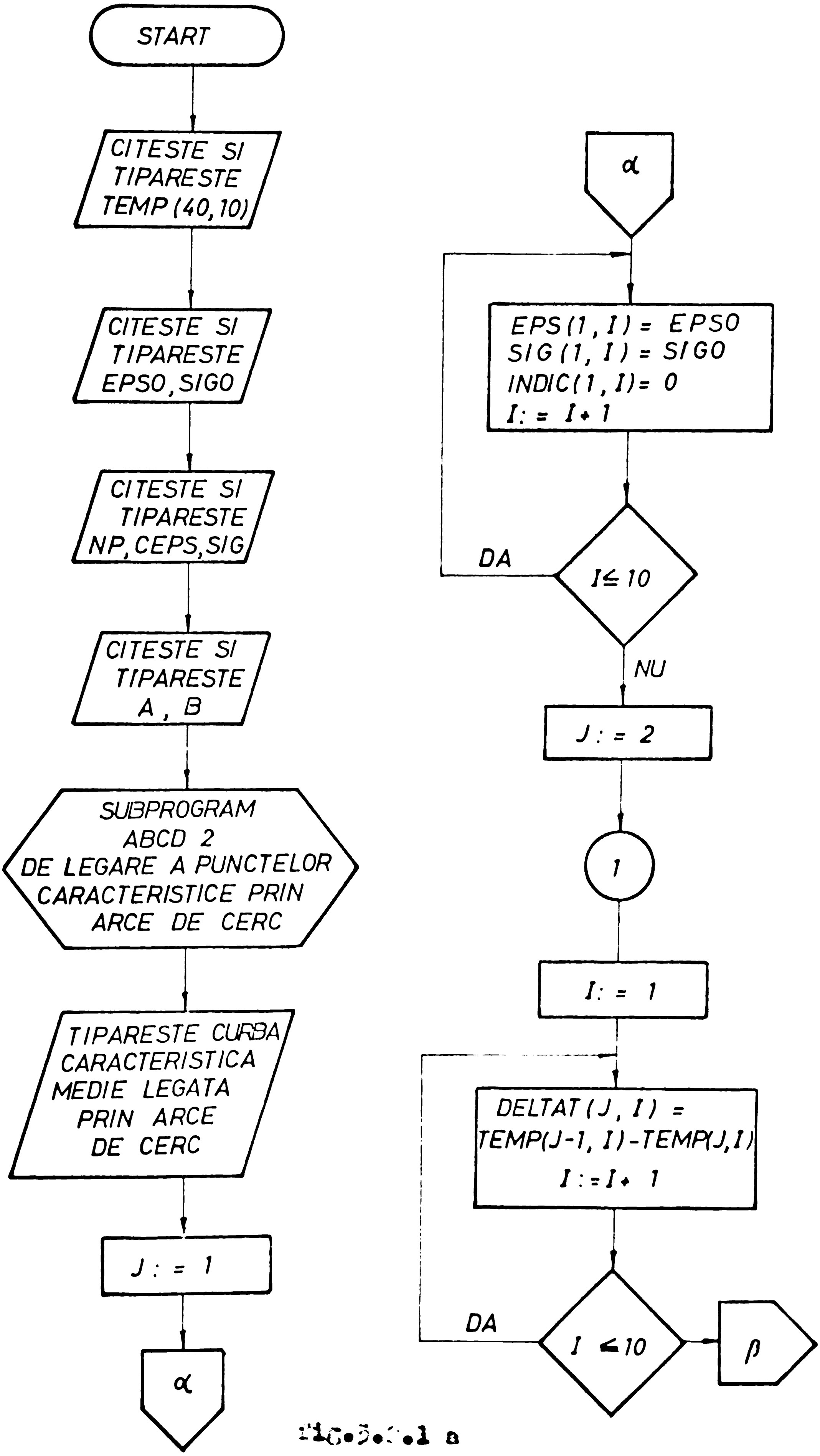


Fig.3.[illegible].1 a

Schema logică a programului [illegible]

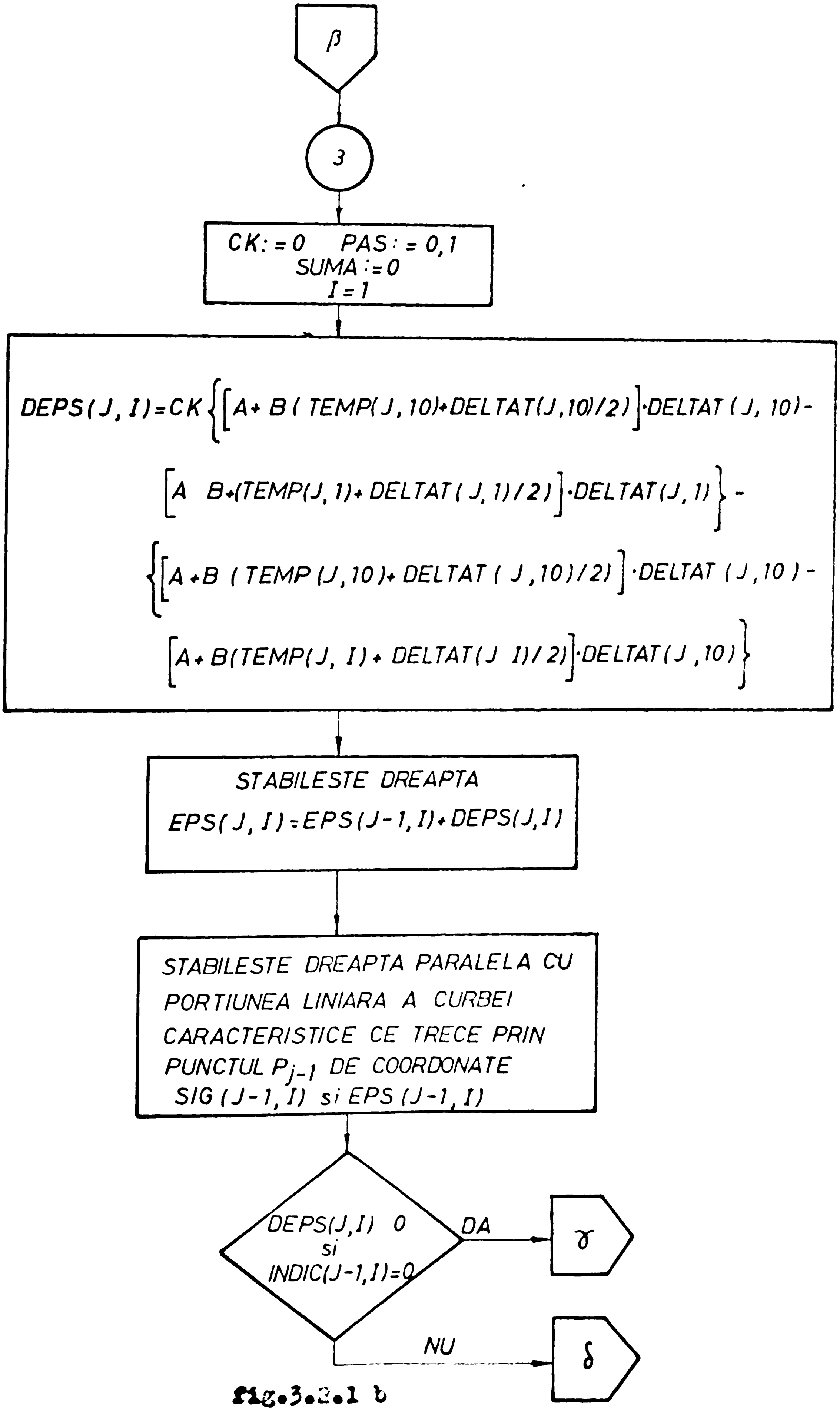


fig.3.2.1 b

Schema logică a programului

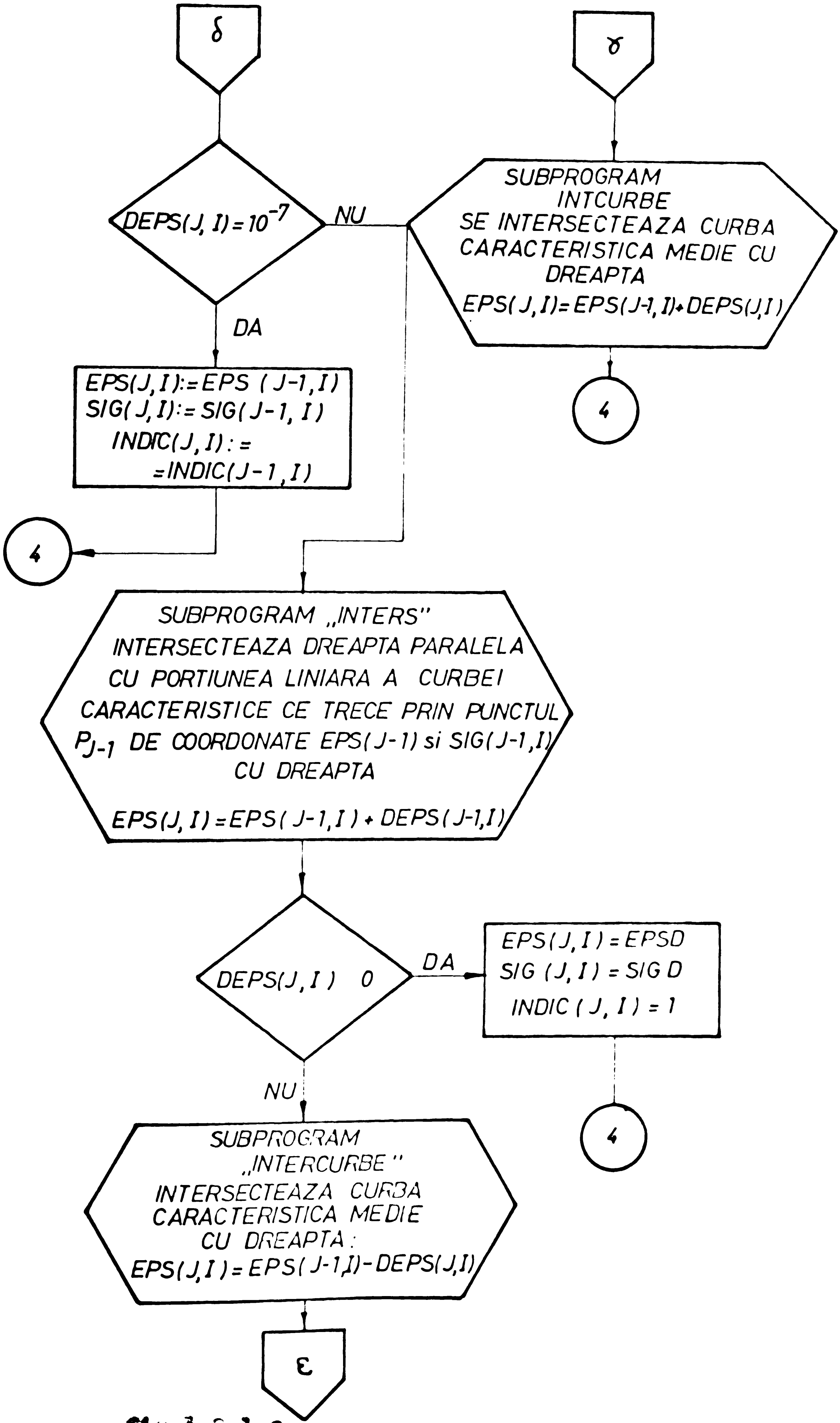
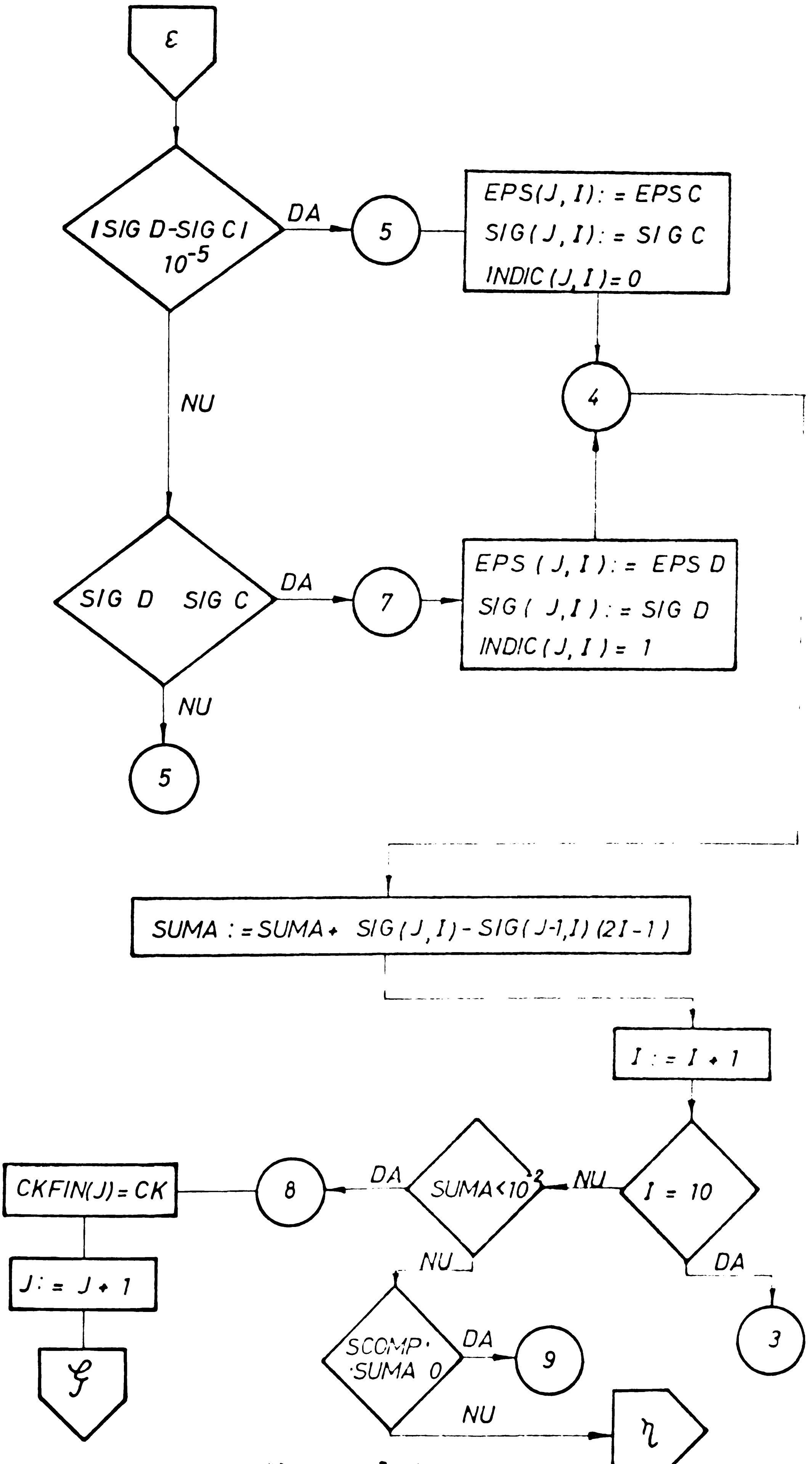


fig.3.2.1 c

Schema logică a programului "..."


ε
\|SIG D-SIG C\| 10^-5
DA
5
EPS(J, I): = EPS C
SIG(J, I): = SIG C
INDIC (J, I)= 0
4
NU
SIG D SIG C
DA
7
EPS (J, I): = EPS D
SIG (J, I) : = SIG D
INDIC (J, I) = 1
NU
5
SUMA : = SUMA + SIG (J, I) - SIG (J-1, I) (2I - 1)
I : = I + 1
I = 10
NU
SUMA < 10^-2
DA
8
CKFIN(J) = CK
J: = J + 1
NU
DA
3
SCOMP · SUMA 0
DA
9
NU
η

[illegible]
[illegible] logica a [illegible]

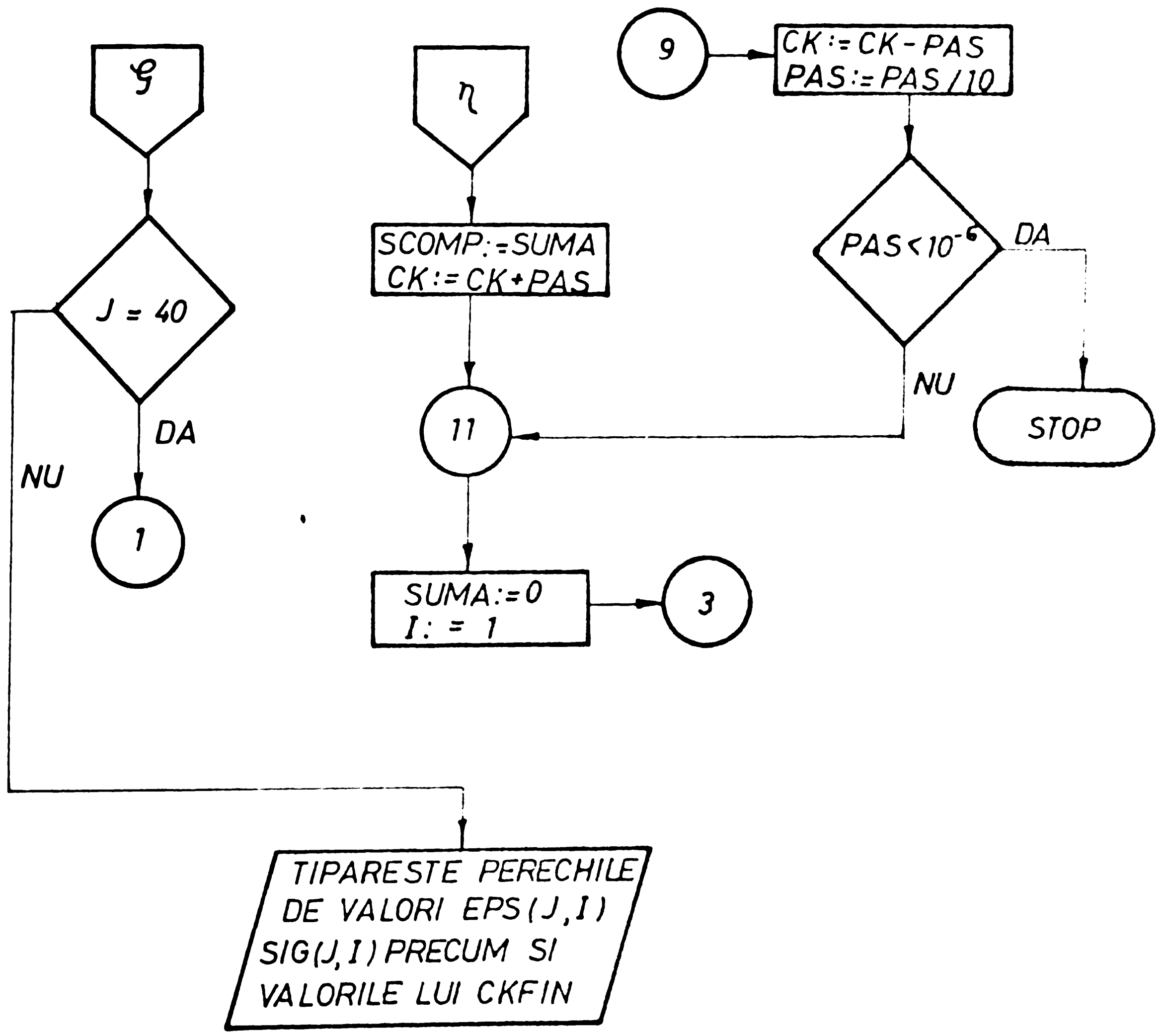


fig.3.[illegible].1.

Schema logică a programului "[illegible]"

SIGO	=	σ_0
NP	=	numărul de puncte al curbei caracteristice medii
CEPS, CSIG	=	punctele curbei caracteristice medii
A, B	=	A, B (constantele din legea de variație a coeficientului de dilatare liniară cu temperatura)
EPS (J, I)	=	ε_{ji}
SIG (J, I)	=	σ_{ji}
INDIC (J, I)	=	indice care ne arată dacă punctul corespunzător tensiunii $_{ij}$ și lungirii specifice $_{ij}$ se află pe curba caracteristică INDIC (J,I) = 0 sau nu (INDIC (J,I)=1)

I = i

J = j

CK = k_j

PAS = valoarea cu care crește k_j la efectuarea interațiilor

SIGD,EPSD=arată că punctul de coordonate ε_{ij}, σ_{ji} se găsește pe o dreaptă paralelă la porțiunea liniară a curbei caracteristice medii.

SUMA = $\sum_{i=1}^{10} \Delta\sigma_{ij}(2i-1)$

CKFIN = valoarea coeficientului k_j pentru care $\sum_{i=1}^{n}\Delta\sigma_{ij}(2i-1) = 0$

SIGC,EPSC = arată că punctul de coordonate ε_{ji} și σ_{ji} se găsește pe curba caracteristică medie.

SCOMP = este valoarea sumei $\sum_{i=1}^{n}\Delta\sigma_{ij}(2i-1)$ pentru fiecare treaptă anterioară a iterației, adică (CK-PAS)

In prima parte a schemei logice se observă acumularea datelor inițiale: TEMP (J,I), EPSO, SIGO, NP,A,E, etc. apoi utilizarea subprogramului ABCD2 pentru unirea punctelor curbei caracteristice prin cercuri. In continuare pentru momentul inițial cînd temperatura este constantă pe toată secțiunea TEMP (1,1)= =ct, în toate fîșiile tensiunea este aceiași (SIGO) și lungirea specifică aceiași (ε_0), se atribue indicelui INDIC (1,I) valoarea 0. Se crește valoarea j și se calculează DELTAT (J,I) pentru toate fîșiile. Odată aceste valori cunoscute se calculează DEPS (J,I), coeficienții dreptei paralele cu axa σ ce trece prin punctul EPS(J,I) și ai dreptei paralele cu porțiunea liniară a caracteristicii ce trece prin punctul de coordonate SIG(J-1,I) și EPS(J-1,I). In continuare se ivesc următoarele situații:

a) DEPS(J,I) > 0 și indicativul INDIC(J-1,I)=0 adică punctul se găsește pe curbă, deplasarea făcîndu-se tot pe aceasta (fig.3.2.2). Punctul P_J se determină la intersecția dintre dreapta:

EPS(J,I) = EPS(J-1,I) + DEPS(J,I)

și curba caracteristică medie.

b) $|DEPS(J,I)| \leq 10^{-7}$ atunci se consideră creșterea nulă și se atribuie tensiunii și deformației valoarea treptei anterioare adică,

$$SIG(J,I) = SIG(J-1,I) \text{ și}$$

$$EPS(J,I) = EPS(J-1,I).$$

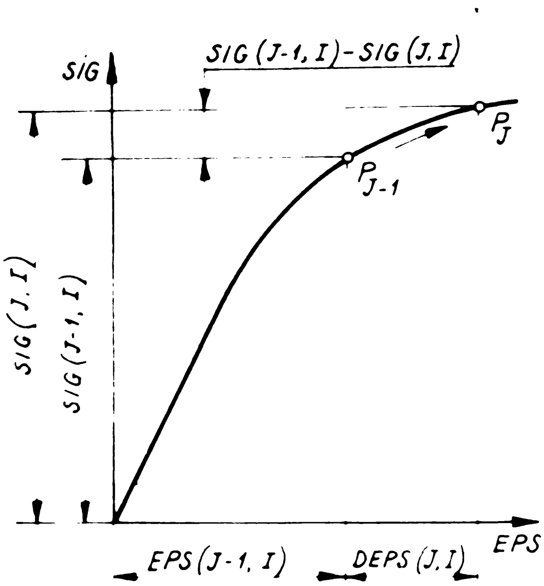


fig.3.2.2
Determinarea punctului P_J pentru cazul DEPS (J,I) > 0 și INDIC (J-1,I) = 0

c) DEPS(J,I) > 0 și INDIC(J-1,I) = 1

adică punctul P_{J-1} nu se găsește pe curba caracteristică. Dacă DEPS(J,1) = DEPS' este suficient de mic deplasarea se face pe o paralelă la porțiunea liniară. Dacă DEPS (J,I) = DEPS" este suficient de mare atunci deplasarea se face întîi pe o paralelă la porțiunea liniară și apoi pe curbă (fig.3.2.3). Dacă dreapta EPS (J,I) = EPS(J-1,I) + DEPS(J,I) intersectează întîi dreapta paralelă cu porțiunea liniară atunci punctul rămîne pe dreapta (P_{Jd} fig.3.2.3). Dacă intersectează întîi curba atunci se ajunge în P_{Jc}. Tensiunile obținute în cele două cazuri vor fi SIG'(J,I) respectiv SIG"(J,I). In schema logică comparația dintre cele două intersecții se face la „7". In cazul în care diferența dintre tensiunile obținute prin cele două intersecții este mai mică decît 10^{-5} (în valoare absolută) se acceptă drept valoare pentru tensiune (punctul P_J) intersecția cu curba (schema logică „5").

d) DEPS(J,I) < 0. In acest caz pentru INDIC(J-1,I) = 0 cît și pentru INDIC(J-1,I)=1 deplasarea se face după o paralelă la porțiunea liniară a caracteristicii punctului P_J' sau P_J''

(fig.3.2.4) determinîndu-se ca intersecţie dintre dreapta:

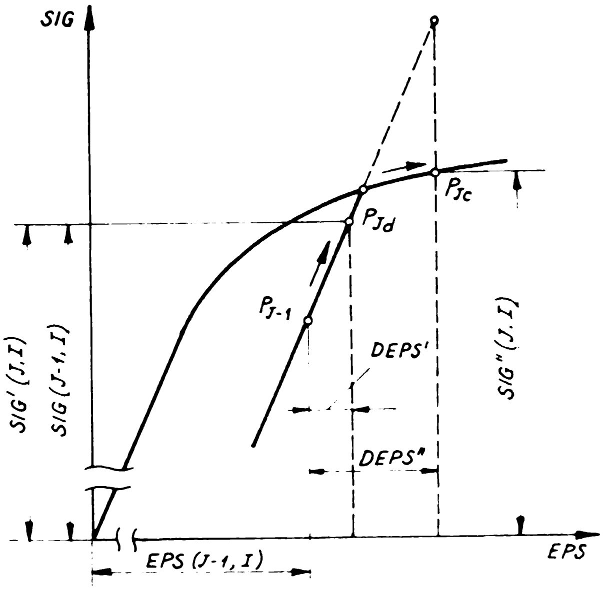


fig.3.2.3 Determinarea punctului P_J pentru cazul DEPS(J,I) > 0 şi INDIC (J-1,I) = 1

EPS(J,I) = EPS(J-1,I) - DEPS(J,I) şi dreapta ce trece prin punctul $P_{(J-1)d}$ respectiv $P_{(J-1)c}$ şi este paralelă cu porţiunea liniară a curbei caracteristice medii cu valorile tensiunilor SIG(J,I) astfel determinate se calculează SUMA şi se compară cu valoarea 10^{-2} acceptată drept zero. Dacă se verifică, atunci valoarea admisă pentru CK este corectă, tipărindu-se valorile SIG(J,I) şi EPS(J,I)(schema logică „400").

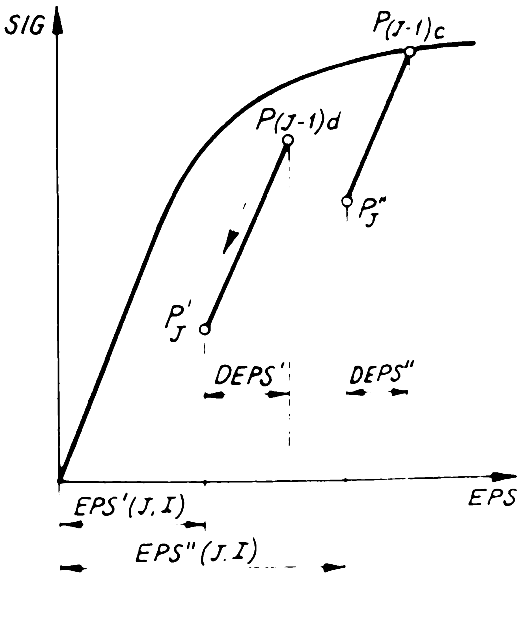


fig.3.2.4 Determinarea punctului P_J pentru cazul DEPS(J,I) < 0 şi INDIC (J-1, I) = 0 sau 1

Dacă nu se verifică condiţia atunci se face produsul dintre suma anterioară (calculată pentru CK mai mic cu un pas şi suma obţinută.

Dacă produsul este pozitiv, în intervalul considerat pentru CK, SUMA nu se anulează, iar dacă este negativ atunci suma a schimbat de semn.

Se revine la valoarea anterioară a lui CK („9") pasul micşorîndu-se la o zecime.

Cu acest nou pas se reia tot calculul descris anterior, pînă cînd SUMA $\leq 10^{-2}$. Odată această condiţie verificată pentru un anumit interval de timp (J), se trece la intervalul următor (J+1), pînă cînd se acoperă toate cele 40 intervale.

3.3. Calculul cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală a unei epruvete cilindrice de secţiune circulară ce se răceşte uniform prin suprafaţa laterală.

In vederea stabilirii tensiunilor termice dintr-o epruvetă cilindrică solicitată axial de o forţă constantă şi supusă unor variaţii de temperatură, conform metodei iterative descrise în primul paragraf al acestui capitol este necesar să se cunoască variaţia în timp a cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală a epruvetei se face uniform pe întreaga suprafaţă laterală atunci după [20], [29], [61], rezolvarea problemei propuse se rezumă la integrarea unei ecuaţii Fourier de forma:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a\,\frac{\partial^2 \theta}{\partial r} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial t}{\partial r} \qquad (3.3.1)$$

unde:

- θ - temperatura în momentul t la distanţa r de axa cilindrului
- t - timpul avînd originea la începutul răcirii
- r - distanţa dela axa cilindrului la punctul din secţiunea transversală unde se determină temperatura θ
- $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ - difuzibilitatea termică
- λ - coeficientul de conductibilitate termică
- ρ - densitatea materialului epruvetei
- c - căldura specifică a materialului epruvetei

Pentru rezolvarea ecuaţiei diferenţiale se fac următoarele ipoteze

- se neglijează răcirea prin capetele epruvetei
- λ, ρ şi c sînt invariabile cu temperatura
- coeficientul de schimb de căldură α este constant pe toată lungimea epruvetei şi invariabil în raport cu temperatura epruvetei.

In [20], [29], [61] după rezolvarea ecuaţiei se ajunge la soluţia:

$$\theta = 2\,\theta_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\theta_k} \frac{J_1(\theta_k)}{J_0^2(\theta_k)+J_1^2(\theta_k)}\, e^{-\theta_k^2 \frac{at}{R^2}} \cdot J_0(\theta_k \cdot \tfrac{r}{R}) \qquad (3.3.2)$$

în care θ_0 - diferenţa de temperatură între cea iniţială şi cea finală socotindu-se ultima nulă; R - raza epruvetei.

Notîndu-se cu θ_s temperatura iniţială şi cu θ_i temperatura finală se poate scrie relaţia (3.3.2) sub forma:

$$\theta = \theta_i + 2(\theta_s - \theta_i) \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\theta_k} \frac{J_1(\theta_k)}{J_0^2(\theta_k)+J_1^2(\theta_k)}\, e^{-\theta_k^2 \frac{at^2}{R^2}} \cdot J_0(\theta_k \tfrac{r}{R}) \qquad (3.3.2')$$

Valorile θ_k reprezintă soluţiile ecuaţiei transcedentale:

$$\theta_k\, J_1\,(\theta_k) - h\,R\,J_0\,(\theta_k) = 0 \qquad (3.3.3)$$

unde $h = \frac{\alpha}{\lambda}$ este coeficientul relativ de transfer $J_0\,(\theta_k)$ şi $J_1\,(\theta_k)$ sînt valorile funcţiei Bessel de ordinul 0 respectiv 1 pentru θ_k.

Rezolvarea ecuaţiei (3.3.3) nu se poate face exact iar în literatura de specialitate [29],[31] nu se dau decît primele 5 soluţii.

Deaceia s-a pus problema de a se analiza eroarea ce se comite, însumînd din dezvoltarea în serie, numai primii 5 termeni. Pentru a facilita urmărirea calculelor s-a notat:

$$\psi_k\,(J) = \frac{1}{\theta_k} \frac{J_1(\theta_k)}{J_0^2(\theta_k) + J_1^2(\theta_k)} \cdot J_0(\theta_k \tfrac{r}{R}) \qquad (3.3.4)$$

Din analiza relaţiei (3.3.2') se observă că abaterea este cu atît mai mare cu cît timpul t este mai mic deoarece termenii de ordin superior scad mai repede (θ_k crește). Din acest motiv pentru analiză s-a considerat cazul cînd t = 0 și atunci $\theta = \theta_s$

Deci:
$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\theta_k} \frac{J_1(\theta_k)}{J_0^2(\theta_k)+J_1^2(\theta_k)} J_0(\theta_k \frac{r}{R}) = \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k(J) \cong 0,5$$

Pe baza soluțiilor ecuației transcendente (3.3.3) preluate după [29] și date în tabelul 2.2.1 s-au calculat sumele $\sum_1^5 \psi_k(J)$ și apoi abaterile:

$$e\,\% = \frac{\sum_1^5 \psi_k(J) - 0,5}{0,5} \cdot 100 \qquad (3.3.5)$$

pentru diferite valori ale produsului h R rezultatele fiind concentrate în diagrama din fig.3.3.1 (curbele cu linie plină).

Tabelul 3.3.1

h R	1	2	3	4	5
0,001	0,045	3,832	7,016	10,174	13,324
0,002	0,063	3,832	7,016	10,174	13,324
0,005	0,100	3,833	7,016	10,174	13,324
0,01	0,141	3,834	7,017	10,175	13,324
0,02	0,200	3,837	7,019	10,176	13,325
0,05	0,314	3,845	7,023	10,178	13,327
0,1	0,442	3,858	7,030	10,183	13,331
0,2	0,617	3,887	7,044	10,193	13,338
1,0	1,256	4,079	7,156	10,271	13,398
2,0	1,599	4,292	7,288	10,366	13,472
5,0	1,990	4,713	7,617	10,622	13,679
10,0	2,180	5,034	7,957	10,936	13,959
20,0	2,288	5,257	8,253	11,268	14,296

Se remarcă din diagrama 3.3.1 că eroarea săvîrșită crește cu creșterea produsului h.R, avînd la h R = 20 valoarea de - 58,2% pentru r/R = 0,1 și 11,05% pentru r/R = 1.

Abaterea depinde deci de distanța dela punctul din secțiune considerat și axa epruvetei. Se remarcă faptul că în preajma axei epruvetei se obțin temperaturi mai mici decît cele reale iar în zonele din imediata vecinătate a suprafeţei temperaturi mai mari.

In vederea ridicării preciziei calculului s-a trecut la determinarea a 10 soluţii ale ecuaţiei amintite, pentru care s-a folosit calculatorul Felix 256. In fig.3.3.1 a,b,c,d se prezintă schema logică utilizată pentru calculul funcţiilor Bessel $J_0(x)$ şi $J_1(x)$, a soluţiilor ecuaţiei transcendente 3.3.3 şi a temperaturii $\Theta_{(j,i)}$.

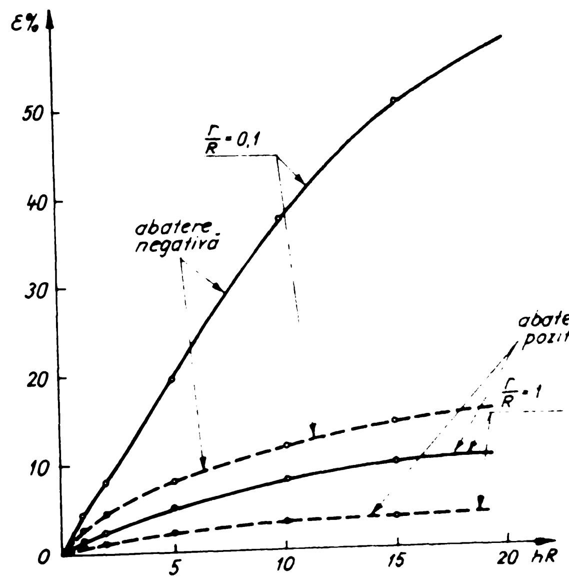


fig.3.3.1
Diagramele erorilor ce se comit la calculul temperaturii dacă se iau în considerare numai primele 5 respectiv 10 soluţii ale ecuaţiei transcendente

In tabelul 3.3.2 sînt concentrate cele 10 soluţii obţinute pentru diferite valori ale produsului h R. Cu aceste soluţii s-au calculat din nou sumele $\sum_{1}^{10} \psi_k(J)$, precum şi abaterea e % cu relaţia:

$$e\ \% = \frac{\sum_{1}^{10} \psi_k(J) - 0,5}{0,5}\, 100 \qquad (3.3.6)$$

Rezultatele calculului sînt concentrate tot în fig.3.3.1 (curbele cu linie întreruptă). Se remarcă creşterea preciziei calculului abaterea la h.R = 20 micşorîndu-se dela 58,2% la 15,05%

Tabelul 3.3.2

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,001	0,04475	3,83192	7,01576	10,17353	13,32380	16,47071	19,61592	22,76014	25,90376	29,04688
0,002	0,06318	3,83222	7,01582	10,17366	13,32380	16,47077	19,61598	22,76020	25,90370	29,04688
0,005	0,09992	3,83296	7,01631	10,17396	13,32405	16,47050	19,61616	22,76026	25,90382	29,04701
0,01	0,14118	3,83430	7,01704	10,17445	13,32447	16,47126	19,61634	22,76051	25,90406	29,04719
0,02	0,19953	3,83692	7,01838	10,17549	13,32521	16,47187	19,61683	22,76100	25,90449	29,04750
0,05	0,31428	3,84474	7,02265	10,17842	13,32740	16,47364	19,61842	22,76228	25,90559	29,04853
0,1	0,44172	3,85768	7,02980	10,18324	13,33119	16,47669	19,62098	22,76448	25,90754	29,05030
0,2	0,61701	3,88355	7,04402	10,19306	13,33869	16,48280	19,62605	22,76887	25,91139	29,05372
0,5	0,94074	3,95942	7,08644	10,22248	13,36109	16,50099	19,64131	22,78205	25,92298	29,06404
1	1,25581	4,07948	7,15583	10,27101	13,39839	16,53120	19,66676	22,80390	25,94221	29,08125
2	1,59944	4,29096	7,28834	10,36585	13,47187	16,59101	19,71723	22,84754	25,98060	29,11549
5	1,98982	4,71314	7,61775	10,62232	13,67854	16,76301	19,86402	22,97541	26,09364	29,21681
10	2,17951	5,03321	7,95686	10,93635	13,95802	17,00990	20,08296	23,17091	26,26949	29,37672
20	2,28803	5,25678	8,25337	11,26765	14,29829	17,34419	20,40364	23,47492	26,55610	29,64570

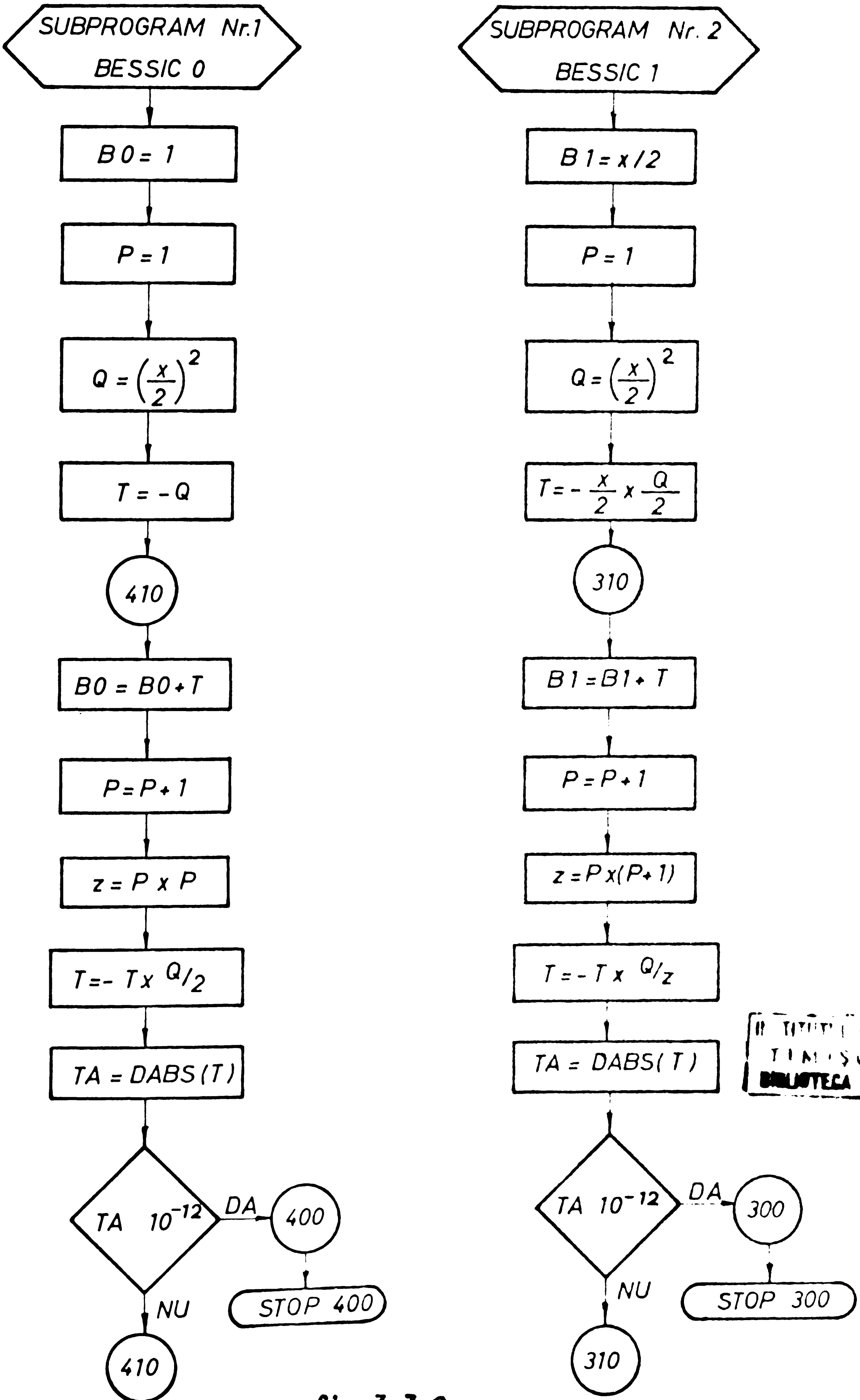


fig.3.3.2 a
Programul de calcul a temperaturii θ_{ij}

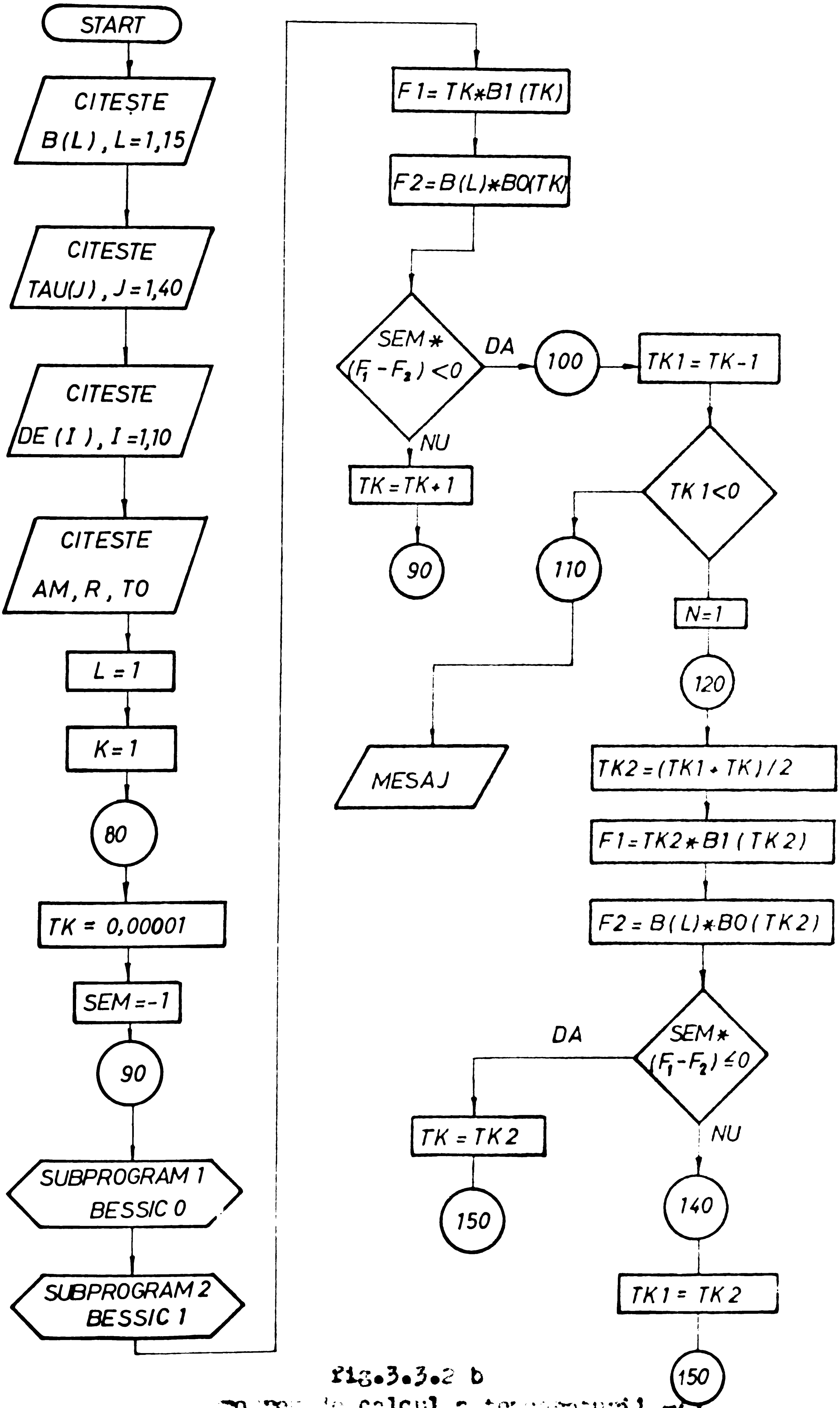
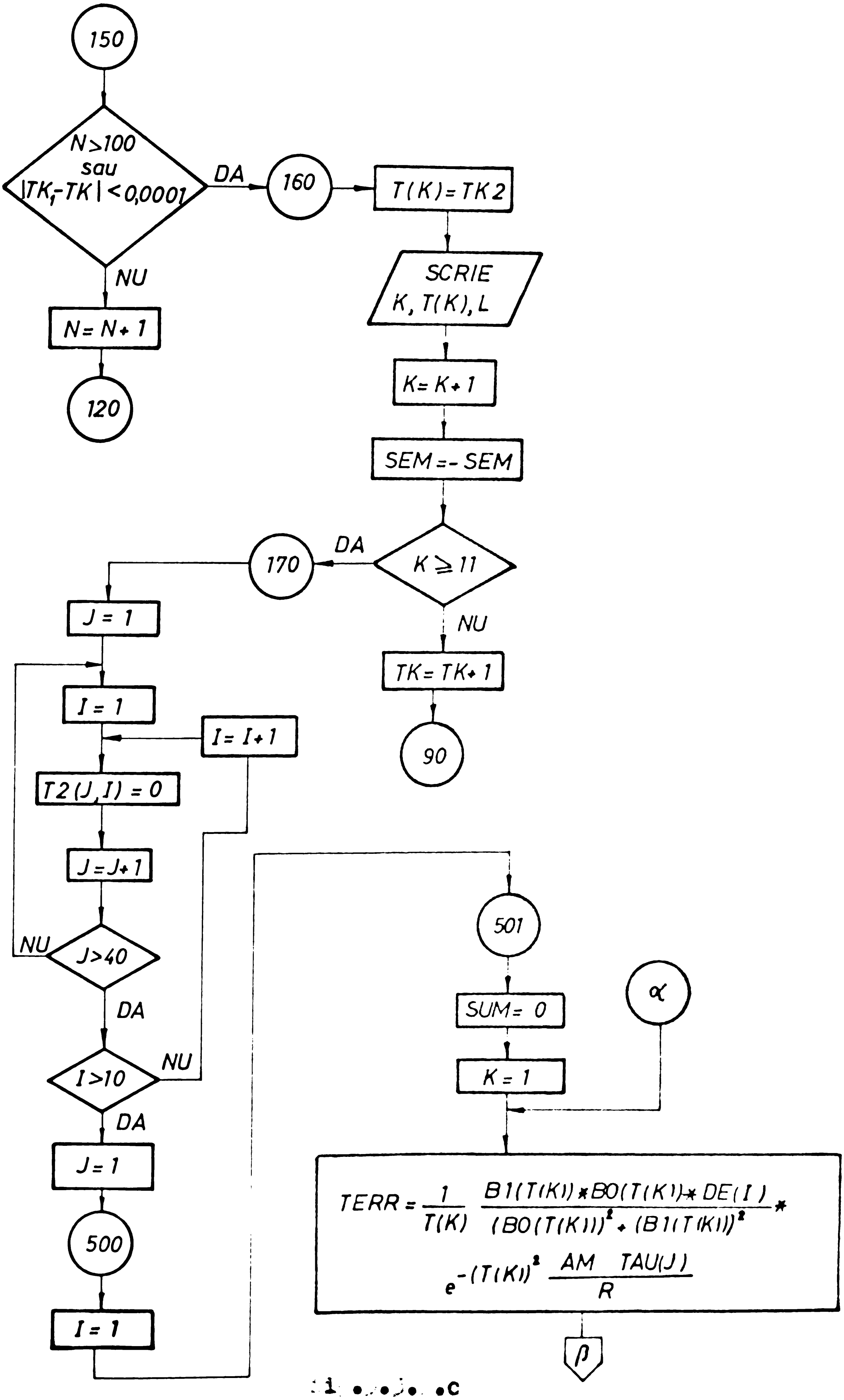


Fig.3.3.2 b
Programul de calcul a temperaturii [illegible]



[illegible]
Programa de calcul a temperaturii T_{ij}

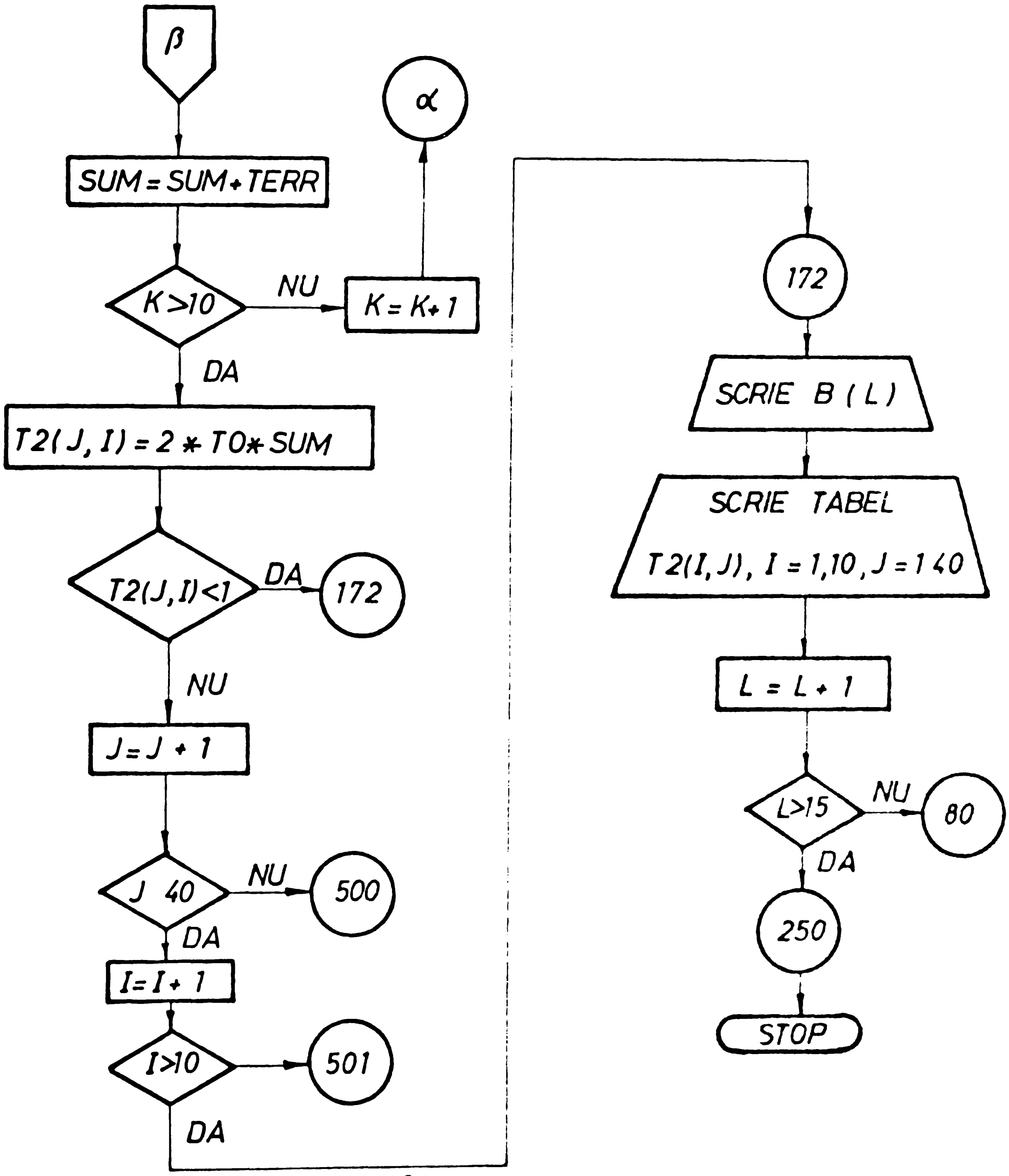


fig.3.3.2 d
Program de calcul a temperaturii θ_{ij}

In fig.3.3.2.a sînt reprezentate cele două subprograme folosite pentru calculul funcţilor Bessel de ordinul zero şi unu. Schema logică are la bază utilizarea dezvoltărilor în serie ale acestor funcţii care după [51] au expresia:

$$J_0(x) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2p}}{(p!)^2} \qquad (3.3.7)$$

$$J_1(x) = \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^{2p+1}}{p!\,(p+1)!} \qquad (3.3.8)$$

Dezvoltînd pe $J_0(x)$ se obţine:

$$J_0(x) = 1 - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^2}{1^2} + \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^4}{(1.2)^2} - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^6}{(1.2.3)^2} + \ldots$$

Calculul direct al unui termen prin efectuarea întîi a operaţiei dela numitor, apoi a celei dela numitor şi în sfîrşit raportarea celor două rezultate, nu se poate face (deşi în biblioteca calculatorului există p !) datorită numărului mare de termeni ce trebuiesc luaţi în considerare ordinul de mărime al numerelor ce intervin depăşeşte capacitatea calculatorului. In consecinţă se recurge la un artificiu care permite micşorarea valorii numerelor ce intervin în operaţiunile efectuate de calculator.

Notîndu-se $(x/2)^2 = Q$ se poate scrie:

$$J_0(x) = 1 + \frac{(-Q)}{1.1} + \frac{(-Q)}{1.1} \cdot \frac{(-Q)}{2.2} + \frac{(-Q)}{1.1} \cdot \frac{(-Q)}{2.2} \cdot \frac{(-Q)}{3.3} + \ldots$$

adică un termen se obţine din precedentul prin înmulţirea cu $-Q/p^2$ unde p este numărul de ordine al termenului. In schema logică se folosesc notaţiile

BO = $J_0(x)$		T = $-Q$	
P = p		Z = p^2	
Q = $\left(\frac{x}{2}\right)^2$		TA = valoarea absolută a unui termen al dezvoltării în serie	

Se remarcă în schema logică, că s-a impus o condiţie destul de severă pentru valoarea absolută a ultimului termen ($TA < 10^{-12}$), adică se însumează atîţia termeni pînă cînd se verifică această condiţie.

Aceasta face ca valorile determinate pentru funcţia Bessel să fie calculate cu o precizie de 12 zecimale.

Pentru cazul funcţiei Bessel de ordinul întîi s-a făcut un artificiu asemănător şi anume:

$$J_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^3}{1.2} + \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^5}{1.2.2.3} - \frac{\left(\frac{x}{2}\right)^7}{1.2.3.2.3.4} + \ldots$$

Dacă se notează $Q = \left(\frac{x}{2}\right)^2$ se poate scrie:

$$J_1(x) = \frac{x}{2} + \frac{x}{2} - \frac{Q}{2} + \frac{x}{2} - \frac{Q}{2} - \frac{Q}{6} + \frac{x}{2} - \frac{Q}{2} - \frac{Q}{6} - \frac{Q}{12}$$

adică un termen se obţine din precedentul înmulţit cu $-\frac{Q}{p(p+1)}$ unde p este numărul de ordine al termenului. In schema logică se folosesc notaţiile :

$B1 = J_1(x)$

$P = p$

$Q = \left(\frac{x}{2}\right)^2$

$T = -\frac{x}{2} \cdot \frac{Q}{2}$

$Z = p(p+1)$

TA = valoarea absolută a unui termen din dezvoltarea în serie

Odată aceste două subprograme realizate s-a putut trece la rezolvarea ecuaţiei transcendente (3.3.3), cuprinsă în schema logică între „80" şi „170". Se observă din analiza ecuaţiei (3.3.3) că determinarea soluţiilor este echivalentă cu stabilirea valorilor argumentului x pentru care curbele din fig.3.3.3 se intersectează.

Dintre cele două curbe singura care îşi modifică alura, în funcţie de condiţiile de răcire respectiv de dimensiunile epruvetei, este $h.R\ J_0(x)$ prin modificarea produsului h R. In schema logică în vederea rezolvării ecuaţiei transcendente s-au utilizat următoarele variabile şi constante (s-au acceptat 15 valori pentru h R).

B(L) = h R

BO(TK) = $J_0(\theta_k)$

B 1(TK) = $J_1(\theta_k)$

TK = θ_k

K = ordinul soluţiei (prima intersecţie, a doua etc.)

T(K) = soluţiile ecuaţiei transcendente (θ_1, θ_2 ... θ_k)

Prima soluţie a ecuaţiei transcendente (corespunzătoare primei intersecţii fig.3.3.3) nu poate fi mai mică decît 0,00001 deoarece ar corespunde unei valori foarte mici pentru h R.

Acest lucru implică ori rază foarte mică a epruvetei, ori coeficient de schimb de căldură la nivelul suprafeţei foarte mic.

Ambele situaţii nu prezintă interes din punct de vedere al producerii unor tensiuni termice importante şi în consecinţă nu se vor lua în studiu.

Metoda utilizată pentru determinarea intersecţiilor poate fi mai uşor înţeleasă dacă se urmăreşte fig.3.3.4.

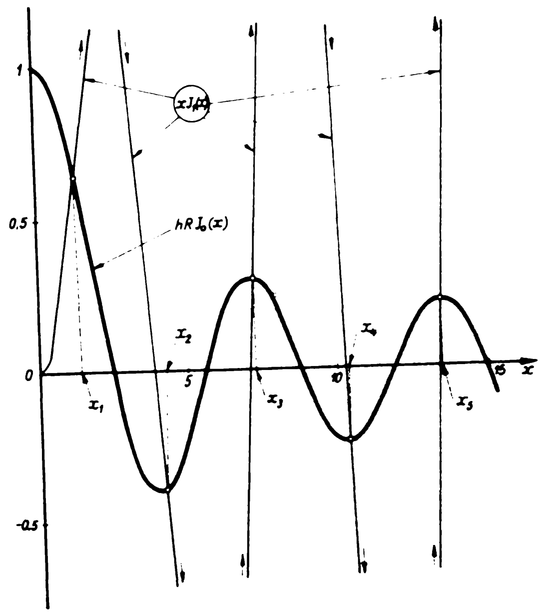


fig.3.3.3
Modul de stabilire a soluţiilor ecuaţiei transcendente $\theta_k J_1(\theta_k) = hR\, J_0(\theta_k)$

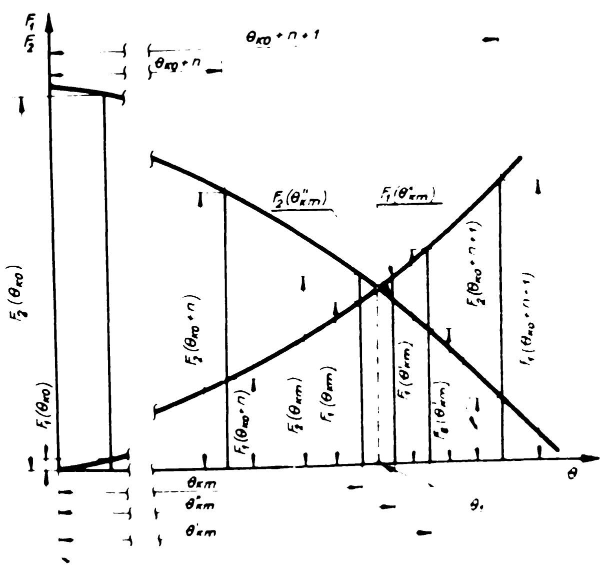


fig.3.3.4
Metoda iterativă utilizată în programul de calcul pentru determinarea soluţiilor ecuaţiei transcendente $\theta_k J_1(\theta_k) = h R J_0(\theta_k)$

Se calculează pentru $\theta_{ko} = 0,00001$ valoarea funcţiilor

$$F_1(\theta_k) = \theta_k J_1(\theta_k) ; \qquad F_2(\theta_k) = h R \cdot J_0(\theta_k) \tag{3.3.5}$$

care reprezintă chiar cei doi membrii ai ecuaţiei transcendente 3.3.3. Se discută apoi diferenţa

$$\Delta F = (-1)^k (F_1 - F_2) \tag{3.3.6}$$

unde k este ordinul soluţiei (intersecţiei - prima a doua etc.)

Dacă diferenţa este pozitivă $F_1 > F_2$ şi ne aflăm înaintea intersecţiei. Se creşte θ_{ko} cu o unitate (0,00001 + 1) şi din nou se calculează ΔF.

Să presupunem că pentru $\theta_k = \theta_{ko} + n$, $\Delta F > 0$ iar pentru $\theta_k = \theta_{ko} + n + 1$, $\Delta F < 0$.

In acest caz s-a depăşit intersecţia (fig.3.3.4). Se acceptă ca valoare următoare pentru θ_k, valoarea medie:

$$\theta_{km} = \frac{(\theta_{ko} + n) + (\theta_{ko} + n + 1)}{2} \tag{3.3.7}$$

şi se calculează

$$\Delta F = (-1)^k \; F_1(\theta_{km}) - F_2(\theta_{km}) \tag{3.3.8}$$

Dacă $\Delta F > 0$ (situaţia din fig.3.3.4) ne aflăm în stînga intersecţiei celor două curbe. Se consideră atunci o nouă valoare medie θ'_{km},

$$\theta'_{km} = \frac{\theta_{km} + (\theta_{ko} + n + 1)}{2} \tag{3.3.9}$$

pentru care din nou se calculează ΔF,

$$\Delta F = (-1)^k \; F_1(\theta'_{km}) - F_2(\theta'_{km}) \tag{3.3.8'}$$

In cazul în care $\Delta F < 0$ sîntem în dreapta intersecţiei efectuîndu-se calculul celor două funcţii pentru valoarea medie θ''_{km}.

$$\theta''_{km} = \frac{\theta_{km} + \theta'_{km}}{2} \tag{3.3.9''}$$

Dacă $\Delta F > 0$ (cazul din fig.3.3.4) atunci următoarea valoare medie va fi:

$$\Theta'''_{km} = \frac{\Theta_{km} + \Theta''_{km}}{2} \qquad (3.3.9)$$

Efectuîndu-se calculul pentru diferenţa ΔF,

$$\Delta F = (-1)^k \left[F_1 (\Theta'''_{km}) - F_2 (\Theta'''_{km}) \right] \qquad (3.3.8")$$

se pot ivi două posibilităţi

- $\Delta F > 0$ (sîntem în dreapta intersecţiei). Valoarea medie următoare va fi:

$$\Theta^{IV}_{km} = \frac{\Theta_{km} + \Theta'''_{km}}{2} \qquad (3.3.9^{IV})$$

- $\Delta F < 0$ (sîntem în stînga intersecţiei)

$$\Theta^{IV}_{km} = \frac{\Theta'_{km} + \Theta'''_{km}}{2} \qquad (3.3.9^{V})$$

Se observă că cu fiecare etapă de calcul valoarea medie Θ^{c}_{km} se apropie de Θ_{k1} adică de abscisa primei intersecţii. Ciclul de calcul se opreşte atunci cînd $|\Theta^{c-1}_{km} - \Theta^{c}_{km}| < 0,0001$ (precizia impusă pentru calculul soluţiilor ecuaţiei transcendente) s-au cînd dintr-o defecţiune a programului numărul de cicluri $C > 100$. (In schema logică $C \rightarrow N$, instrucţia „150").

Dacă aceste condiţii nu sînt satisfăcute se efectuiază un nou ciclu ş.a.m.d. In cazul satisfacerii condiţiei $|\Theta^{c-1}_{km} - \Theta^{c}_{km}| < 0,0001$ (în schema logică $|TK1 - TK| < 0,0001$), Θ^{c}_{km} se consideră prima soluţie a ecuaţiei 3.3.3 şi se trece la determinarea celei de a doua intersecţii.

Aceasta se găseşte dedesuptul axei $0\Theta_k$ şi deci condiţia impusă diferenţei ΔF schimbă de semn.

Acest lucru se realizează prin atribuirea valorii 2 pentru k (ordinul soluţiei). Evident tot ceeace s-a discutat pentru prima soluţie, cu acest amendament, rămîne valabil şi pentru a doua soluţie.

In schema logică se observă că se reia calculul dela 90. După ce s-au determinat cu această metodică primele 10 soluţii se poate trece la calculul cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală a epruvetei în cele j intervale de timp.

In acest scop dela 170 pînă la 500 se creează tabloul de J linii şi I coloane corespunzător celor j intervale de timp şi i fîşii.

Dela 501 se efectuiază calculul termenilor sumei din relaţia 3.3.2' pentru K = 1 ... 10 (corespunzător soluţiilor θ_k).

S-au mai introdus notaţiile:

$$DE(I) = \frac{r}{R} \qquad (0,1, \quad 0,2 \; ... \; 1)$$

$$AM = a$$

$$TAU(J) = t_j$$

Tipărirea finală comportă scrierea sub formă de tabel a temperaturilor din cele i fîşii (10) în cele j intervale de timp (40). In diagramele din fig.3.3.5 şi 3.3.6 se prezintă variaţia în timp a temperaturii pentru h R = 0,1 şi h R = 1 în 10 puncte ale secţiunii transversale a epruvetei. Se remarcă faptul că la h R = 0,1 diferenţa maximă de temperatură între stratul exterior (r/R = 1) şi cel interior (r/R = 0,1) este de cca. 20°C, gradientul de temperatură anulîndu-se după cca. 20 s.

In schimb la h R = 1 diferenţa maximă de temperatură între stratul cu r/R = 1 şi cel cu r/R = 0,1 este de cca. 120° C gradientul de temperatură anulîndu-se după cca. 4 s.

Este evident că tensiunile termice ce vor apărea în epruvetă în cel de al doilea caz vor fi mult mai mari în comparaţie cu cele din primul.

Diagramele din fig.3.3.5 şi 3.3.6 au fost trasate considerînd o variaţie de temperatură între 400°C şi 0°C (θ_s şi θ_i), iar pentru difuzibilitatea termică a s-a considerat valoarea 0,000014 m^2/s (corespunzătoare fierului tehnic). Raza epruvetei s-a considerat 5 mm.

3.4. Aplicarea practică a programului de calcul a tensiunilor termice (TENSTERM).

In vederea aplicării practice a programului TENSTERM s-a luat în considerare un oţel cu conţinutul redus de carbon de tip OLK 2 a căror caracteristici sînt redate pe larg în cap.IV al prezentei lucrări.

Pentru a se putea obţine curba medie caracteristică în intervalul 300 ... 450°, acceptat drept limite de variaţie ale temperaturii unui ciclu, s-au trasat curbele σ-ε la diferite nivele de temperatură cuprinse în acest interval (300, 325, 350, 375, 400, 425, 450° C) pe cîte 3 epruvete de fiecare nivel.

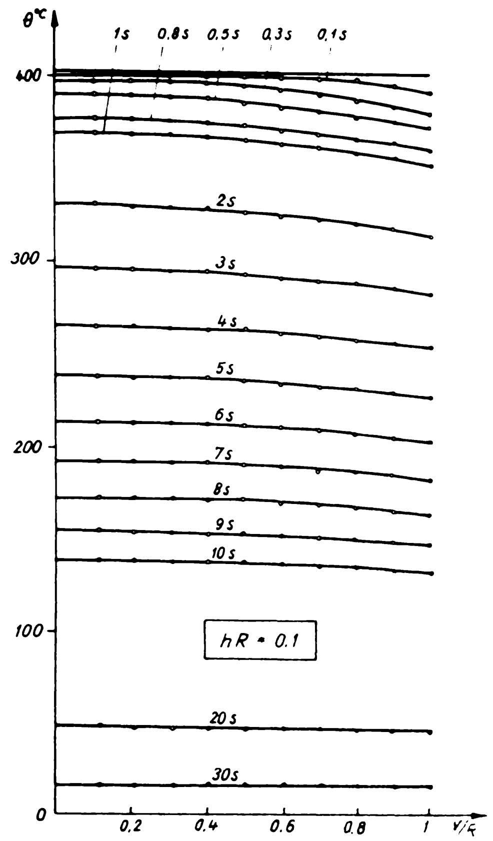


fig.3.3.5

Variaţia în timp a temperaturii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru h R = 0,1

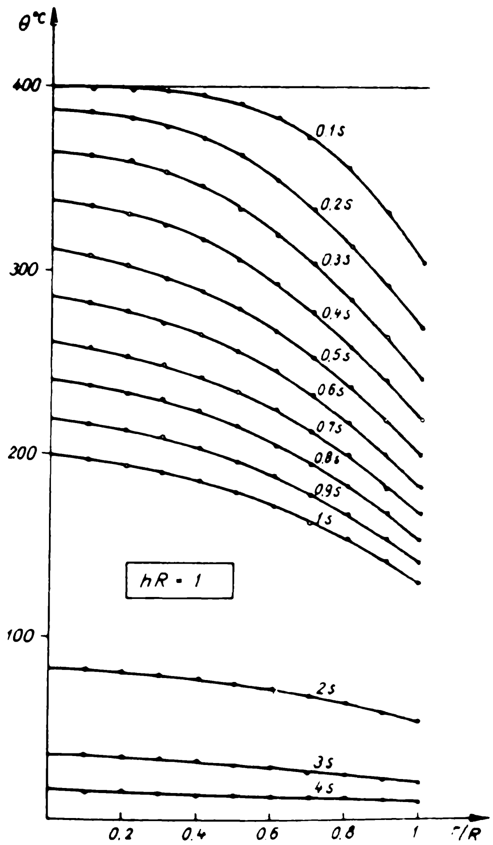


fig.3.3.6

Variaţia în timp a temperaturii pe secţiunea transversală pentru h R = 1

Pentru cele 3 încercări la aceiaşi temperatură s-a luat valoarea medie.

In fig.3.4.1 se prezintă epruveta utilizată la încercarea de tracţiune.

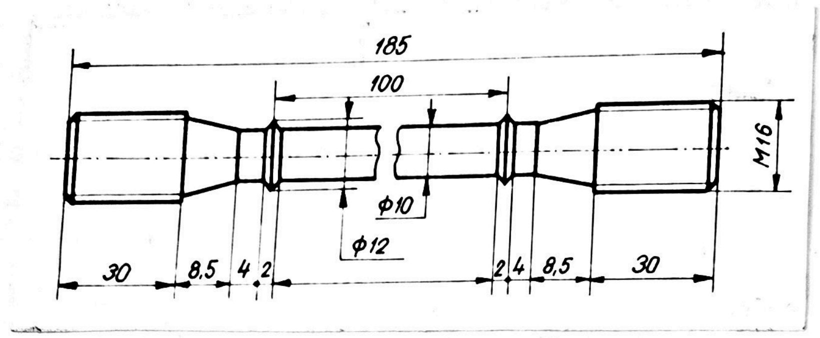


fig.3.4.1
Forma şi dimensiunile epruvetei folosite la încercarea la tracţiune

Incercările s-au efectuat pe o maşină de încercat la tracţiune clasa de precizie 1 la care s-a adaptat un cuptor electric de fabricaţie Amsler - Elveţia. Menţinerea constantă a temperaturii s-a făcut cu precizia de $\pm$ 2^{o}C, măsurarea temperaturii făcîndu-se în 3 puncte ale probei cu ajutorul unor termocuple.

Citirea deformaţiilor s-a făcut cu ajutorul unui extensometru prevăzut cu 2 comparatoare gradate în sutimi de milimetru.

In fig.3.4.2 se prezintă familia de curbe σ-ε la diferite nivele de temperatură. Pe aceiaşi figură s-a plasat şi curba caracteristică medie determinată astfel încît la o deformaţie specifică ε abaterea medie pătratică a punctelor de pe curbele caracteristice ridicate la diferite temperaturi în raport cu punctul de pe curba caracteristică medie, să fie minimă.

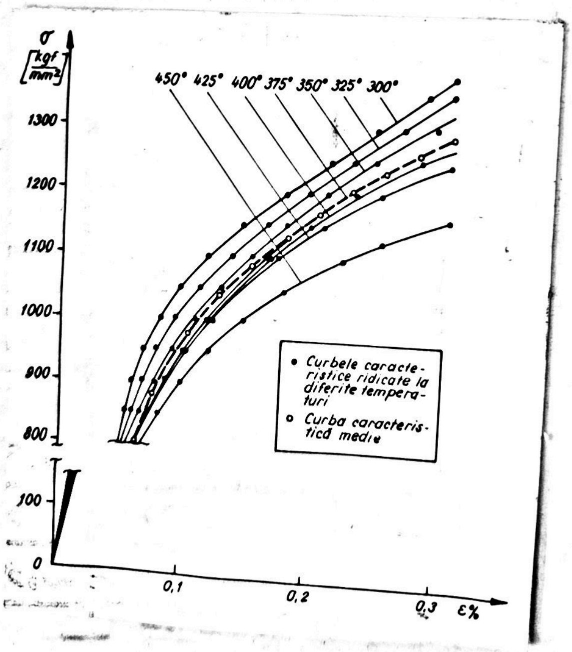


fig.3.4.2
Curbele σ-ε la diferite nivele de temperatură

In tabelul 3.4.1 se pot urmării perechile de valori corespunzătoare curbei medii.

Pentru a se putea urmării eventuala ecruisare a materialului determinată de descărcarea şi reîncărcarea epruvetei, cîte două epruvete de fiecare temperatură, au fost încărcate pînă la un anumit nivel al tensiunii, apoi descărcate pînă la tensiune nulă şi reîncărcate peste nivelul anterior al acesteia.

Această operaţie s-a repetat la o încercare de 2 ... 4 ori.

In toate cazurile ciclurile încărcare - descărcare, reîncărcare s-a făcut conform fig.3.4.3 adică fără ecruisare.

S-a observat că la temperaturi mari ridicate (>400°C) apare un oarecare histerezis al deformaţiilor (fig.3.4.4).

Tabelul 3.4.1

Nr. pct.	ε	σ kgf/mm^2	Nr. pct.	ε	σ kgf/mm^2	Nr. pct.	ε	σ kgf/mm^2
1	0	0	18	0,00340	13,04	35	0,00680	15,11
2	0,00025	3,20	19	0,00360	13,24	36	0,00700	15,15
3	0,00050	6,40	20	0,00380	13,42	37	0,00720	15,19
4	0,00060	7,23	2	0,00400	13,62	38	0,00740	15,22
5	0,00080	8,43	22	0,00420	13,80	39	0,00760	15,25
6	0,00100	9,22	23	0,00440	13,98	40	0,00780	15,27
7	0,00120	9,80	24	0,00460	14,12	41	0,00800	15,30
8	0,00140	10,25	25	0,00480	14,28	42	0,00820	15,33
9	0,00160	10,65	26	0,00500	14,40	43	0,00840	15,36
10	0,00180	10,97	27	0,00520	14,51	44	0,00860	15,40
11	0,00200	11,30	28	0,00540	14,62	45	0,00880	15,44
12	0,00220	11,57	29	0,00560	14,72	46	0,00900	15,48
13	0,00240	11,83	30	0,00580	14,80	47	0,00920	15,50
14	0,00260	12,10	31	0,00600	14,88	48	0,00940	15,53
15	0,00280	12,35	32	0,00620	14,95	49	0,00960	15,56
16	0,00300	12,60	33	0,00640	15,01	50	0,00980	15,59
17	0,00320	12,82	34	0,00660	15,05			

In primul paragraf al acestui capitol cele două fenomene - trecerea cu racordare dela porțiunea liniară la cea curbă în cazul reîncărcării și histerezisul - au fost neglijate.

Curbele σ-ε la care s-au efectuat în timpul încercării, descărcări și reîncărcări au fost folosite și pentru determinarea modulului de elasticitate E.

Determinarea acestuia s-a făcut în condițiile încărcării și descărcării deoarece corespunde condițiilor reale ale fluajului cu variație de temperatură la care tensiunile termice se modifică periodic în timp.

In fig.3.4.5 se prezintă valorile modulului de elasticitate determinat pe cele 14 epruvete la 7 nivele de temperatură.

La încercarea fiecărei epruvete s-au făcut două descărcări determinîndu-se de fiecare dată modulul de elasticitate E.

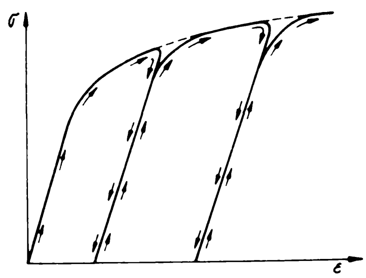


fig.3.4.3
Aspectul curbelor la încărcări și descărcări repetate

Se observă din fig.3.4.5 că în intervalul de temperatură

$$\theta \in [300^0, \ 345^0]$$

respectiv pentru $\theta > 415^0$ modulul de elasticitate descrește iar intervalul

$$\theta \in [345^0, \ 415^0]$$

rămîne practic constant.

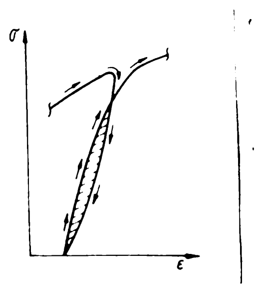


fig.3.4.4
Histerezisul curbelor la încărcare - descărcare observat la temperaturi ridicate (450^0C)

Ţinînd seama de dificultăţile ce s-ar întîmpina la transpunere analitică a acestei forme a curbei de variaţie a modulului de elasticitate s-a acceptat o variaţie liniară determinată ca o dreaptă de regresie avînd ecuaţia:

$$E = 1732900 - 1167,8\ \theta \qquad (3.4.1)$$

In fig.3.4.5 această dreaptă este trasată cu linie întreruptă.

In cazul coeficientului de dilatare liniară β s-a utilizat tabelul 3 pg.532 din [64] unde se dă variaţia în mm a unui metru de bară de oţel sudabil (unde a fost încadrat oţelul OLK 2) atunci cînd temperatura variază de la 0 la 100°C, dela 0 la 200°C ... de la 0 la 700°C. In tabelul 3.4.2 se reproduc aceste valori. Cu ajutorul lor s-a stabilit coeficientul de dilatare mediu pe intervale 0 - 100°C, 0 - 200°C ... 0 - 700°C trecute în acelaş tabel.

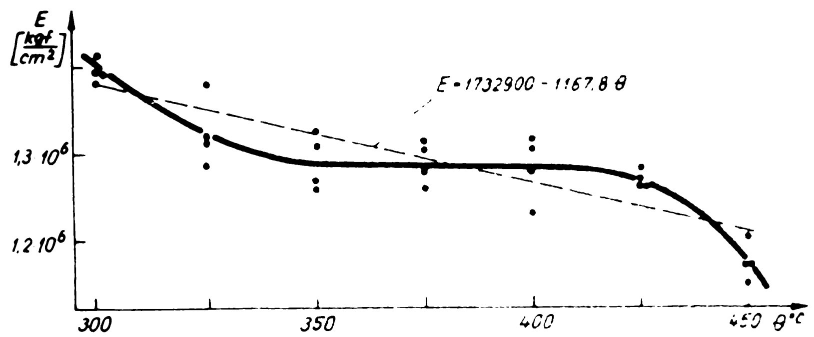


fig.3.4.5

Variaţia modulului de elasticitate cu temperatura la oţelul OLK 2

In diagrama din fig.3.4.6 s-a trasat variaţia coeficientului de dilatare β cu temperatura. Valorile corespunzătoare tabelului 3.4.2 au fost plasate la jumătatea intervalului de temperatură ţinînd seama că sînt valori medii.

Se observă alinierea foarte apropiată de o dreaptă a acestor puncte. Scriindu-se ecuaţia dreptei prin puncte se obţine:

$$\frac{\beta - 12{,}2 \cdot 10^{-6}}{17{,}8 \cdot 10^{-6} - 12{,}2 \cdot 10^{-6}} = \frac{\theta - 50}{650 - 50} \qquad (3.4.2)$$

sau după calculele ecuația:

$$\beta = (11{,}733 + 0{,}00933\ \theta) \cdot 10^{-6} \qquad (3.4.3)$$

Tabelul 3.4.2

Domeniul de variație al temperaturii ^{o}C	Variația în mm a unui metru de bară mm	Coeficientul de dilatare liniară mediu β m/m
0 - 100	1,22	$12{,}2 \cdot 10^{-6}$
0 - 200	2,53	$13{,}1 \cdot 10^{-6}$
0 - 300	3,93	$14{,}0 \cdot 10^{-6}$
0 - 400	5,43	$15{,}0 \cdot 10^{-6}$
0 - 500	7,02	$15{,}9 \cdot 10^{-6}$
0 - 600	8,71	$16{,}9 \cdot 10^{-6}$
0 - 700	10,49	$17{,}8 \cdot 10^{-6}$

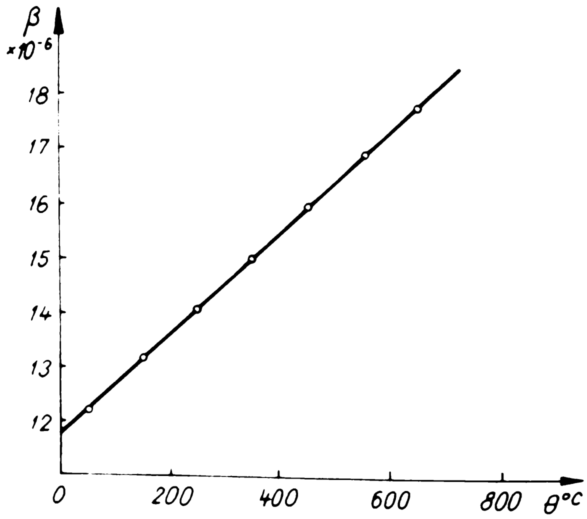


fig.3.4.6

Variația coeficientului de dilatare liniară cu temperatura la fierul tehnic

După [61] coeficientul de convecție α în cazul unor cilindrii ce se răcesc prin suprafața laterală este dat de relația:

$$= C \left(\frac{\theta_p - \theta_o}{d}\right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{în} \quad \left[\frac{kcal}{m^2\ h\ ^{o}C}\right] \qquad (3.4.3)$$

unde

- θ_p - temperatura suprafeței cilindrului în ^oC
- θ_e - temperatura aerului la distanță mare de suprafața cilindrului în ^oC
- d - diametrul cilindrului în m
- C - constantă ce se determină din tabelul 3.4.3 preluat tot după [61] în funcție de:

$$\theta_m = \frac{\theta_p - \theta_o}{2}$$

Tabelul 3.4.3

θ_m ^oC	0	50	100	200	300	400	500
C	1,19	1,13	1,10	1,01	0,95	0,90	0,85

Se remarcă o variație relativ mică a constantei C cu θ_m.

Dacă se admite o variație de temperatură dela 450°C la 300°C la diametrul epruvetei de 0,01 m atunci:

$$\alpha = 12,33 \frac{kcal}{m^2\ h\ ^oC} = 14,34 \frac{W}{m^2\ ^oC}$$

pentru C = 1,115 determinat din tabelul 3.4.3
la θ_m = 75°C (media între 1,13 și 1,10)

Pe măsură însă ce epruveta se răcește valoarea diferenței $\theta_p - \theta_o$ scade și deci scade și coeficientul α tinzînd spre zero.

Deaceia se va analiza modul în care variază α cu diferența de temperatură pe intervalul considerat (450 ... 300°C).

In diagrama din fig.3.4.7 se prezintă această variație. Se remarcă faptul că pentru diferențe de temperatură între suprafața cilindrului de 50°C pînă la 150°C, α variază relativ puțin adică de la 9,74 la 14,34.

Ținînd seama de dificultățile ce s-ar întîmpina la rezolvarea ecuației transcendente 3.3.3 considerîndu-se α variabil, se va utiliza o valoare medie:

$$\alpha_m = \frac{14,34 + 9,74}{2} = 12,54 \frac{W}{m^2\ ^oC}$$

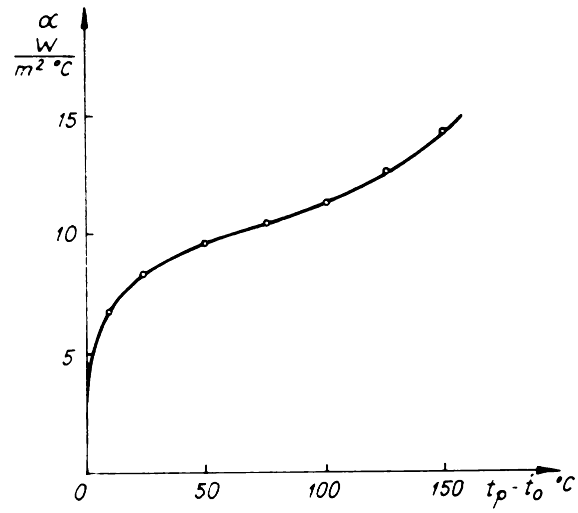


fig.3.4.7

Variaţia coeficientului de convecţie α cu temperatură

Nu s-au luat în considerare valori mai mici ale diferenţei de temperatură deoarece gradienţii de temperatură din epruvetă (care determină nivelul tensiunilor termice) au valori maxime la începutul răcirii, cînd $\theta_p - \theta_o$ este mare. Asimilîndu-se oţelul OLK 2 cu fierul tehnic (conţinutul de carbon este redus) după [61] conductibilitatea λ are valoarea:

$$\lambda = 1,163\ (40 \ldots 50)\ \frac{W}{m\ ^oC}$$

se acceptă valoarea medie

$$\lambda_m = 1,163 \cdot 45 = 52,3\ \frac{W}{m\ ^oC}$$

Coeficientul relativ de transfer h va fi:

$$h = \frac{\alpha_m}{\lambda_m} = \frac{12,54}{52,3} = 0,24\ \frac{1}{m}$$

Si factorul $\quad h.R = 0,24 \cdot 0,005 = 0,0012$

Valoarea difuzibilităţii termice a este:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c} = \frac{52,3}{7,8.10^3.460} = 1,456 \cdot 10^{-5}\ \frac{m^2}{s}$$

Aplicîndu-se pentru aceste valori programul TENSTERM s-a stabilit variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei. In fig.3.4.8 se prezintă această variaţie pentru cele lo fîşii considerate. Se remarcă valori foarte mici ale variaţiei tensiunii faţă de tensiunea σ_0 aplicată iniţial (922 kgf/cm^2).

Se poate deci trage concluzia că la răciri în aer liber, neforţate, tensiunile termice ce apar se pot neglija.

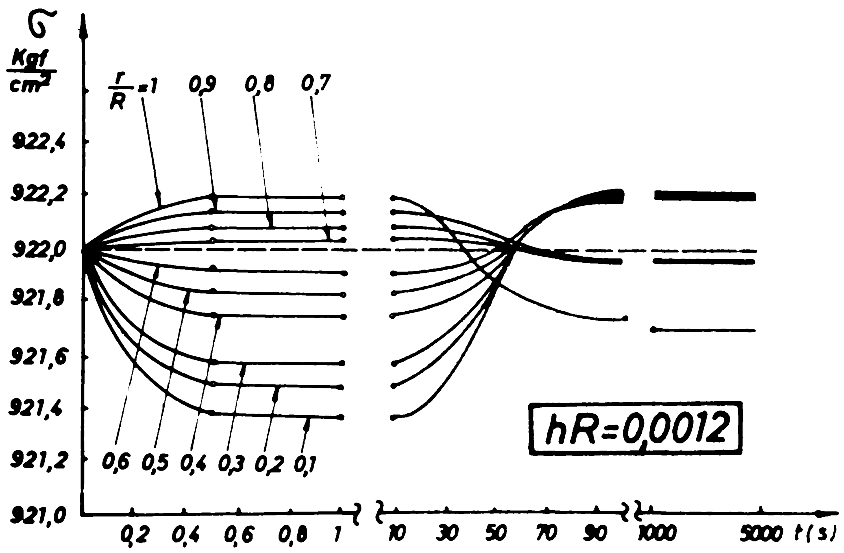


fig.3.4.8 Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,0012

In consecinţă încercările de fluaj cu temperatură variabilă executate cu un cuptor cu două domenii de temperatură sau răcit periodic, pot fi considerate numai la temperatură variabilă.

Pentru a se analiza influenţa vitezei de răcire asupra variaţiei în timp a cîmpului tensiunilor pe secţiunea transversală a epruvetei s-au considerat diferite valori pentru produsul hR şi anume: 0,001, 0,01, 0,1, 1 şi 5 aplicîndu-se de fiecare dată programul TENSTERM pentru o singură răcire.

In fig.3.4.9; 3.4.10; 3.4.11; 3.4.12; 3.4.13 se prezintă diagramele acestor variaţii.

Se remarcă (ceeace era de aşteptat) modificarea tot mai accentuată a cîmpului tensiunilor pe secţiunea transversală a epruvetei cu creşterea produsului h R.

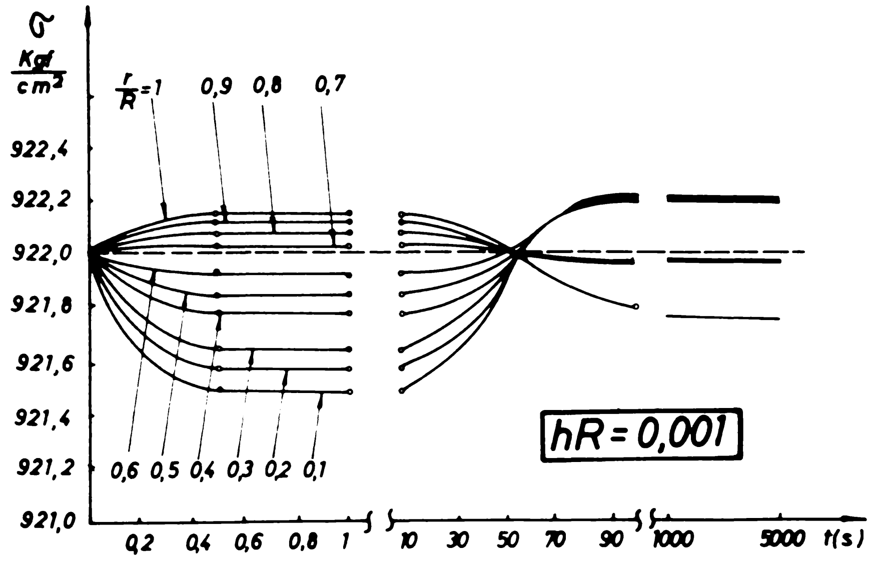


fig.3.4.9
Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,001

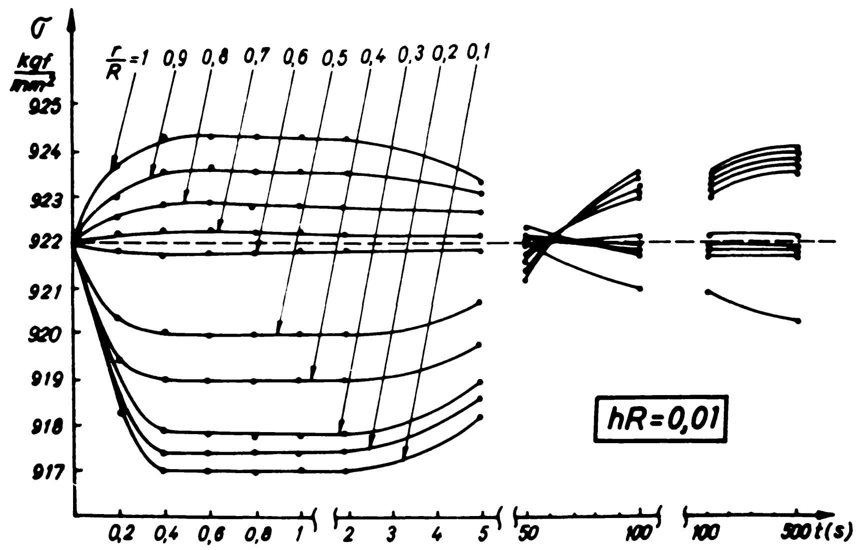


fig.3.4.10
Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,01

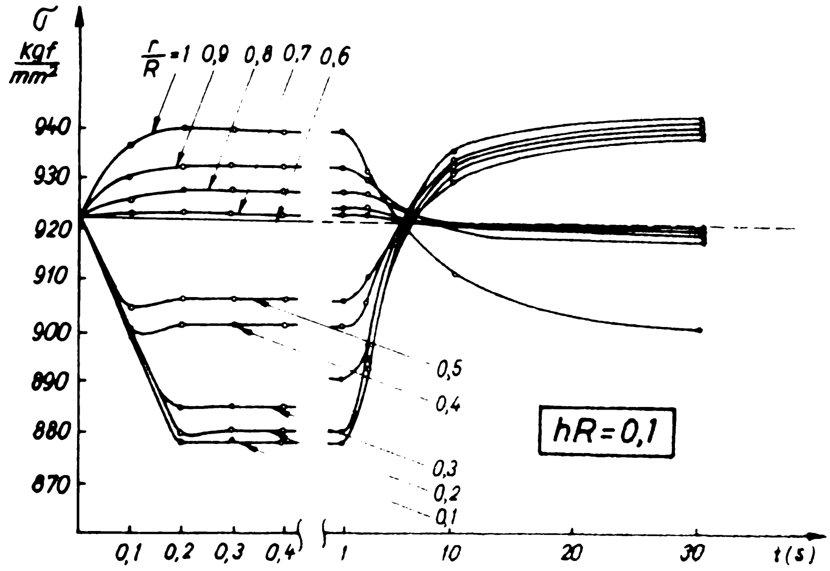


fig.3.4.11
Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,1

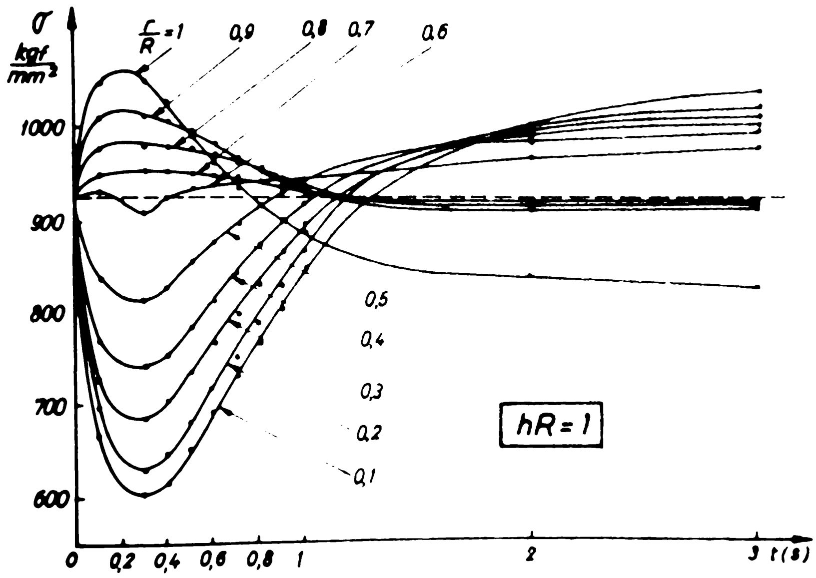


fig.3.4.12
Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 1

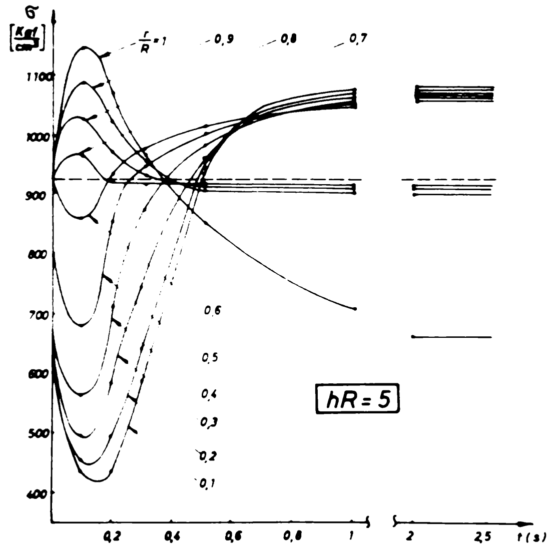


fig.3.4.13

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 5

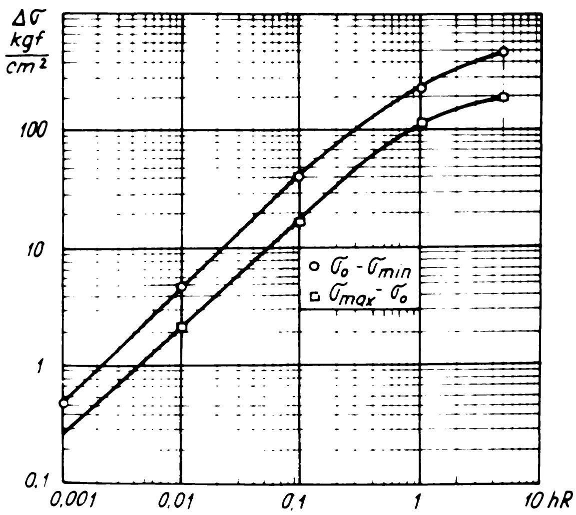


fig.3.4.14

Variaţia diferenţei $\sigma_o - \sigma_{min}$ şi $\sigma_{max} - \sigma_o$ cu produsul hR

In plus prezenţa deformaţiilor plastice conduce la apariţia unor tensiuni remanente, de compresiune, in fişiile dinspre suprafaţa exterioară şi de întindere înspre centrul epruvetei, după egalizarea temperaturii.

In diagrama din fig.3.4.14 s-a trasat în coordonate logaritmice variaţia tensiunii maxime pentru raportul $r/R = 1$ şi pentru $r/R = 0,1$ în funcţie de hR.

Se remarcă faptul că pînă la valori ale produsului hR= 0,02 nivelul tensiunii maxime nu depăşeşte 1% din nivelul tensiunii de bază. (922 kgf/cm^2).

In vederea comparării cîmpului de tensiune obţinut cu ajutorul programului TENSTERM, în care s-a ţinut cont de curbele caracteristice reale, cu cîmpul de tensiuni ce se obţine în ipoteza comportării elastice a oţelului, s-a elaborat un program de calcul a acestor tensiuni bazat pe relaţia 3.1.17.

In fig.3.4.15.a, 3.4.15.b şi 3.4.15.c, se prezintă schema logică utilizată. Calculul temperaturilor s-a făcut cu ajutorul programului de calcul prezentat în paragraful 3.3.

S-au folosit următoarele notaţii:

I, J = variabilele i (ordinul fişei) j (intervalul de timp)

E (I,J) = modulul de eforticitate E_{ij}

BETA (I,J) = coeficientul de dilatare liniară β_{ij}

DELTAT (I,J) = $\Delta \Theta_{ij}$

SIG (I,J) = σ_{ij}

SIGO = σ_0

SIGMA (I,J) $= \sigma_0 + \sum\limits_{q=1}^{j} \left\{ E_{iq} \left[\beta_{iq} \Delta \Theta_{iq} - \dfrac{\sum\limits_{i=1}^{n} E_{iq} \beta_{iq} \Delta \Theta_{iq}(2i-1)}{\sum\limits_{i=1}^{n} E_{iq}(2i-1)} \right] \right\}$

SUMI (I,J) $= \sum\limits_{i=1}^{n} E_{iq} \beta_{iq} \Delta \Theta_{iq} (2i-1)$

SUMP (I,J) $= \sum\limits_{i=1}^{n} E_{iq} (2i-1)$

$$E\,S = \frac{SUMI}{SUMP}$$

$$S = E_{iq}\,(\beta_{iq}\,\Delta\,\Theta_{iq} - ES)$$

$$SUMS = \sum_{q=1}^{j}\left\{E_{iq}\left[\beta_{iq}\,\Delta\,\Theta_{iq} - \frac{\sum_{i=1}^{n} E_{iq}\,\beta_{iq}\,\Delta\,\Theta_{iq}\,(2i-1)}{\sum_{i=1}^{n} E_{iq}\,(2i-1)}\right]\right\}$$

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru h R = 0,001; 0,01; 0,1; 1; 5 se prezintă în fig.3.4.16, 3.4.17, 3.4.18, 3.4.19, 3.4.20.

In fig.3.4.21 se prezintă în coordonate logaritmice dependenţa variaţiei tensiunii (pentru r/R = 0,1 şi r/R = 1) de produsul h R - cu linie plină pentru ipoteza comportării elastice a materialului şi cu linie întreruptă pentru ipoteza comportării elastoplastice.

Se observă că pe baza comportării elastice se obţin tensiuni de întindere evident mai mari. Diferenţa dintre tensiunile calculate în baza celor două ipoteze este cu atît mai mare cu cît produsul h R este mai mare. Deci aprecierea tensiunilor termice, la viteze mari de răcire, pe baza ipotezei elasticităţii materialului conduce la erori mari, ceeace îngreunează aprecierea rezultatelor experimentale la fluajul cu temperatură variabilă.

In plus starea de tensiune pe secţiune la finalul răcirii este neuniformă, în fîşiile din exterior tensiunea fiind mai mică decît cea nominală (9,22 kgf/mm^2) iar în cele din interior mai mare. In consecinţă după reîncălzire fluajul pe secţiune este neuniform fiind mai accelerat în fîşiile din interior. Evident că după un interval de timp datorită deformaţiilor plastice provocate de fluaj tensiunile pe secţiune se redistribuie diferenţele faţă de tensiunea nominală σ_0 măsurîndu-se. Este interesant de analizat cazul variaţiilor rapide de temperatură cînd apar diferenţe mari de tensiune pe secţiune şi care influenţează semnificativ procesul de fluaj. In paragraful ce urmează se va trata această problemă evidenţiindu-se tot odată că după aplicarea şocului termic se produce o creştere a deformării plastice a epruvetei.

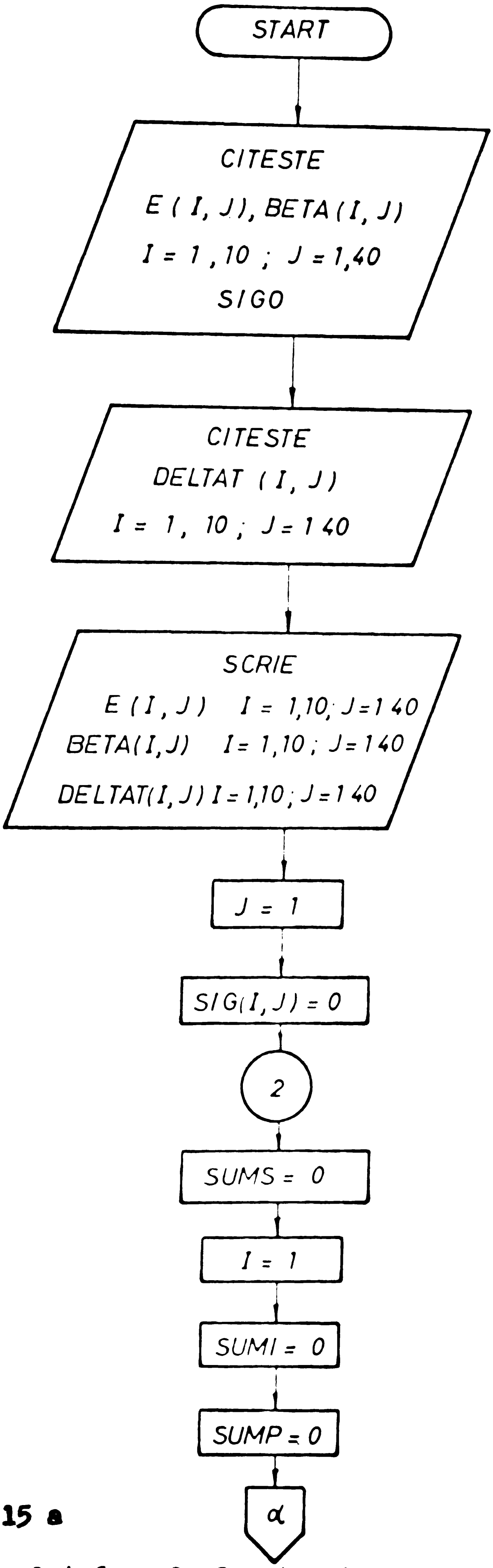


fig.3.4.15 a

Schema logică a programului de calcul a tensiunilor pe secțiunea transversală a epruvetei în ipoteza comportării elastice a materialului

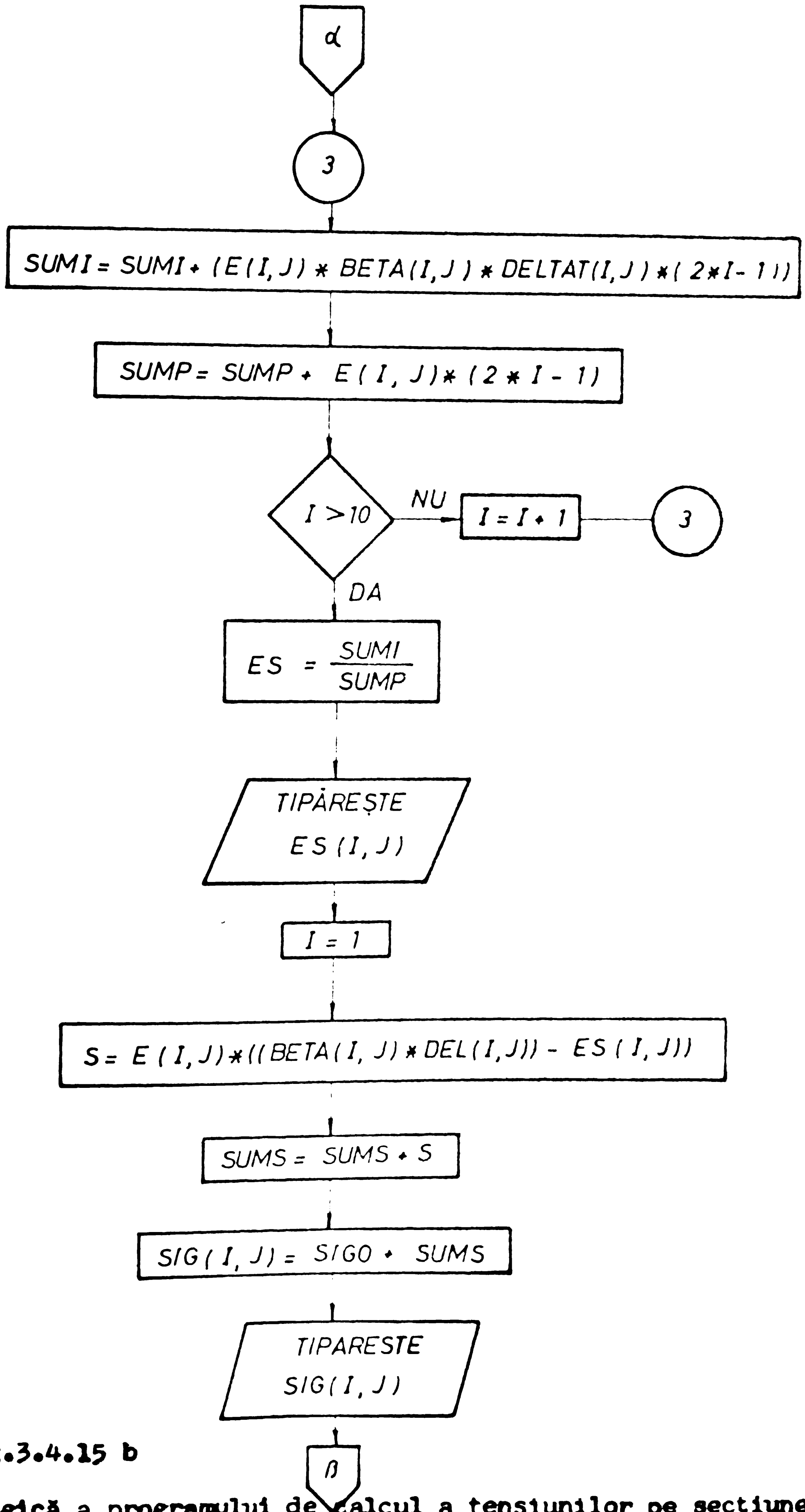


fig.3.4.15 b

Schema logică a programului de calcul a tensiunilor pe secțiunea transversală a epruvetei în ipoteza comportării elastice a materialului

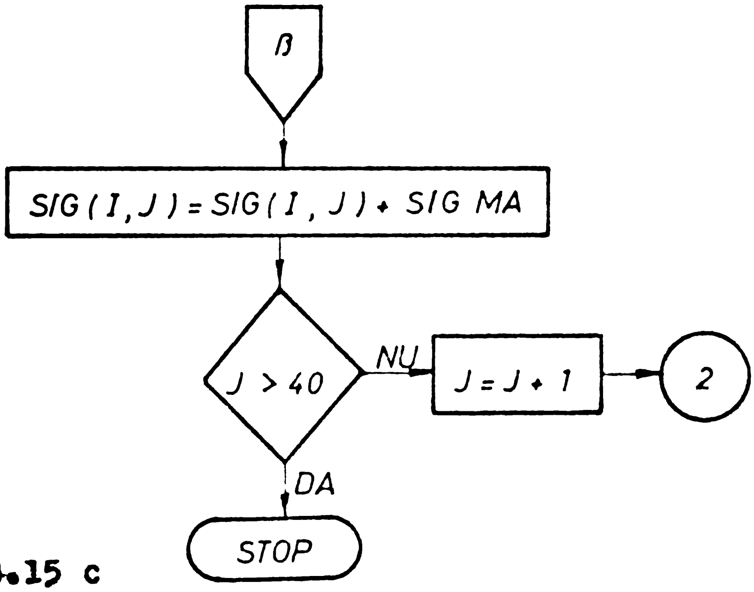


fig.3.4.15 c

Schema logică a programului de calcul a tensiunilor pe secțiunea transversală a epruvetei în ipoteza comportării elastice a materialului.

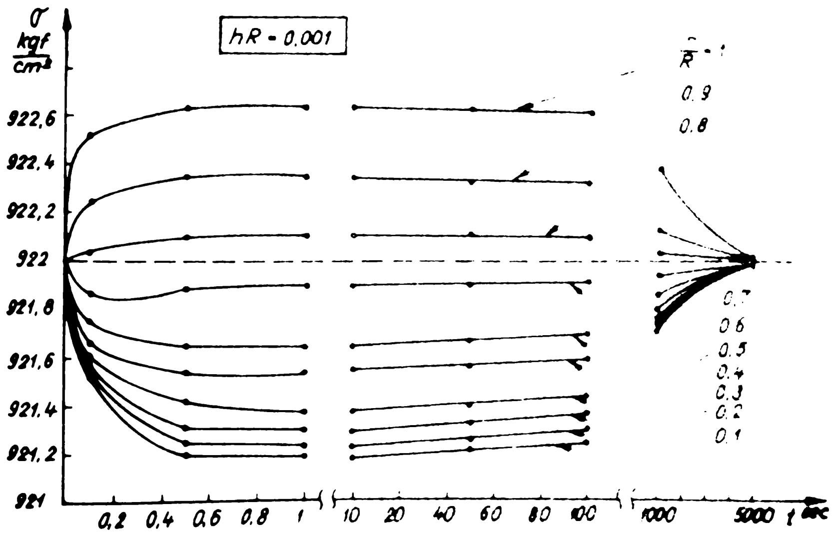


fig.3.4.16

Variația în timp a tensiunii pe secțiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,001 în ipoteza comportării elastice a materialului

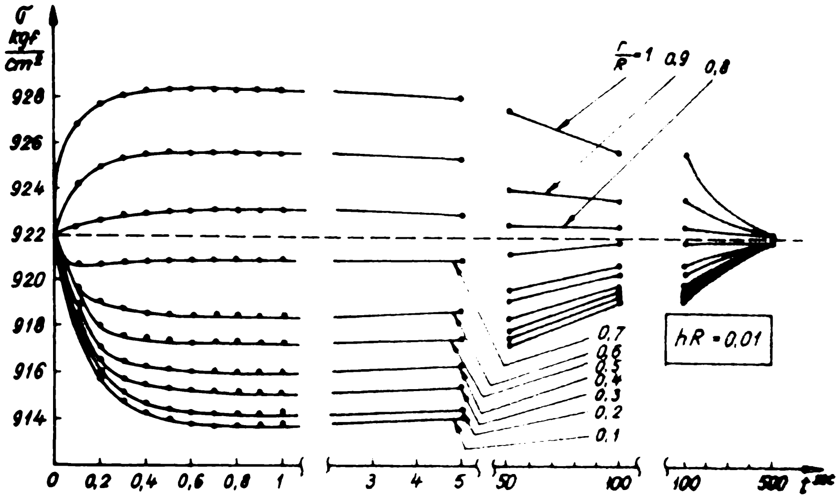


fig.3.4.17

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,01 în ipoteza comportării elastice a materialului

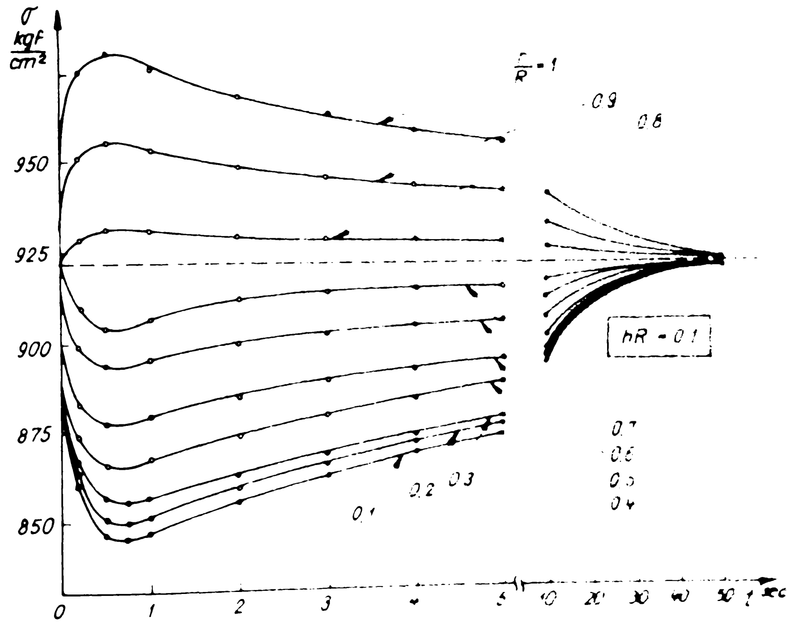


fig.3.4.18

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 0,1 în ipoteza comportării elastice a materialului

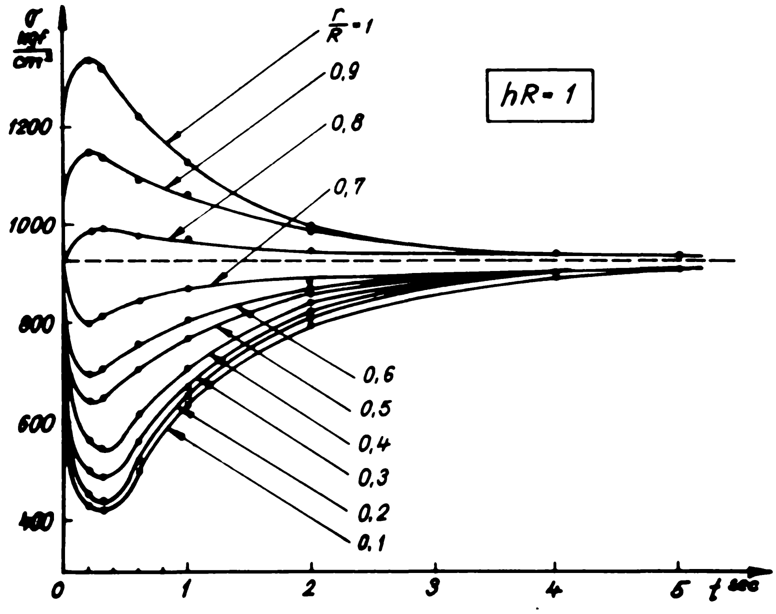


fig.3.4.19

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 1 în ipoteza comportării elastice a materialului

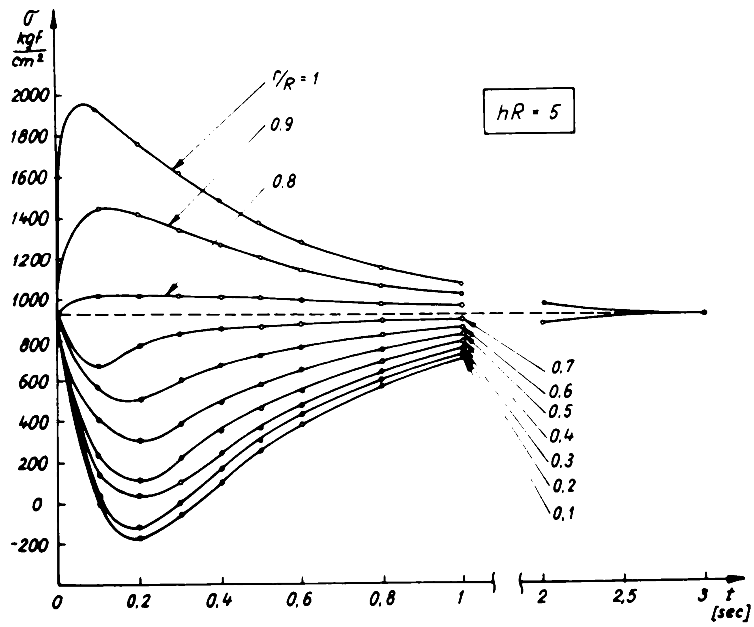


fig.3.4.20

Variaţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei pentru hR = 5 în ipoteza comportării elastice a materialului

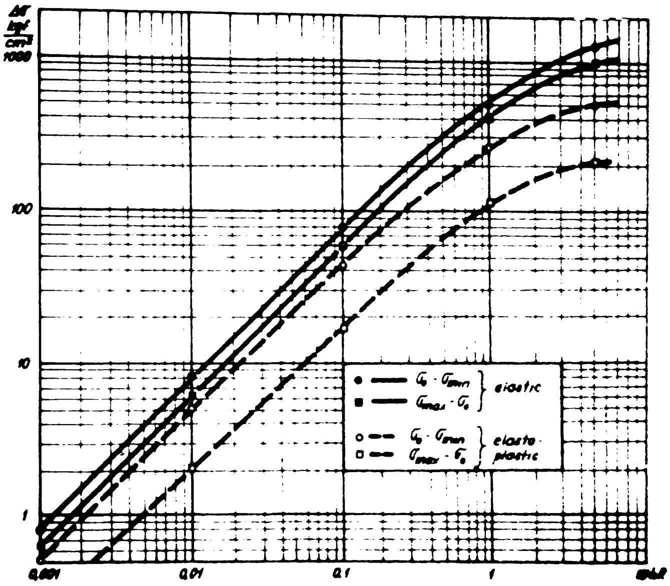


fig.3.4.21

Variaţia diferenţelor $\sigma_0 - \sigma_{min}$ şi $\sigma_{max} - \sigma_{min}$, cu produsul hR în ipoteza comportării elastice şi elastoplastice a materialului

3.5. Influenţa variaţiilor rapide de temperatură asupra comportării la fluaj.

Aşa cum s-a arătat în paragraful 3.4 în urma unor variaţii rapide de temperatură, a mediului ce înconjoară epruveta (şoc termic), în aceasta apar deformaţii permanente ce determină în final apariţia pe secţiune a unei distribuţii neuniforme de tensiune (fig.3.5.1). Cu σ_0 s-a notat tensiunea ce corespunde

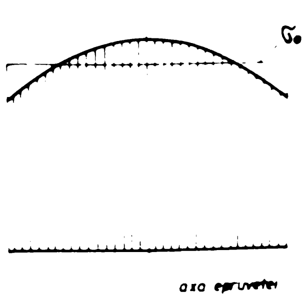


fig.3.5.1

Distribuţia tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei la sfîrşitul şocului termic.

încărcării exterioare a probei. Presupunînd că reîncălzirea se face mai lent, gradienții de temperatură vor fi mici și deci și tensiunile termice ce apar vor fi mici. In consecință este de așteptat că această distribuție de tensiune pe secțiunea transversală, să fie regăsită și la atingerea temperaturii nominale de încercare la fluaj. (Bineînțeles se neglijează fluajul probei în timpul perioadei de reîncălzire, ceeace nu introduce o eroare prea mare fiind vorba de minute, comparativ cu zeci ore sau sute de ore, durata încercării de fluaj). Pînă la aplicarea următorului șoc termic, fluajul se produce la tensiune variabilă în fiecare punct al secțiunii.

Dacă se împarte din nou epruveta în n fîșii inelare care pentru început se acceptă că lucrează independent atunci la sfîrșitul răcirii situația s-ar prezenta ca în fig.3.5.2.

Deoarece fîșiile lucrează împreună se va atinge în final o lungime medie l_{mo}, cuprinsă între l_{1o} și l_{no}. Această lungime mai poate fi exprimată ca

$$l_{mo} = l_{1o} + k_o (l_{no} - l_{1o}) \qquad (3.5.1)$$

unde k_o este un coeficient cuprins între 0 și 1. Tinînd seama că procesul se desfășoară de data aceasta la temperatură scăzută, limita de elasticitate este mai mare și deci comportarea materialului este elastică. Deci:

$$\Delta \sigma_{1o} = \Delta \varepsilon_{1o} \cdot E_o \qquad (3.5.2)$$

unde $\Delta \sigma_{io}$ este variația de tensiune față de σ_o și $\Delta \varepsilon_{io}$ variația alungirii în fîșia de ordinul i. E_o este modulul de elasticitate la temperatura inferioară a ciclului răcire-încălzire.

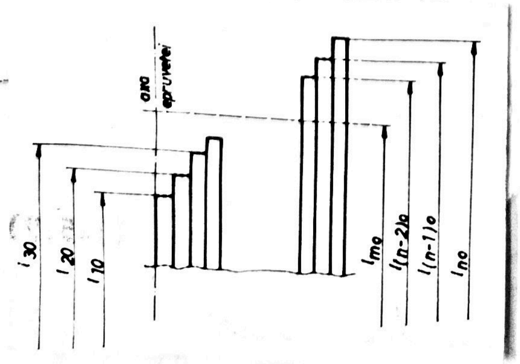


fig.3.5.2
Situația fîșiilor inelare la sfîrșitul răcirii în ipoteza că lucrează independent

Dar

$$\Delta\varepsilon_{io} = \frac{l_{mo} - l_{io}}{l_{mo}} = \frac{l_{lo} + k_o\,(l_{no} - l_{lo}) - l_{io}}{l_{lo} + k_o\,(l_{no} - l_{lo})} \qquad (3.5.3)$$

Inlocuind în 3.5.2 se obţine:

$$\Delta\sigma_{io} = \frac{k_o\,(l_{no} - l_{lo}) - (l_{io} - l_{lo})}{lo + k_o\,(no - lo)}\,E_o \qquad (3.5.4)$$

Ţinînd seama de relaţia 3.1.13 care devine:

$$\sum_{i=1}^{n} (2i - 1)\Delta\sigma_{io} = 0 \qquad (3.5.5)$$

Se poate obţine valoarea lui k_o

$$k_o = \frac{(n^2 - 1)\Delta\sigma_{lo} - \sum_{i=1}^{n} (2i - 1)\Delta\sigma_{io}}{2\,n\,(\Delta\sigma_{lo} - \Delta\sigma_{no})} \qquad (3.5.6)$$

Dar din relaţia 3.5.1 rezultă

$$l_{mo} - l_{lo} = k_o\,(l_{no} - l_{lo})$$

Impărţind cu l_{mo} se obţine:

$$\frac{l_{mo} - l_{lo}}{l_{mo}} = k_o \cdot \frac{l_{no} - l_{lo}}{l_{mo}}$$

dar

$$\frac{l_{mo} - l_{lo}}{l_{mo}} = \Delta\varepsilon_{lo}$$

iar

$$\frac{l_{no} - l_{lo}}{l_{mo}} = \frac{\sigma_{lo} - \sigma_{no}}{E}$$

deci

$$\Delta\varepsilon_{lo} = k_o\,\frac{\sigma_{lo} - \sigma_{no}}{E} \qquad (3.5.7)$$

Alungirea totală a probei (elastică) va fi:

$$\varepsilon_{oe} = \varepsilon_{1o} + \Delta\varepsilon_{1o} = \frac{\sigma_{1o}}{E} + k_o \frac{\sigma_{1o} - \sigma_{no}}{E} = \frac{\sigma_{1o}}{E}\left(1 + k_o \frac{\sigma_{1o} - \sigma_{no}}{1o}\right) \qquad (3.5.8)$$

In continuare se dezvoltă procesul de fluaj dar la o distribuţie neuniformă a tensiunii pe secţiune. Evident fîşiile din centrul probei care se află la o tensiune mai mare vor avea şi viteza de fluaj mai mare, iar cele dela margine unde tensiunea este mai mică vor avea o viteză de fluaj mai mică. Datorită deformaţiilor plastice provocate de fluaj, deformaţiile elastice care au provocat neuniformitatea distribuţiei tensiunilor se micşorează şi deci se produce o redistribuire a tensiunilor pe secţiunea transversală.

Se vor considera intervale de timp Δt_j în care se accep-tă că fluajul se produce în fiecare fîşie la tensiune constantă, apoi se va calcula noua distribuţie a tensiunilor. Din nou se va admite fluaj la tensiune constantă în fiecare fîşie (evident la noul nivel al tensiunilor) ş.a.m.d. Desigur cu cît intervalele de timp considerate vor fi mai mici cu atît precizia calculului va fi mai mare.

După primul interval de timp Δt_1 în fiecare fîşie va apărea o lungire de fluaj Δl_{fi1} şi lungimea medie va fi l_{m_1} (fig.3.5.3).

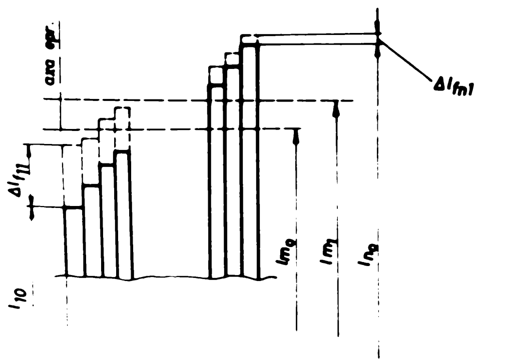


fig.3.5.3
Situaţia fîşiilor inelare după prima perioadă de fluaj, în intervalul de timp Δt_1, în ipoteza că lucrează independent

Evident:

$$l_{i1} = l_{io}\left(1 + \Delta\varepsilon_{f_{i1}}\right) \qquad (3.5.9)$$

unde:

l_{i1} - lungimea fîşiei de ordinul i după intervalul de timp t_1

l_{io} - lungimea iniţială a fîşiei de ordinul i

$\Delta \varepsilon_{f_{i1}}$ - alungirea fîşiei de ordinul i după intervalul de timp Δt_1 datorită fluajului.

Lungimea medie l_{m1} (fig.3.5.2) va fi

$$l_{m1} = l_{11} + k_1 \left(l_{n1} - l_{11} \right) \tag{3.5.10}$$

unde k_1 este un coeficient cuprins între 0 şi 1.

Datorită deformaţiei plastice produsă de fluaj cîmpul de tensiune tinde să se niveleze, diferenţele dintre tensiunile fiecărei fîşii şi σ_0 micşorîndu-se. Se impune din nou condiţia că fîşiile lucrează împreună şi deci alungirea fîşiei de ordinul i faţă de lungimea medie va fi

$$\Delta \varepsilon_{i1} = \frac{l_{m1} - l_{i1}}{l_{m1}} \tag{3.5.11}$$

Ţinînd seama de relaţiile 3.5.9 şi 3.5.10 relaţia 3.5.11 devine:

$$\Delta \varepsilon_{i1} = \frac{l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11}) + k_1\left[l_{n0}(1+\Delta\varepsilon_{fn1}) - l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11})\right] - l_{i0}(1+\Delta\varepsilon_{fi1})}{l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11}) + k_1\left[l_{n0}(1+\Delta\varepsilon_{fn1}) - l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11})\right]}$$

sau grupîndu-se în alt mod termenii:

$$\Delta \varepsilon_{i1} = \frac{(l_{10}-l_{i0}) + (l_{10}\Delta\varepsilon_{f11} - l_{i0}\Delta\varepsilon_{fi1}) + k_1\left[(l_{n0}-l_{10}) + (l_{n0}\Delta\varepsilon_{fn1} - l_{10}\Delta\varepsilon_{f11})\right]}{l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11}) + k_1\left[l_{n0}(1+\Delta\varepsilon_{f11}) - l_{10}(1+\Delta\varepsilon_{f11})\right]}$$

făcîndu-se artificiul:

$$l_{10} - l_{i0} = l_{m0} - l_{i0} - (l_{m0} - l_{10})$$

respectiv

$$l_{n0} - l_{10} = l_{m0} - l_{10} - (l_{m0} - l_{n0})$$

şi împărţind şi numitorul şi numărătorul cu l_{m0} se obţine:

$$\Delta \varepsilon_{i1} = \frac{(\Delta\varepsilon_{i0} - \Delta\varepsilon_{10}) + \left(\frac{l_{10}}{l_{m0}}\Delta\varepsilon_{f11} - \frac{l_{i0}}{l_{m0}}\Delta\varepsilon_{f11}\right) + k_1\left[-(\Delta\varepsilon_{n0} - \Delta\varepsilon_{10}) + \left(\frac{l_{n0}}{l_{m0}}\Delta\varepsilon_{fn1} - \frac{l_{10}}{l_{m0}}\Delta\varepsilon_{f11}\right)\right]}{\frac{l_{10}}{l_{m0}} + k_1\Delta\varepsilon_{n0} + k_1\frac{l_{n0}}{l_{m0}}\Delta\varepsilon_{fn1} + (1-k_1)\frac{l_{10}}{l_{n0}}\Delta\varepsilon_{f11}}$$

ţinînd seama că $\Delta\varepsilon_{f_{i1}} << 1$ şi că $\frac{l_{io}}{l_{mo}} = 1$ se obţine

$$\Delta\varepsilon_{i1} = (\Delta\varepsilon_{io} - \Delta\varepsilon_{1o}) + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}}) + k_1\left[(\Delta\varepsilon_{f_{n1}} - \Delta\varepsilon_{f_{11}}) - (\Delta\varepsilon_{no} - \Delta\varepsilon_{1o})\right] \quad (3.5.12)$$

Dar

$$\Delta\varepsilon_{io} = \frac{\Delta\sigma_{io}}{E_t} \quad (3.5.13)$$

unde E_t este modulul de elasticitate la temperatura la care se produce fluajul, iar $\Delta\sigma_{io}$ diferenţa dintre tensiunea iniţială σ_{io} (din fîşia de ordinul i) şi σ_o.

Folosind 3.5.13 relaţia 3.5.12 devine:

$$\Delta\varepsilon_{i1} = \frac{\Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o}}{E_t} + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}}) + k_1\left[(\Delta\varepsilon_{f_{n1}} - \Delta\varepsilon_{f_{11}}) - \frac{\Delta\sigma_{no} - \Delta\sigma_{1o}}{E_t}\right] \quad [3.5.14]$$

Se înmulţeşte relaţia 3.5.14 cu E_t şi se obţine:

$$\Delta\sigma_{i1} = \Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o} + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}})E_t + k_1\left[(\Delta\varepsilon_{f_{n1}} - \Delta\varepsilon_{f_{11}})E_t - (\Delta\sigma_{no} - \Delta\sigma_{1o})\right] \quad [3.5.15]$$

In vederea determinării coeficientului k_1 se impune condiţia 3.1.13:

$$\sum_{i=1}^{n}\left\{\Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o} + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{1i}})E_t + k_1\left[(\Delta\varepsilon_{f_{n1}} - \Delta\varepsilon_{f_{11}})E_t - (\Delta\sigma_{no} - \Delta\sigma_{1o})\right]\right\} = 0$$

de unde rezultă:

$$k_1 = -\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o} + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}})E_t\right](2i-1)}{n^2(\Delta\varepsilon_{f_{n1}} - \Delta\varepsilon_{f_{11}})E_t - (\Delta\sigma_{no} - \Delta\sigma_{1o})} \quad (3.5.16)$$

Inlocuind în 3.5.15 se obţine valoarea lui $\Delta\sigma_{i1}$

$$\Delta\sigma_{i1} = (\Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o}) + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}})E_t - \frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\Delta\sigma_{io} - \Delta\sigma_{1o} + (\Delta\varepsilon_{f_{11}} - \Delta\varepsilon_{f_{i1}})E_t\right] \cdot (2i-1)}{n^2} \quad (3.5.17)$$

După scurgerea intervalului de timp Δt_1 tensiunile se redistribuie pe secțiune și se consideră un nou interval de timp Δt_2, dealungul căruia fluajul în fiecare fîșie se produce la o tensiune $\sigma_0 - \Delta\sigma_{i1}$ ce se va considera constantă pe tot acest nou interval de timp. Repetînd raționamentul prezentat anterior se poate obține expresia diferenței de tensiune $_{ij}$ (față de σ_0) cu relația

$$\Delta\sigma_{ij} = \Delta\sigma_{i(j-1)} - \Delta\sigma_{1(j-1)} + \frac{\Delta\varepsilon_{f_{1j}} - \Delta\varepsilon_{f_{ij}}}{E_t} - \frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\Delta\sigma_{i(j-1)} - \Delta\sigma_{1(j-1)} + \frac{\Delta\varepsilon_{f_{1j}} - \Delta\varepsilon_{f_{ij}}}{E_t}(2i-1)\right]}{n^2} \qquad (3.5.18)$$

In vederea determinării deformațiilor de fluaj $\Delta\varepsilon_{f_{ij}}$ se acceptă valabilă ipoteza întăririi sub forma analitică 1.2.4, propusă de Davis

$$\dot{\varepsilon}_f\, \varepsilon_f^{\beta} = \alpha\, \sigma^{\gamma}$$

sau după integrare:

$$\varepsilon_f = \left[\alpha\, \sigma^{\gamma} (\beta+1) t\right]^{\frac{1}{\beta+1}}$$

Pentru determinarea constantelor α, β și γ se pune această relație sub altă formă:

$$\varepsilon_f = \alpha^{\frac{1}{\beta+1}} \cdot \sigma^{\frac{\gamma}{\beta+1}} \cdot (\beta+1)^{\frac{1}{\beta+1}}\, t^{\frac{1}{\beta+1}} \qquad (3.5.19)$$

Se notează

$$\alpha^{\frac{1}{\beta+1}} \cdot (\beta+1)^{\frac{1}{\beta+1}} = q$$

$$\frac{\gamma}{\beta+1} = m \qquad (3.5.20)$$

$$\frac{1}{\beta+1} = n$$

In aceste condiții 3.5.19 devine

$$\varepsilon_f = q\, \sigma^m\, t^n \qquad (3.5.21)$$

Determinarea constantelor q, m, n se poate face uşor dacă se dispune de 2 curbe de fluaj ridicate la aceiaşi temperatură dar la tensiuni diferite (σ_1 şi σ_2). Considerînd aceiaşi tensiune (de exemplu σ_1) şi durate diferite t_1 şi t_2 se obţine:

$$\frac{\varepsilon_{f1}}{\varepsilon_{f2}} = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^n \rightarrow n = \frac{\ln \varepsilon_{f1} - \ln \varepsilon_{f2}}{\ln t_1 - \ln t_2} \qquad (3.5.22)$$

Considerîndu-se apoi acelaş timp t dar tensiuni diferite

$$\frac{\varepsilon'_{f1}}{\varepsilon'_{f2}} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^m \rightarrow m = \frac{\ln \varepsilon'_{f1} - \ln \varepsilon'_{f2}}{\ln \sigma_1 - \ln \sigma_2} \qquad (3.5.23)$$

Determinarea constantei q se poate face simplu pe baza unui singur punct (ε_f, t) al uneia din cele două curbe de fluaj cu ajutorul relaţiei 3.5.21. Raţionamentul prezentat este valabil dacă curbele de fluaj sînt geometric asemenea. In realitate se observă abateri dela această regulă, constantele q, m şi n urmînd a se determina ca valori medii pe baza a mai multor puncte ale curbelor ridicate la mai multe nivele de tensiune.

Valorile acestor constante pentru un oţel OLK2 stabilite pe baza curbelor medii de fluaj ridicate la tensiunile de 12, 14 şi 16 kgf/mm^2, temperatura de 450^0 C şi diferiţi timpi dela începerea încercării sînt prezentate în tabelul 3.5.1. Se remarcă pentru n, m şi q valori destul de apropiate ceeace permite să se ia în considerare în calcule valoarea medie a celor 9 determinări. Rezultă

$$n_{med} = 0{,}289 \qquad m_{med} = 5{,}1738 \qquad q_{med} = 3{,}1155 \cdot 10^{-10}$$

Tabelul 3.5.1

σ $\left[\frac{kgf}{mm^2}\right]$	t [sec]	f	n_1, n_2, n_3	t [sec]	σ $\left[\frac{kgf}{mm^2}\right]$	f	m_1, m_2, m_3
12	10800	0,00190	0,2280	10800	12	0,00190	5,1479
	36000	0,00250	0,2644		14	0,00421	5,1269
	360000	0,00482	0,2833		16	0,00833	5,1026
14	10800	0,00421	0,3083	36000	12	0,00250	4,7527
	36000	0,00520	0,2906		14	0,00520	5,0226
	180000	0,00822	0,2830		16	0,01060	5,3340
16	3600	0,00362	0,2973	180000	12	0,00403	4,6580
	18000	0,00585	0,3393		14	0,00822	5,3251
	36000	0,00740	0,3099		16	0,01850	6,0951

σ	t	f	q_1, q_2, q_3
12	10800	0,00190	$3,38.10^{-10}$
	36000	0,00250	$3,15.10^{-10}$
	180000	0,00403	$3,16.10^{-10}$
14	10800	0,00421	$3,37.10^{-10}$
	36000	0,00520	$2,94.10^{-10}$
	180000	0,00822	$2,92.10^{-10}$
	3600	0,0036	$2,99.10^{-10}$
	18000	0,00585	$3,03.10^{-10}$
	36000	0,00740	$3,10.10^{-10}$

Obs.:

Valorile constantelor n, m şi q au fost determinate cu ajutorul relaţiilor 3.5.21, 3.5.22 şi 3.5.23 luîndu-se în considerare pentru aceiaşi tensiune sau acelaş timp prima linie cu a doua (n_1, m_1, q_1) prima linie cu a treia (n_2, m_2, q_2) şi a doua linie cu a treia (n_3, m_3, q_3)

Cu aceste valori ecuaţia 3.5.21 devine

$$\varepsilon_f = 3,1155 \cdot \sigma^{5,1738} \cdot t^{0,289} \cdot 10^{-10} \qquad (3.5.24)$$

unde σ este exprimat în kgf/mm^2 şi t în sec.

In fig.3.5.4 se prezintă cu linie plină curbele de fluaj medii ridicate la cele 3 nivele de tensiune şi la temperatura de 450°C pentru oţelul OLK2 şi cu linie întreruptă aceleaşi curbe stabilite cu ecuaţia 3.5.24.

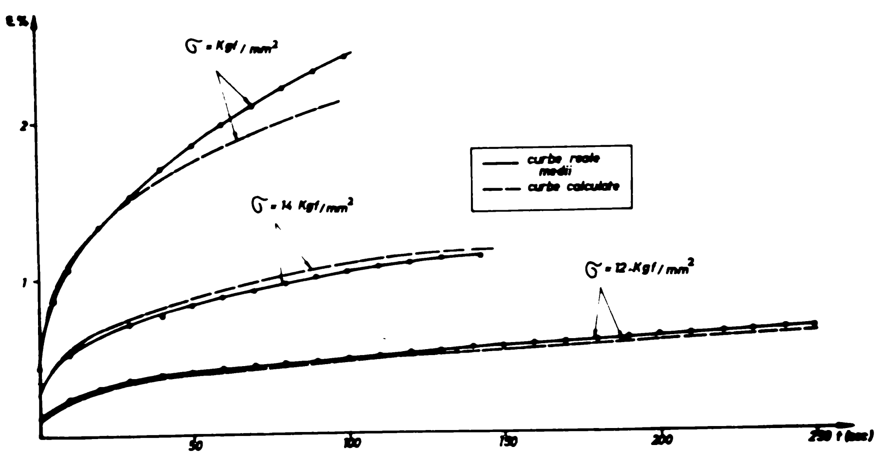


fig.3.5.4

Curbele de fluaj medii reale şi calculate pentru oţelul OLK2 la temperatura de 450°C şi tensiunile de 12, 14 şi 16 kgf/mm²

In urma aplicării şocului termic epruveta suferă deformaţii plastice şi ca atare lungimea ei creşte. Cu ajutorul metodei iterative descrisă anterior s-a determinat repartiţia în timp a tensiunii pe secţiunea transversală a epruvetei. Pe baza valorilor $\Delta\sigma_{ij}$ determinate se pot stabilii variaţiile lungirii specifice $\Delta\varepsilon_{ij}$ din curba caracteristică medie şi utilizînd relaţia 3.1.9 se poate determina k_j.

$$k_j = \frac{\Delta\varepsilon_{ij} + (\beta_{nj}\,\Delta\Theta_{nj} - \beta_{ij}\,\Delta\Theta_{ij})}{\beta_{nj}\,\Delta\Theta_{nj} - \beta_{ij}\,\Delta\Theta_{ij}} \tag{3.5.25}$$

Variaţia alungirii medii a epruvetei se poate considera ca

$$\Delta\varepsilon_{mj} = \frac{l_{mj} - l_{m(j-1)}}{l_{m(j-1)}} \tag{3.5.26}$$

Sau ţinînd seama de relaţia 3.1.5 :

$$\Delta\varepsilon_{mj} = \frac{l_{nj} + k_j(l_{1j} - l_{nj}) - l_{n(j-1)} - k_{j-1}(l_{1(j-1)} - l_{n(j-1)})}{l_{m(j-1)}} \tag{3.5.26'}$$

Dacă se consideră în relația (3.5.26'), $l_{m(j-1)} \cong l_0$ (unde l_0 este lungimea inițială a epruvetei sub sarcina F_0) atunci se poate scrie:

$$\Delta\varepsilon_{mj} = \frac{l_{nj} - l_{n(j-1)}}{l_0} + k_j \frac{l_{1j} - l_{nj}}{l_0} - k_{j-1} \frac{l_{1(j-1)} - l_{n(j-1)}}{l_0}$$

făcîndu-se artificiile:

$$\frac{l_{1j} - l_{nj}}{l_0} = \frac{l_{mj} - l_{nj} - (l_{mj} - l_{1j})}{l_0} = \Delta\varepsilon_{nj} - \Delta\varepsilon_{1j}$$

$$\frac{l_{1(j-1)} - l_{n(j-1)}}{l_0} = \frac{l_{m(j-1)} - l_{n(j-1)} - (l_{m(j-1)} - l_{1(j-1)})}{l_0} = \Delta\varepsilon_{n(j-1)} - \Delta\varepsilon_{1(j-1)}$$

și ținînd cont că

$$\frac{l_{nj} - l_{n(j-1)}}{l_0} = \frac{l_{m(j-1)}(1 - \beta_{nj}\Delta\Theta_{nj}) - l_{nj-1}}{l_0} =$$

$$= \frac{l_{m(j-1)} - l_{n(j-1)} - l_{m(j-1)}\beta_{nj}\Delta\Theta_{nj}}{l_0} = \Delta\varepsilon_{nj-1} - \beta_{nj}\Delta\Theta_{nj}$$

rezultă

$$\Delta\varepsilon_{mj} = \Delta\varepsilon_{n(j-1)} - \beta_{nj}\Delta\Theta_{nj} + k_j(\Delta\varepsilon_{nj} - \Delta\varepsilon_{1j}) - k_{j-1}(\Delta\varepsilon_{n(j-1)} - \Delta\varepsilon_{1(j-1)}) \qquad (3.5.27)$$

Relația 3.5.27 permite calculul variației în timp a lungimii specifice medii a epruvetei și în consecință valoarea deformației specifice remanente, la nivelarea temperaturii pe întreaga secțiune a epruvetei. Dacă reîncălzirea se face lent atunci această deformație remanentă este de așteptat să fie regăsită și la nivelul superior al temperaturii datorită faptului că tensiunile termice ce apar în timpul încălzirii sînt neglijabile.

Calculul variației lungimii medii de fluaj $\Delta\varepsilon_{fmj}$ se poate face analog, pornind tot de la relația 3.5.26, dar ținînd seama de relația 3.5.10 rezultă

$$\Delta\varepsilon_{fmj} = \frac{l_{1j} + k_j(l_{1j} - l_{nj}) - l_{1(j-1)} - k_{j-1}(l_{1(j-1)} - l_{n(j-1)})}{l_{m(j-1)}}$$

Acceptînd la numitor $l_{m(j-1)} = l_0$ și grupînd termenii se obține:

$$\Delta\varepsilon_{fmj} = \frac{l_{1j} - l_{1(j-1)}}{l_0} + k_j \frac{l_{1j} - l_{nj}}{l_0} - k_{j-1} \frac{l_{1(j-1)} - l_{n(j-1)}}{l_0}$$

sau înlocuind conform relației 3.5.9

$$l_{1j} = l_{1j-1}\,(1 + \Delta\varepsilon_{f1j})$$

rezultă:

$$\Delta\varepsilon_{f\,mj} = \Delta\varepsilon_{f1j} + k_j(\Delta\varepsilon_{nj} - \Delta\varepsilon_{1j}) - k_j(\Delta\varepsilon_{n(j-1)} - \Delta\varepsilon_{1(j-1)}) \qquad (3.5.28)$$

Admițîndu-se că șocul termic se produce dela 450°C la 300°C cu hR = 5 s-a calculat variația lungirii specifice medii atît în timpul șocului termic cît și în timpul procesului de fluaj. Rezultatele obținute sînt prezentate în fig.3.5.5 și 3.5.6; s-a presupus că șocul termic se produce în momentul în care deformația totală de fluaj este de 0,2 %.

In figura 3.5.7 se prezintă variația tensiunii din fîșia cu r/R = 0,1 și r/R = 1 în timpul procesului de fluaj.

Se poate remarca că șocul termic conduce la o creștere importantă a lungirii specifice ≈ 0,3 % ceeace în diagrama de fluaj corespunde unui salt echivalent cu creșterea bruscă a tensiunii aplicate. In acest fel în acelaș interval de timp, deformația de fluaj în cazul aplicării șocurilor termice este mai mare decît cea care corespunde temperaturii constante și evident și ruperea se produce mai repede. Acest lucru explică în bună parte rezultatele obținute de Röpke [52] .

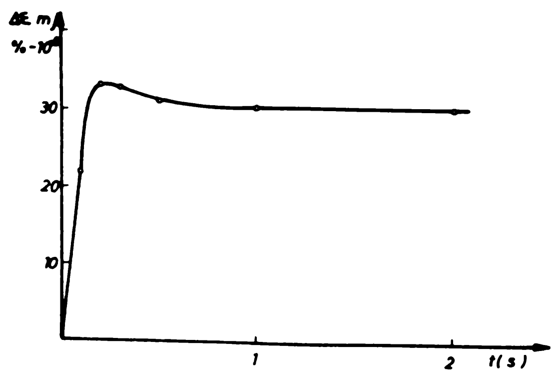


fig.3.5.5
Variația lungirii specifice medii $\Delta\varepsilon_{mj}$ în timpul șocului termic

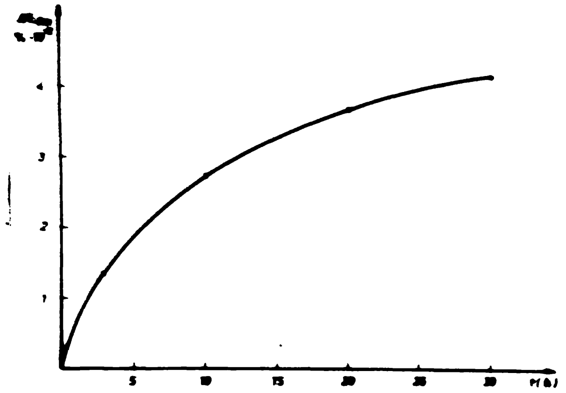


fig.3.5.6
Variația lungirii specifice medii de fluaj $\Delta\varepsilon_{fm}$ după aplicarea șocului termic

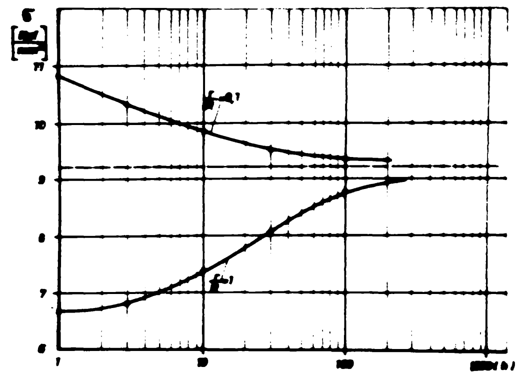


fig.3.5.7
Variația tensiunii în fișiile cu r/R = 0,1 și r/R = 1 în timpul procesului de fluaj

In fig.3.5.8 se prezintă aspectul curbei de fluaj calculate, după aplicarea șocului termic comparativ cu curba de fluaj corespunzătoare temperaturii și tensiunii constante (450°C și 9,22 daN/cm^2).

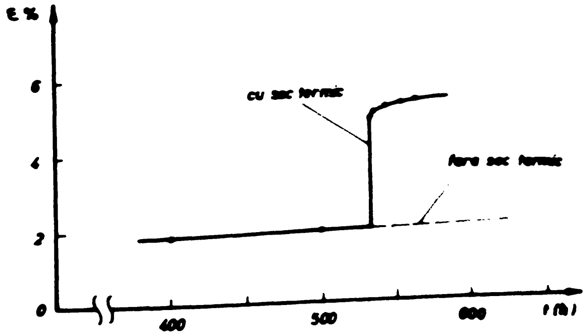


fig.3.5.8
Curba de fluaj după aplicarea șocului termic

Desigur metodica prezentată poate fi aplicată și pentru alte valori ale produsului hR adică pentru alte viteze de răcire, obținîndu-se desigur alt nivel al tensiunilor termice și o

altă desfăşurare a procesului de fluaj ce urmează şocului termic.

Dacă şocurile termice se aplică la intervale de timp suficient de mari pentru a se produce nivelarea tensiunilor pe secţiunea transversală (datorită fluajului) atunci fiecare nou şoc va introduce aceleaşi tensiuni termice, aceiaşi deformaţie plastică rapidă în timpul răcirii precum şi aproximativ acelaş proces de fluaj. Aproximaţia în ceeace priveşte procesul de fluaj se referă la faptul că lungirea specifică de fluaj $\Delta\varepsilon_{fo}$ luată în considerare în calculul deformaţiilor de fluaj $\Delta\varepsilon_{fij}$ creşte. Ţinînd însă seama că ponderea cea mai mare în creşterea deformaţiei plastice după aplicarea şocului termic o au tensiunile termice din timpul răcirii (fig.3.5.8) modificarea procesului de fluaj poate fi neglijată. Dacă însă şocurile termice se succed rapid atunci practic procesul de fluaj are o contribuţie mică la cumularea deformaţiei plastice, principalul responsabil fiind tensiunile termice, generate de răcirea neuniformă.

In acest caz la aplicarea programului "TENSTERM" pentru un nou şoc termic, se va porni de fiecare dată dela repartiţia tensiunii generată de şocul anterior.

4. VERIFICARI EXPERIMENTALE

In capitolul 3 s-a prezentat şi aplicat (pentru un oţel OLK2) o metodă iterativă de calcul a tensiunilor şi deformaţiilor în cazul fluajului cu temperatură variabilă. Metoda presupune inexistenţa unor modificări structurale importante, accelerate de variaţiile de temperatură şi tensiune, care au influenţa asupra vitezei de fluaj. Pentru verificarea acestei presupuneri s-au efectuat încercări de tracţiune, rezilienţă, fluaj şi probe metalografice pe 3 loturi de epruvete. Primul lot a fost încercat fără aplicarea iniţială a nici unui ciclu încălzire - răcire. Al doilea lot a fost supus în prealabil la 50 cicluri încălzire la 450°C şi răcire în aer liber. La al treilea lot s-au aplicat aceleaşi cicluri dar răcirea s-a făcut în apă.

De asemenea, în vederea verificării metodicii de calcul a tensiunilor şi deformaţiilor la fluaj cu şocuri termice, s-au efectuat încercări de fluaj la tensiune constantă epruveta fiind supusă din timp în timp unor şocuri termice realizate prin răcire cu gheaţă.

4.1. Date privind oţelul cercetat

Oţelul OLK 2 luat în studiu a provenit din table de cazan neutilizate, de 16 mm grosime cu următoarea compoziţie chimică (tab.4.1.1).

Tabelul 4.1.1

	C	S	Mn	P	Si	Cu	Ni	Cr
%	0,16	-	0,43	0,025	0,015	0,015	0,002	0,002

Incercarea la tracţiune la temperatura de 20°C conform STAS 200-75 a 6 bucăţi epruvete prelevate din materialul tablelor a condus la caracteristicile mecanice trecute în tabelul 4.1.2.

Incercarea la rezilienţă la 20°C s-a făcut pe 12 bucăţi epruvete cu crestătura U conform STAS 1400-75 la un ciocan Charpy de 30 kgfm. Rezultatele obţinute sînt concentrate în tabelul 4.1.3.

Tabelul 4.1.2

Nr. det.	c [kgf/mm^2]	r [kgf/mm^2]	Val. medie	λ_5 %	Val. medie	Z %	Val. medie
1	-	43,5		35,0		57,6	
2	-	42,6		35,5		59,6	
3	-	43,9	43,27	37,5	36,65	60,6	59,97
4	24,4	42,2		38,8		63,8	
5	-	43,2		33,4		57,6	
6	-	44,2		39,7		60,6	

Tabelul 4.1.3

Nr. det.	Direcţia de prelevare a epruvetei	Rezilienţa KCU 30/2 [kgfm/cm^2]	Val. medie	Nr. det.	Direcţia de prelevare a epruvetei	Rezilienţa KCU 30/2 [kgf /cm^2]	Val. medie
1	transversală	11,70		7	longitudinală	11,17	
2	"	12,72		8	"	10,33	
3	"	14,625	12,35	9	"	11,66	10,91
4	"	13,12		10	"	10,06	
5	"	11,80		11	"	10,85	
6	"	10,16		12	"	11,44	

Valoare medie transversal + longitudinal = 11,63 kgfm/cm^2

Rezultatele obţinute la aceste încercări clasice denotă o bună deformabilitate a oţelului tablelor, rezistenţă mecanică statică ridicată pentru un oţel de această categorie şi rezilienţa superioară limitei inferioare de 6 kgfm/cm^2 admisă de STAS 2883-62 ce se referă la table de cazan din oţeluri de tip OLK.

4.2. Incercări experimentale la temperatura ridicată asupra probelor din oţelul OLK 2.

In vederea studiului influenţei variaţiilor de temperatură asupra comportării la temperaturi ridicate a oţelului

OLK 2 s-au prelevat probe dintr-o singură tablă, din care s-au confecţionat 3 loturi de epruvete pentru încercarea la tracţiune, pentru încercarea de fluaj (determinarea limitei tehnice de fluaj şi a rezistenţei tehnice de durată) şi pentru reziliență.

Primul lot a fost încercat în starea de livrare, al doilea lot după aplicarea a 50 cicluri de încălzire la 450°C în cuptor şi răcire la 20°C în aer liber iar al treilea lot după 50 cicluri de încălzire în cuptor tot la 450°C dar răcire în apă la 20°C.

Forma şi dimensiunile epruvetelor pentru încercarea la tracţiune şi fluaj cu determinarea limitei tehnice de fluaj a fost prezentată în fig.3.4.1. Epruvetele pentru reziliență cu crestătură U s-au confecţionat conform STAS 1400- 75 . Pentru determinarea rezistenţei tehnice de durată s-au utilizat epruvete de forma din fig.4.2.1.

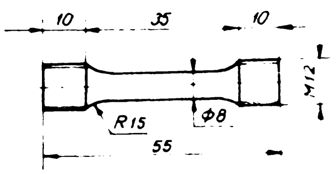


fig.4.2.1
Forma şi dimensiunile epruvetelor utilizate la determinarea rezistenţei tehnice de durată

In fig.4.2.2 se prezintă diagramele $\sigma - \varepsilon$ obţinute la încercarea la tracţiune la temperatura de 350°C atît pe epruvete supuse ciclurilor de încălzire răcire amintite cît şi pe epruvete nesupuse.

In fig.4.2.3 şi 4.2.4 sînt prezentate diagrame analoage, dar ridicate la temperaturile de 400°C şi 450°C. Curbele trasate reprezintă media a trei încercări.

In fig.4.2.5 se prezintă variaţia limitei tehnice de curgere cu temperatura pentru cele 3 loturi de epruvete.

Se remarcă următoarele aspecte:

- aplicarea unor cicluri încălzire răcire înainte de efectuarea încercării de tracţiune conduce la creşterea limitei tehnice de curgere. Această creştere este cu atît mai accentuată cu cît viteza de răcire este mai mare.

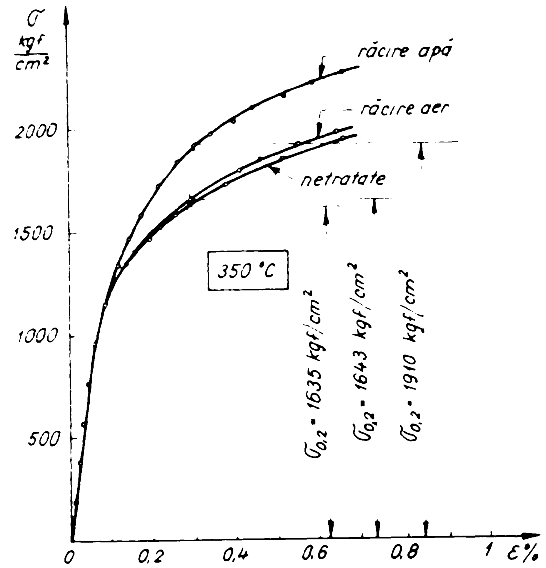


fig.4.2.2
Curbele caracteristice σ-ε pentru cele 3 loturi de epruvete (netratate, răcire aer, răcire apă) la 350°C

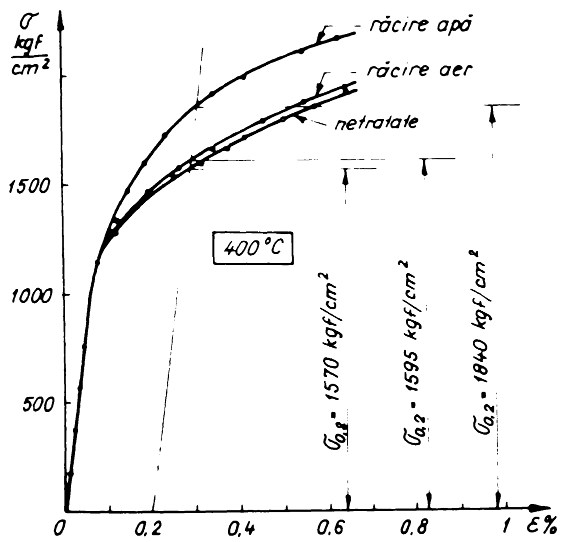


fig.4.2.3
Curbele caracteristice σ-ε pentru cele 3 loturi de epruvete (netratate, răcire aer, răcire apă) la 400°C

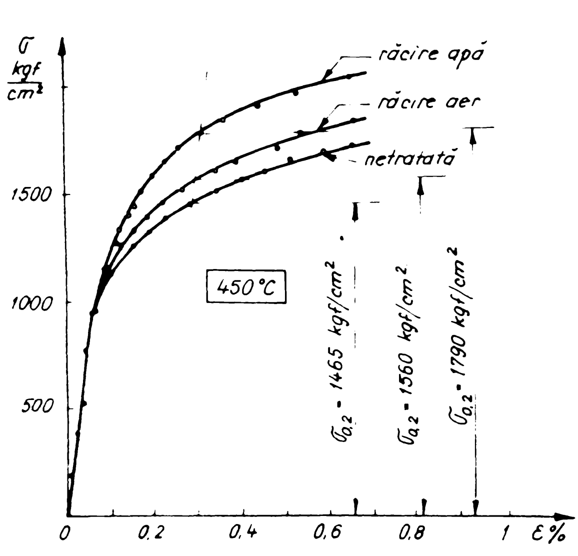


fig.4.2.4
Curbele caracteristice σ-ε pentru cele 3 loturi de epruvete (netratate, răcire aer, răcire apă) la 450°C

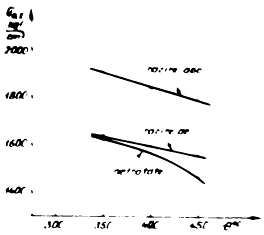


fig.4.2.5
Variaţia limitei tehnice de curgere cu temperatura

- variaţia liniară a limitei tehnice $\sigma_{0,2}$ pe intervalul de temperatură considerat fără micşorarea rapidă în intervalul 400°C ... 450°C caracteristică epruvetelor netratate.

Pentru a se aprecia în ce măsură ciclurile de încălzire răcire influenţează asupra rezilienţei s-au efectuat încercări pe epruvete cu crestătură U la temperatura de 20°C rezultatele fiind concentrate în tabelul 4.2.1. Se remarcă o creştere mai pronunţată a rezilienţei la epruvetele supuse ciclurilor de încălzire - răcire în aer liniştit. Acest fapt se poate explica printr-o tendinţă de trecere a structurii înspre echilibru, proces realizat probabil incomplect prin tratamentul de normalizare aplicat tablelor, după laminare.

Tabelul 4.2.1

Nr. det.	Epruvetele netratate		Epruvete răcite în aer		Epruvete răcite în apă	
	KCU 30/2	Valoare medie	KCU 30/2	Valoare medie	KCU 30/2	Valoare medie
1	12,2	12,16	15,0	15,01	12,6	13,08
2	10,7		15,3		13,0	
3	11,7		15,4		13,7	
4	13,4		15,7		13,2	
5	11,4		15,3		13,7	
6	12,2		14,2		12,5	
7	13,5		14,2		12,9	

In vederea determinării limitei tehnice de fluaj $\sigma_{1/10000}$ la 450°C pentru oţelul tablelor nesupuse ciclurilor de încălzire răcire amintite s-au efectuat încercări pe o maşină de fluaj cu pîrghie simplă prevăzută cu un cuptor electric cu regulator Amsler (Elveţia).

Menţinerea constantă a temperaturii s-a realizat cu o precizie de ± 1°C măsurarea ei făcîndu-se în 3 puncte.

In fig.4.2.6 se prezintă curbele de fluaj obţinute la temperatura de 450°C şi tensiunile de 16,14 şi 12 kgf/mm^2.

Pentru a se putea aprecia influenţa variaţiei de tensiune asupra vitezei de fluaj asupra unor epruvete s-au efectuat încărcări şi descărcări dela un anumit nivel al tensiunii la zero apoi la acelaş nivel al tensiunii. In general se constată o oarecare micşorare a vitezei de fluaj după reîncărcare, ceva mai importantă la tensiuni mai mari.

In fig.4.2.7 se prezintă pentru 2 nivele ale tensiunii (12 şi 14 kgf/mm^2) cîte o descărcare la zero şi o reîncărcare. Se observă o micşorare a vitezei de fluaj v_f de $1,3 \cdot 10^{-3}$%/h la o tensiune de 14 kgf/mm^2 şi de $0,149 \cdot 10^{-3}$ %/h, la o tensiune de 12 kgf/mm^2.

Pe baza încercărilor de fluaj efectuate asupra epruvetelor supuse în prealabil unor cicluri de încălzire la 450°C şi răcire în aer la 20°C respectiv în apă s-au trasat curbele din fig.4.2.8 şi 4.2.9.

In vederea comparării curbelor de fluaj la aceiaşi temperatură şi tensiune dar pe epruvete supuse ciclurilor de încălzire-răcire şi nesupuse acestor cicluri s-au trasat diagramele din fig.4.2.10, 4.2.11, 4.2.12.

Din analiza curbelor medii de fluaj obţinute la aceiaşi temperatură pe cele trei loturi de epruvete se pot trage următoarele concluzii:

- deformaţia specifică iniţială este mai mică la epruvetele supuse iniţial ciclurilor de variaţie ale temperaturii. Cea mai mică valoare se obţine la epruvetele răcite în aer.

Acest fapt se explică prin creşterea valorii,limitei de curgere ceeace evident reduce nivelul deformaţiei - fig.4.2.13.

- La epruvetele supuse iniţial ciclurilor de variaţie ale temperaturii se obţine, la tensiuni mai mici, o zonă foarte clară de fluaj stabilizat.

- La epruvetele nesupuse ciclurilor de răcire încălzire zona fluajului stabilizat nu mai este atît de clară viteza de fluaj avînd tendinţa de scădere continuă.

- La tensiuni mari (σ = 16 kgf/mm^2) se observă că viteza de fluaj este mai redusă în cazul epruvetelor supuse ciclurilor de variaţie ale temperaturii, avînd valoarea cea mai mică pentru cazul răcirii în apă.

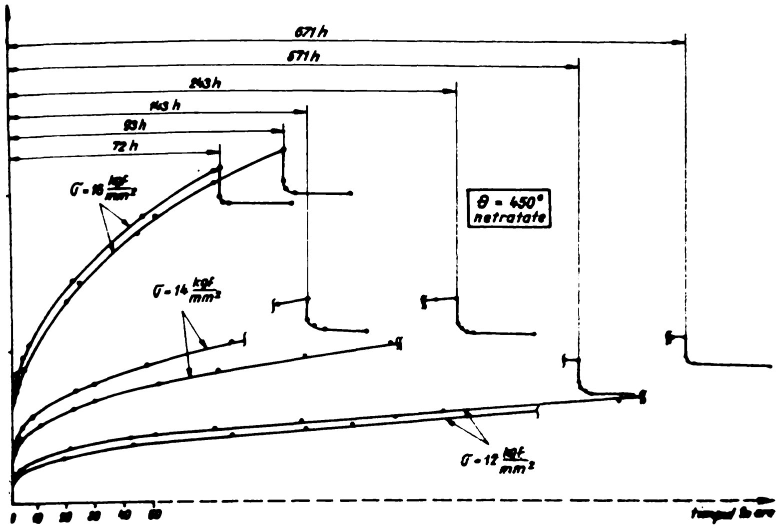


fig.4.2.6
Curbele de fluaj la 450^0C şi tensiunile de 12, 14 şi 16 kgf/mm^2 pentru epruvete netratate

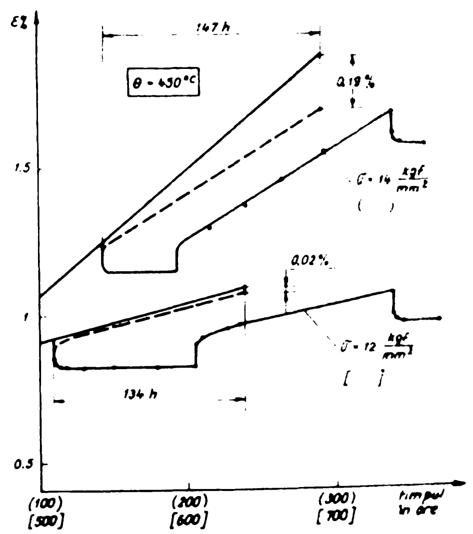


fig.4.2.7
Variaţia vitezei de fluaj în urma descărcării şi reîncărcării

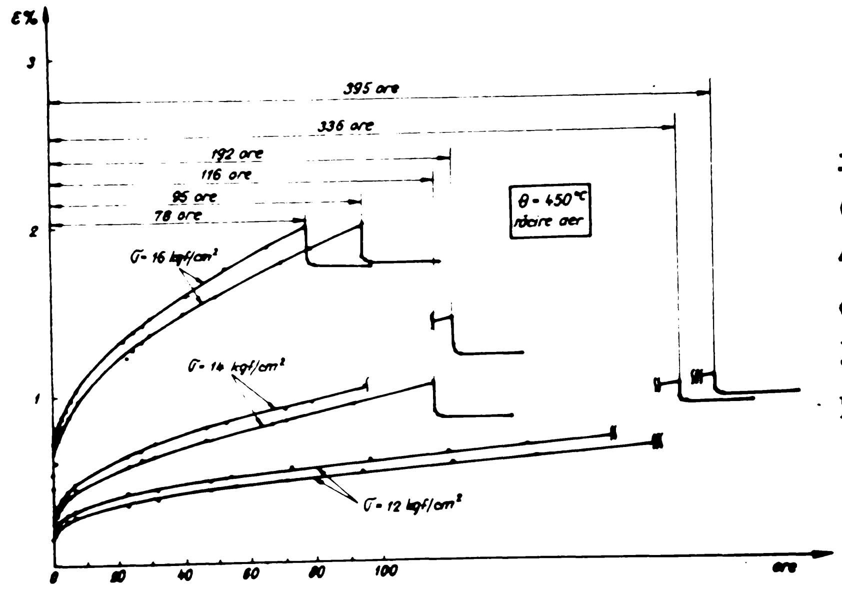


fig.4.2.8
Curbele de fluaj la $450^{\circ}C$ şi tensiunile de 12,14 şi 16 kgf/mm^2 la epruvetele răcite în prealabil în aer

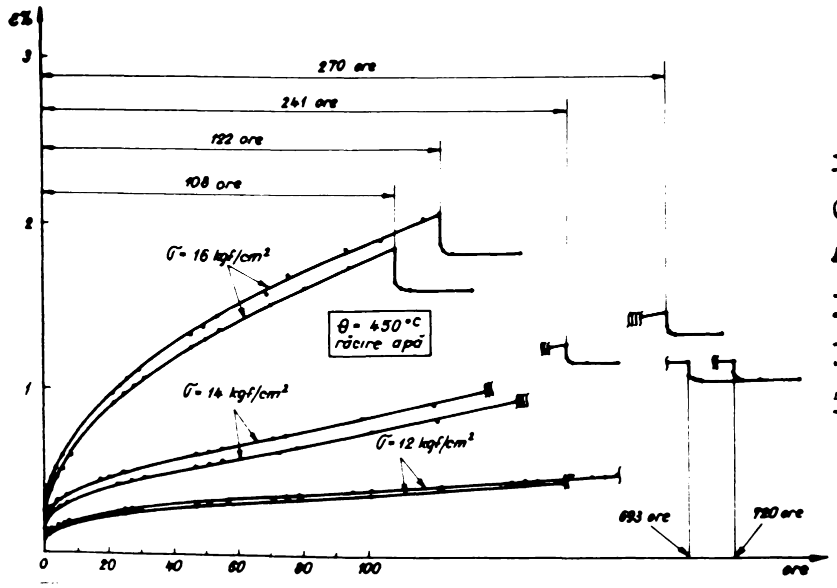


fig.4.2.9
Curbele de fluaj la $450^{0}C$ şi tensiunile 12,14 şi 16 kgf/mm^2 la epruvetele răcite în prealabil în apă

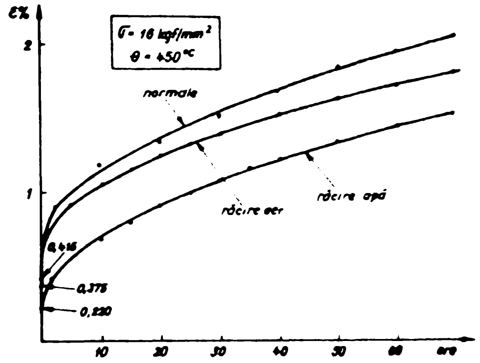


fig.4.2.10
Curbele de fluaj la 450°
şi tensiunea de 16 kgf/
mm² pentru cele 3 loturi
de epruvete

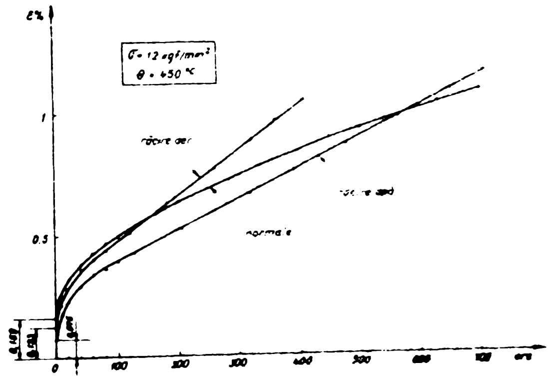


fig.4.2.11
Curbele de fluaj la 450°
şi tensiunea de 14 kgf/
mm² pentru cele 3 loturi
de epruvete

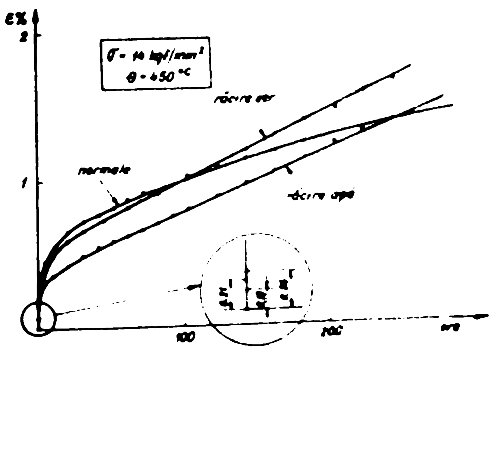


fig.4.2.12
Curbele de fluaj la 450°
şi tensiunea de 12 kgf/
mm² pentru cele 3 loturi
de epruvete

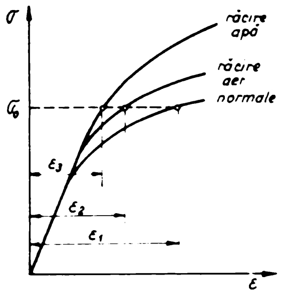


fig.4.2.13
Explicarea micşorării deformaţiei instantanee în curbele de fluaj la epruvetele supuse în prealabil ciclurilor de răcire încălzire

- La tensiuni mai mici (σ = 14 kgf/mm^2) la început viteza de fluaj este mai mică la epruvetele supuse ciclurilor de variaţie ale temperaturii ca apoi viteza de fluaj să devină mai mică la epruvetele netratate termic. La deformaţii mai mari de 1% curbele de fluaj corespunzătoare epruvetelor supuse ciclurilor de variaţie ale temperaturii trec deasupra curbelor corespunzătoare epruvetelor nesupuse acestor cicluri.

- La tensiuni şi mai mici (σ = 12 kgf/mm^2) se constată o accelerare a fluajului la epruvetele răcite în aer iar la cele răcite în apă un fenomen asemănător cu cel descris anterior şi anume, la început viteza de fluaj este mai mică la epruvetele răcite în apă decît la cele normale ca apoi dela o anumită deformaţie să fie mai mică la cele normale. In fig.4.2.14 se prezintă diagramele rezistenţei tehnice de fluaj $\sigma_{1/t}$ obţinute ca nişte drepte de regresie cu ecuaţia:

$$\lg t = a + b \lg \qquad (4.2.1)$$

în care:

$$a = \frac{\sum(\lg\sigma^2)\sum\lg t - \sum\lg\sigma\sum\lg\sigma\cdot\lg t}{n\sum(\lg\sigma)^2 - (\sum\lg\sigma)^2} \qquad (4.2.2')$$

şi

$$b = \frac{n\sum\lg\sigma\lg t - \sum\lg\sigma\sum\lg t}{n\sum(\lg\sigma)^2 - (\sum\lg\sigma)^2} \qquad (4.2.2'')$$

In tabelul 4.2.2 se prezintă ecuaţiile dreptelor obţinute precum şi valorile rezistenţei tehnice de fluaj $\sigma_{1/1000}$ şi $\sigma_{1/10000}$ obţinute prin extrapolare iar în fig.4.2.15 reprezentarea grafică a dreptelor.

Tabelul 4.2.2

Lotul	Ecuaţia dreptei rezistenţei tehnice de fluaj	1/1000	1/10000
Normale	lgt=18,45636 - 14,40113 lg	11,82	10,07
Răcire aer	lgt=15,44109 - 11,61713 lg	11,29	9,29
Răcire apă	lgt=14,58923 - 10,84108 lg	11,72	9,48

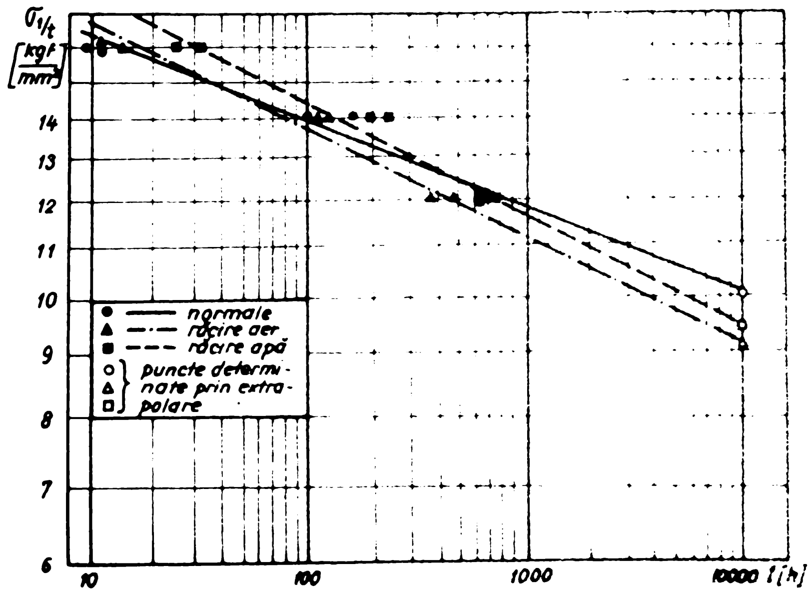


fig.4.2.14

Diagramele rezistenţei tehnice de fluaj $\sigma_{1/t}$ pentru cele 3 loturi de epruvete

Se remarcă o oarecare micşorare a rezistenţei tehnice de fluaj $\sigma_{1/10000}$ la epruvetele supuse atît ciclurilor încălzire-răcire în aer cît şi în apă. Totuşi diferenţele nu sînt atît de importante (-7,75 % respectiv - 5,85 %) pentru a se ţine cont de influenţa modificărilor structurale survenite în timpul ciclurilor de încălzire răcire aplicate, asupra rezistenţei tehnice de fluaj.

S-au efectuat deasemenea încercări, la temperatura de 450°C, pe aceleaşi trei loturi de epruvete în vederea determinării rezistenţei tehnice de durată. Rezultatele obţinute sînt concentrate în fig.4.2.15 în coordonate lg σ - lg t. Pe acelaşi figură sînt reprezentate şi dreptele de regresie obţinute cu aceiaşi metodică ca şi în cazul rezistenţei tehnice de fluaj. In tabelul 4.2.3 se prezintă ecuaţiile dreptelor rezistenţei tehnice de durată precum şi valorile acesteia la 1000 h şi 10000 h. Se remarcă diferenţe foarte mici între valorile rezistenţei tehnice determinate pentru cele trei loturi. O oarecare creştere a rezistenţei tehnice de durată se remarcă la epruvetele supuse iniţial ciclurilor de încălzire răcire în aer liniştit. Explicaţia acestei majorări stă în faptul că tratamentul de încălzire la 450°C cu răcire în aer a adus structura într-o stare mai de echilibru, mărîndu-i astfel deformabilitatea pînă la rupere. Dealtfel s-a remarcat şi la încercarea la rezilienţă că epruvetele supuse aceloraşi cicluri au avut lucrul mecanic de rupere mai mare (tabelul 4.2.1) adică 15,01 kgfm/cm^2 faţă de 13,08 kgfm/cm^2 la cele răcite în apă şi 12,16 kgf/cm^2 la cele netratate.

Tabelul 4.2.3

Lotul	Ecuaţia dreptei rezistenţei tehnice de durată	$\sigma_{r/1000}$	$\sigma_{r/10000}$
Normale	$\lg t = 15{,}50454 - 10{,}22036 \lg \sigma$	16,73	13,35
Răcire aer	$\lg t = 17{,}30463 - 11{,}60377 \lg \sigma$	17,09	14,01
Răcire apă	$\lg t = 15{,}73379 - 10{,}38998 \lg \sigma$	16,81	13,46

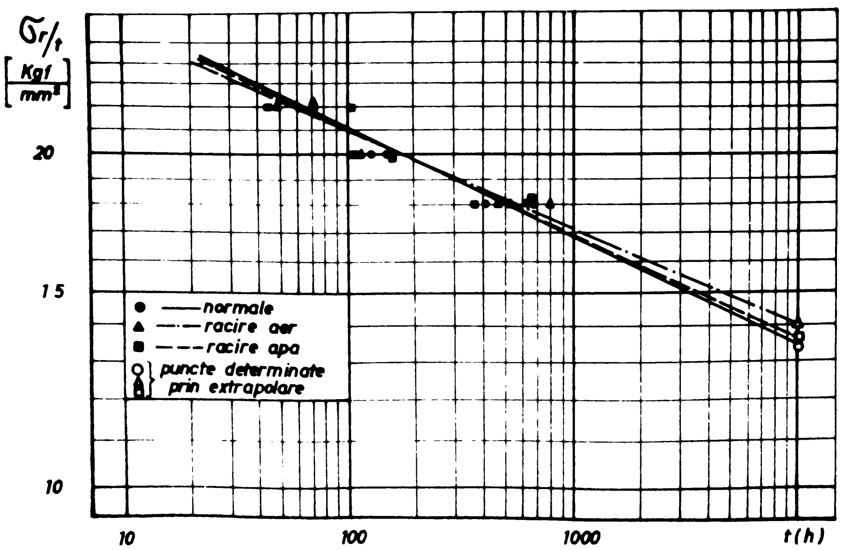


fig.4.2.15 Diagramele rezistenţei tehnice de durată $\sigma_{r/t}$ pentru cele 3 loturi de epruvete

Ca şi în cazul rezistenţei tehnice de fluaj diferenţele între rezistenţele tehnice de durată $\sigma_{r/1000}$ respectiv $\sigma_{r/10000}$ sînt mici aşa încît pe intervalul de timp considerat se poate neglija influenţa modificărilor structurale provocate de ciclurile iniţiale de variaţie a temperaturii aplicate.

4.3. Verificarea experimentală a influenţei şocurilor termice asupra curbelor de fluaj

In vederea verificării deformaţiilor suplimentare survenite în urma aplicării epruvetelor încercate la fluaj, a unor şocuri termice (răciri cu viteză mare) s-au efectuat încercări de fluaj la temperatură şi tensiune constantă (450°C şi 12 kgf/mm^2) pe epruvete prelevate din tablele de oţel CLK2 fără aplicarea unui tratament prealabil. După un oarecare număr de ore de încercare cuptorul a fost ridicat - menţinîndu-se comparatoarele pe extensometru - şi s-au aplicat pe suprafaţa laterală a epruvetei două bucăţi de ghiaţă (avînd lungimea părţii active a epruvetei), asigurîndu-se astfel o răcire cu viteză mare a acesteia. Aplicarea bucăţilor de ghiaţă s-a făcut concomitent din ambele părţi pentru a se evita apariţia unui moment încovoietor. Apoi cuptorul a fost din nou coborît epruveta fiind reîncălzită la temperatura iniţială în cca.30 minute. In acest moment s-au citit la cele două comparatoare ale extensometrului deformaţia, pentru a se evita influenţa coeficienţilor de dilatare diferiţi ai materialului barelor extensometrului şi ai epruvetei. In fig.4.3.1 se prezintă variaţia lungirii specifice înregistrată după aplicarea şocului termic precum şi în perioada de fluaj la tensiune neuniformă pe secţiune.

Se remarcă o concordanţă foarte bună între alura diagramei obţinută experimental şi cea obţinută teoretic la cap. 3, paragraful 5. Desigur vitezele de răcire în cele două cazuri nu sînt egale, nivelul tensiunilor σ_0 nu este acelaşi, aşa încît comparaţia cantitativă nu are sens.

Se observă de asemenea din fig.4.3.1 o bună reproductibilitate a desfăşurării fenomenului la cele 2 răciri aplicate.

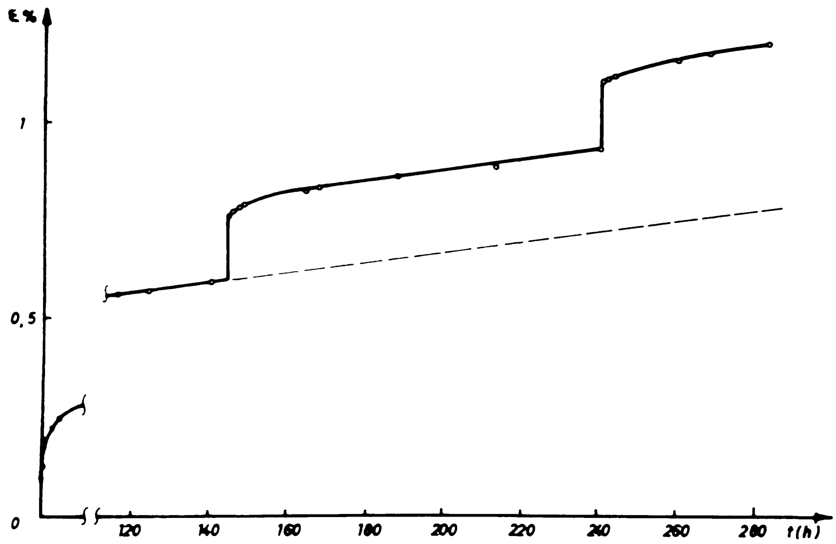


fig.4.3.1 Variația lungirii specifice la fluaj cu șocuri termice

Pentru a se verifica în ce măsură tensiunile termice ce apar la răcirea probei în aer liniștit sînt neglijabile s-au efectuat încercări de fluaj la $\theta = 450^{o}C$ și $\sigma_{0} = 12\ kgf/mm^{2}$ cu ridicarea periodică a cuptorului și răcirea epruvetei în aer liniștit. Citirea deformației s-a făcut și în acest caz numai după reîncălzirea epruvetei la temperatura de $450^{o}C$. Așa cum era de așteptat nu s-au înregistrat salturi în curbele de fluaj și nici o modificare semnificativă a vitezei de fluaj la un număr de 5 - 6 răciri aplicate epruvetei.

Se verifică în acest fel, constatarea făcută, prin aplicarea metodei iterative la răcire în aer liniștit (cap. 3 paragraful 4 fig.3.4.8), că nivelul tensiunilor termice remanente (după terminarea răcirii) este neglijabil.

4.4. Modificări structurale ale oţelului OLK2 supus ciclurilor de încălzire răcire şi încercării de fluaj.

Metoda de calcul a tensiunilor şi deformaţiilor în cazul fluajului cu temperatură variabilă, prezentată în capitolul 3 al prezentei lucrări, presupune inexistenţa unor modificări structurale care influenţează substanţial desfăşurarea procesului de fluaj. In vederea modelării fenomenelor ce apar în structura materialului datorită variaţiilor de temperatură s-au efectuat încercări mecanice la temperatura de 20°C şi la cald, precum şi de fluaj pe trei loturi de epruvete cap.4 paragraful 1,2 . Primul lot confecţionat din materialul normalizat, al doilea lot supus la 50 cicluri de încălzire la 450°C şi răcire în aer liniştit şi al treilea lot încălzit tot la 450°C dar răcit în apă.

Rezultatele obţinute au reliefat unele diferenţe în comportarea la tracţiune, la încercarea de încovoiere dinamică (rezilienţă) precum şi la încercarea de fluaj. Parţial aceste diferenţe au fost explicate la analiza încercărilor respective. Pentru a se putea lămurii comportarea diferită la fluaj, mai ales la durate mici ale încercării (tensiuni de încercare mari) s-au prelevat probe metalografice din cele trei loturi de epruvete atît înainte de încercarea de fluaj, cît şi după aceasta. Pentru o mai clară înţelegere a notării probelor în tabelul 1 se prezintă centralizat modul de marcare.

Tabelul 1

Starea iniţială a materialului / Nivelul tensiunii de încercare la fluaj	Normalizat	Supus unor cicluri de încălzire răcire în aer liniştit	Supus unor cicluri de încălzire răcire în apă
0	0.0	1.0	2.0
12 kgf/mm²	0.12	1.12	2.12
14 kgf/mm²	0.14	1.14	2.14
16 kgf/mm²	0.16	1.16	2.16

Temperatura de încălzire în timpul ciclurilor aplicate probelor se află la limita inferioară a declanşării procesului de recristalizare. Intradevăr considerînd relaţia lui Bocivar

$$T_{recr} = 0,4\ T_{top} \quad {}^0K$$

pentru fier rezultă $724,8^0K$ respectiv 451^0C.

In cazul oţelului OLK2, ţinînd seama de compoziţia chimică, precum şi de faptul că nu apar faze sau constituenţi cu temperatura de topire superioară fierului, rezultă

$$T_{recr\ OLK2} = 0,4 \cdot 1773 = 709,2^{0K} \quad \text{respectiv } 426^0C$$

In aceste condiţii este de aşteptat apariţia unui proces de refacere a structurii - fără modificări de fază, funcţie de natura ciclurilor aplicate şi de tensiunea de încercare la fluaj.

In vederea determinării influenţei structurii şi stării iniţiale a oţelului OLK2 asupra comportării la fluaj s-au efectuat studii microstructurale la microscopul optic la măririle de 100:1 în stare neatacată şi 100:1 şi 1000:1 în stare atacată cu nital. Deasemenea s-au confecţionat replici pentru microscopul electronic, analiza lor făcîndu-se la măriri de 2700:1 respectiv 5700:1.

Din studiul la microscopul optic efectuat în stare neatacată a probelor la mărire de 100:1 se constată că forma, mărimea şi distribuţia incluziunilor depinde de tratamentul iniţial aplicat precum şi de nivelul tensiunii de încercare la fluaj, incluziunile fiind însă în toate cazurile punctiforme.

Astfel în proba 0.0 (fig.4.4.1) incluziunile sînt în majoritate mărunte existînd însă şi incluziuni mai mari distribuite neuniform. In proba 0.1 incluziunile sînt mărunte uniform distribuite, dispărînd cele mari (fig.4.4.2). In schimb în proba 0.2 numărul incluziunilor creşte dar distribuţia lor este uniformă şi dimensiunile mici (fig.4.4.3)

In urma încercării la fluaj se constată că cu creşterea tensiunii de încercare mărimea şi numărul incluziunilor cresc, apărînd chiar "aglomerări" de incluziuni (unde probabil materialul a cedat local pe limita de separare a grăunţilor). In plus la probele 2.12; 2.14; 2.16 incluziunile sînt mai mari şi mai multe decît la probele 0.12; 0.14; 0.16. Cele mai mici incluziuni apar la probele răcite în aer liniştit. Spre exemplificare se prezintă în fig.4.4.4, 4.4.5, 4.4.6 fotografiile realizate la mărirea de 100:1 în stare neatacată pe probele 0.16, 1.16 şi 2.16.

fig.4.4.1
Microstructura oțelului OLK2 normalizat mărire 100:1 neatacat

fig.4.4.2
Microstructura oțelului OLK2 supus unor cicluri încălzire-răcire în aer liniștit mărire 100:1 neatacat

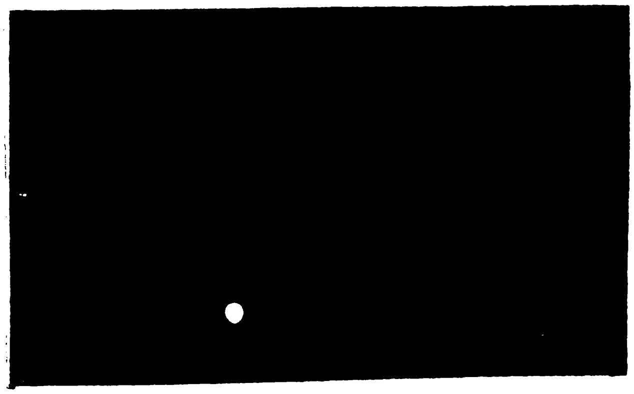


fig.4.4.3
Microstructura oțelului OLK2 supus unor cicluri încălzire-răcire în apă mărire 100:1 neatacat

fig.4.4.4
Microstructura oțelului OLK2 normalizat după o încercare de fluaj la 450° și tensiune de 16 kgf/mm².
Mărire 100:1 neatacat

fig.4.4.5
Microstructura oțelului OLK2 supus inițial unor cicluri de încălzire răcire în aer liniștit după o încercare de fluaj la 450°C și tensiune de 16 kgf/mm².
Mărire 100:1 neatacat

fig.4.4.6
Microstructura oțelului OLK2 supus inițial unor cicluri de încălzire răcire în apă după o încercare de fluaj la 450°C și tensiune de 16 kgf/mm².
Mărire 100:1 neatacat

Se pare că gradul de deformare inițial este cel care influențează modul de distribuție și mărimea incluziunilor deoarece la probele răcite în aer liniștit, la care a avut loc un proces de recristalizare mai accentuat, fără a se produce în urma răcirii tensiuni termice importante (care să provoace deformații plastice) incluziunile sînt de dimensiuni mici distribuite uniform. In cazul probelor răcite în apă datorită tensiunilor termice ce apar în timpul răcirii se produc deformații plastice care conduc în timpul procesului de fluaj la rarefieri locale, la limita de separare a grăunților. Este posibilă și producerea unor oxidări datorită procesului repetat de răcire în apă. La probele normalizate, influența deformării plastice din timpul laminării persistă într-o oarecare măsură și după normalizare, mărimea și distribuția incluziunilor fiind intermediară între cea constatată la probele răcite în aer și cele răcite în apă (fig.4.4.4, 4.4.5, 4.4.6).

In ceeace privește forma, mărimea, distribuția și orientarea constituienților structurali ai oțelului observată la mărirea de 100:1 după atacul cu nital s-a putut remarca:

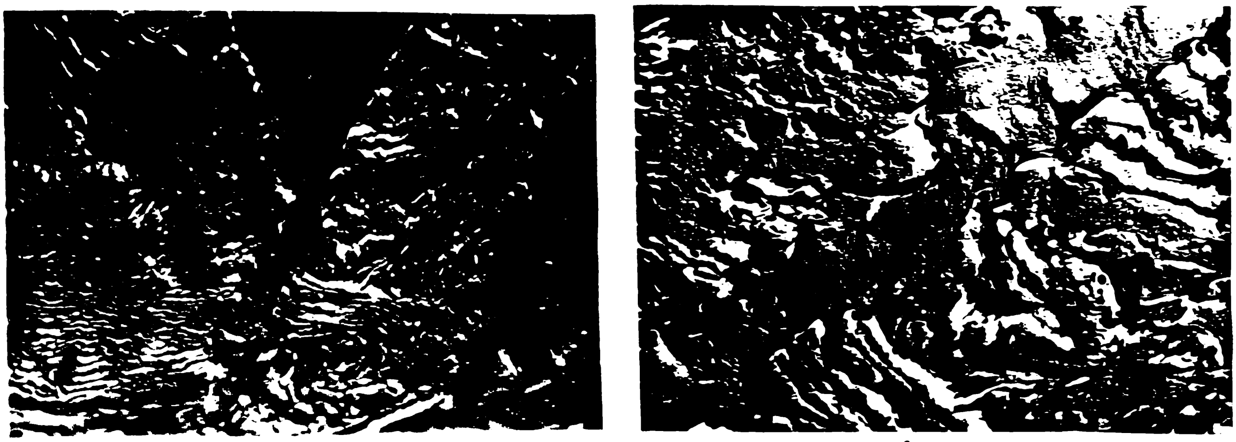
a) Ferita ocupă aproximativ 70% din cîmpul vizual fiind formată din grăunți alungiți (punctaj 6 ... 8). Perlita ocupă o suprafață de 30% din cîmpul vizual grăunții fiind mai fini decît cei de ferită (punctaj 7 ... 8).

b) La probele în stare normalizată nu se observă o tendință de orientare preferențială cu excepția marginilor unde se remarcă un oarecare fibraj datorită răcirii prea rapide după laminare. La probele supuse ciclurilor de încălzire răcire în apă se sesizează o oarecare tendință de fibraj datorată probabil tensiunilor termice mari ce au provocat deformații plastice.

c) In urma încercării la fluaj apare o tendință tot mai accentuată, cu creșterea tensiunii de încercare, de orientare a grăunților cristalini, explicabilă dealtfel prin procesele de deformare plastică ce însoțesc fluajul.

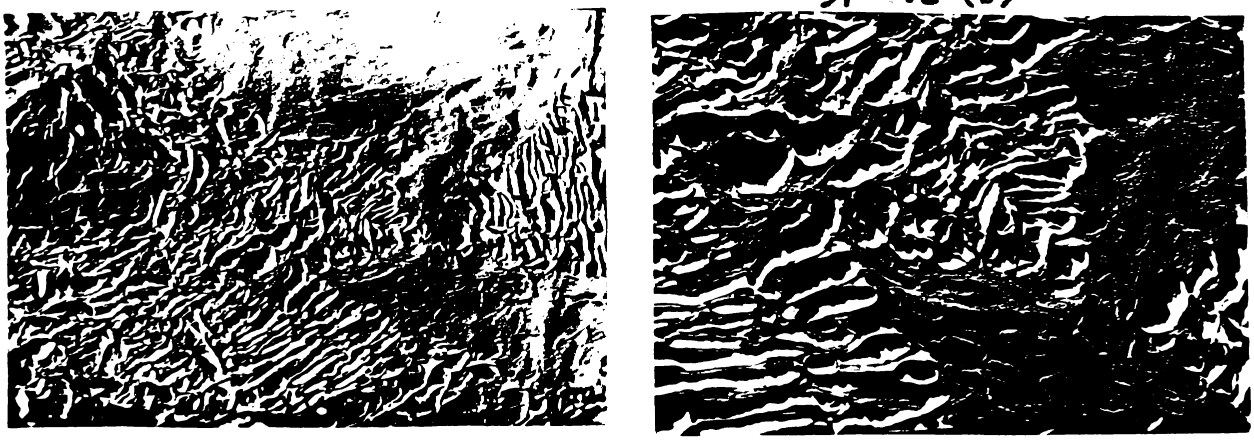
Studiul microscopic al structurii la mărirea de 1000 : 1 după atacul cu nital a evidențiat o finisare a fazelor din perlită (cementită), la probele supuse inițial ciclurilor de încălzire răcire, proces accentuat ulterior de încercarea de fluaj. Se remarcă în plus la probele încercate la fluaj cu tensiunea de 12 kgf/mm^2 o tendință de sferoidizare a cementitei din perlită. Acest fapt denotă că tensiunea a produs ruperea fazei dure din perlită ...

(cementită) iar durata mare de menţinere la temperatură ridicată (70 ... 500 h) a facilitat prin creşterea mobilităţii atomilor procesul de sferoidizare.



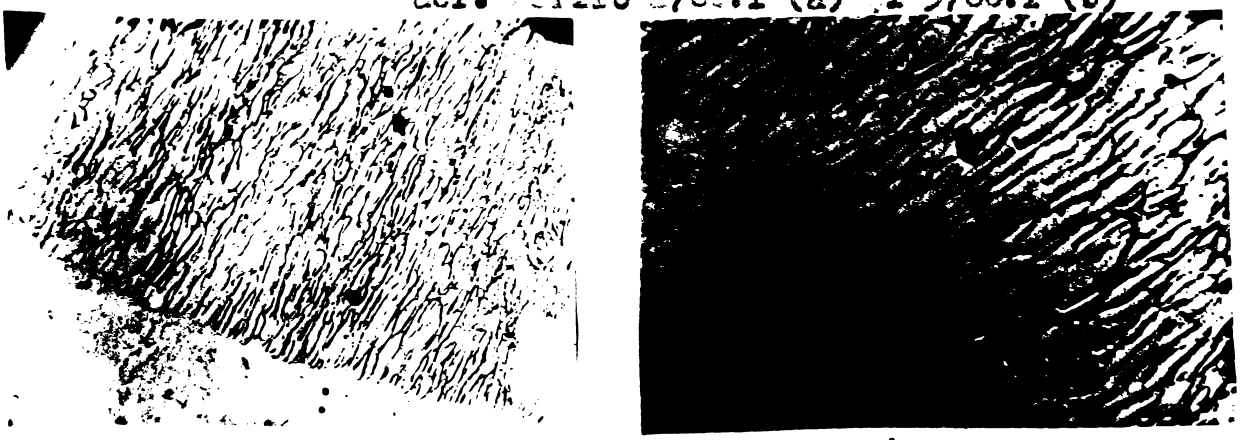
a b

Fig.4.4.7. Microstructura oţelului OL52 în stare normalizată. Mărire 2700:1 (a) respectiv 5700:1 (b)



a b

Fig.4.4.8. Microstructura oţelului OL52 după aplicarea unor cicluri de încălzire răcire în aer. Mărire 2700:1 (a) şi 5700:1 (b)



a b

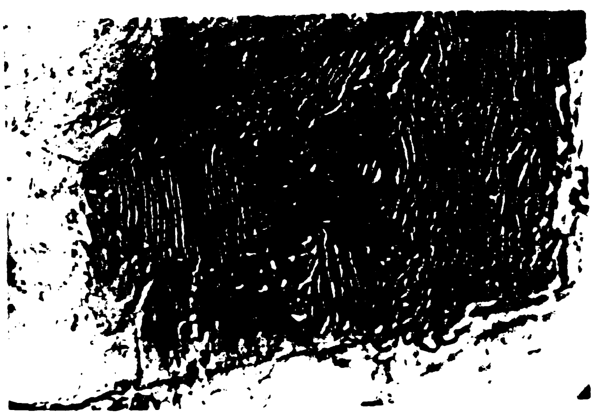
Fig.4.4.9. Microstructura oţelului OL52 după aplicarea unor cicluri de încălzire răcire în apă. Mărire 2700:1 (a) şi 5700:1 (b)

Ţinînd seama de fineţea fazelor perlitei pentru elucidarea procesului remarcat la mărirea de 1000:1 s-au efectuat analize microstructurale la microscopul electronic la mărirea de 2700:1 şi 5700:1.

La probele 0.0, 1.0 şi 2.0 mărire 2700:1 (fig.4.4.7,a,b; 4.4.8,a,b; 4.4.9.a,b) se remarcă diferenţele între structurile iniţiale ale perlitei la materialul în stare normalizată (lamele lungi şi mai groase) după aplicarea a 50 cicluri încălzire 450°C cu răcire în aer (tendinţa de globulizare a perlitei) şi după aplicarea a 50 cicluri încălzire la 450°C şi răcire în apă (lamele mai scurte şi mai fine decît cele în stare normalizată).

Se pare că procesul de recristalizare mai accentuat la probele răcite în aer a condus la globulizarea perlitei. In cazul probelor răcite în apă datorită tensiunilor termice ivite în procesul de răcire s-a produs o fărîmiţare a lamelelor de cementită.

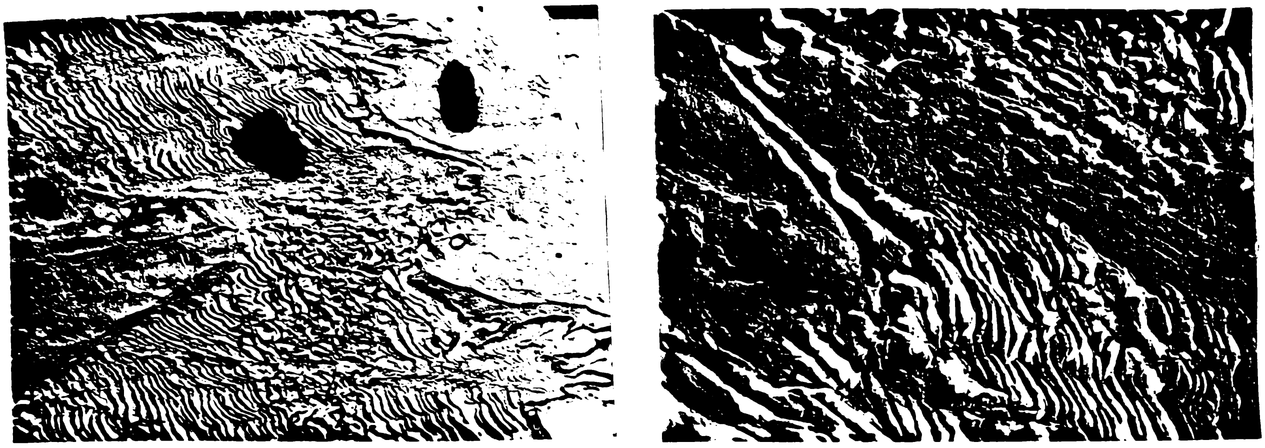
La încercările de fluaj cu tensiuni mari, timpul de menţinere la temperatură indicată fiind mic (zeci de ore) procesul de globulizare în cazul probelor normalizate respectiv supuse iniţial ciclurilor de încălzire răcire în apă este destul de redus (fig.4.4.10,a,b; 4.4.11,a,b)



a

b

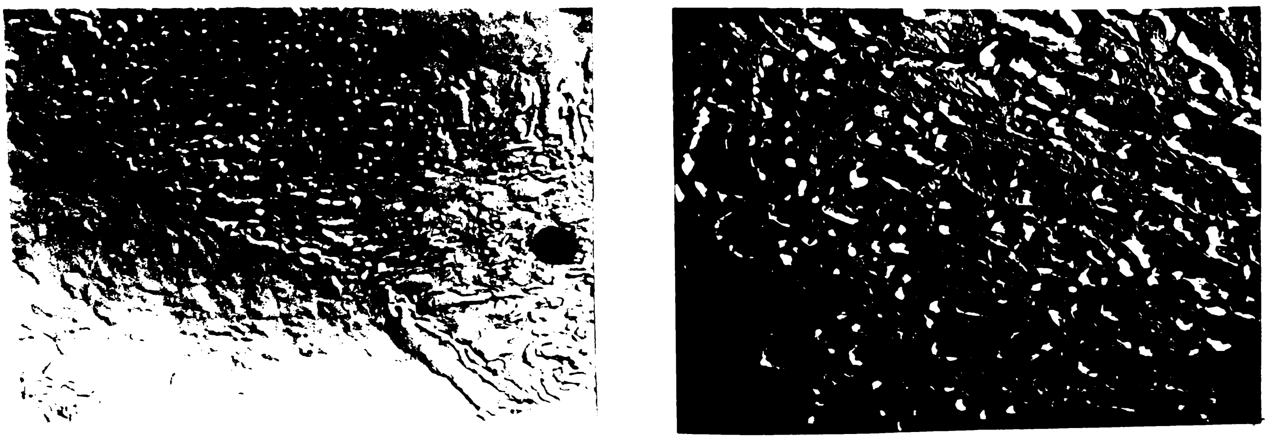
fig.4.4.10. Microstructura oţelului OLK2 în stare normalizată după o încercare de fluaj la 16 kgf/mm^2 şi temperatura de 450°C. Mărire 2700 : 1 (a) şi 5700 : 1 (b)



a b

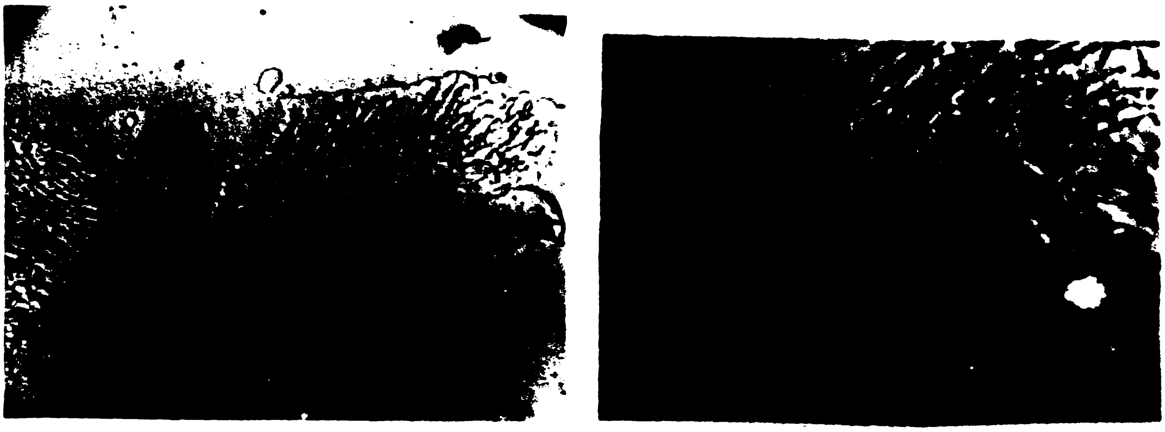
fig.4.4.11. Microstructura oțelului OLK2 supus inițial unor cicluri de încălzire răcire în apă și încercat la fluaj cu tensiunea de 10 kgf/mm^2 și temperatura de 450°C. Mărire 2700:1 (a) și 5700:1 (b)

În cazul încercărilor de fluaj cu durată mare (σ = 12 kgf/mm^2) procesul de globulizare al cementitei are loc la toate cele trei loturi de epruvete diferențele în structurile finale nefiind esențiale (fig.4.4.12 a,b; 4.4.13 a,b; 4.4.14 a,b)



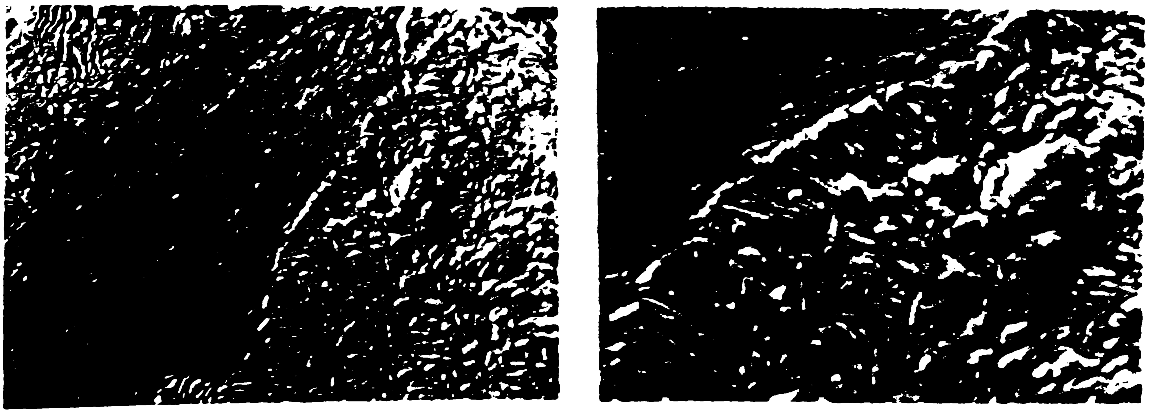
a b

fig.4.4.12. Microstructura oțelului OLK2 în stare normalizată după fluaj la 450°C și tensiune de 12 kgf/mm^2. Mărire 2700:1 (a) și 5700 : 1 (b)



a b

fig.4.4.13. Microstructura oţelului [illegible] supus iniţial unor cicluri de încălzire răcire în aer după fluaj la 450°C şi tensiune de 12 kgf/mm². Mărire 2700:1 (a) şi 5700:1 (b)



a b

fig.4.4.14. Microstructura oţelului [illegible] supus iniţial unor cicluri de încălzire răcire în apă după fluaj la 450°C şi tensiune de 12 kgf/mm². Mărire 2700 : 1 (a) şi 5700 : 1 (b)

Pe baza analizei microstructurale se pot trage următoarele concluzii:

- ciclurile de încălzire răcire aplicate iniţial probelor introduc diferenţe în ceeace priveşte mărimea şi distribuţia incluziunilor fiind în cantitate minimă la probele răcite în aer şi având mărimea minimă la cele răcite în apă;

- încercările de fluaj de durată mare (sute de ore) conduc la creşterea mărimii şi numărului incluziunilor cu precădere la probele supuse iniţial ciclurilor de încălzire răcire în apă;
- la probele supuse iniţial ciclurilor de încălzire - răcire în aer se constată o tendinţă de globulizare a cementitei din perlită şi de finisare a lamelelor de cementită din perlită în cazul probelor supuse ciclurilor de încălzire - răcire în apă.
- încercările de fluaj cu durată mare (sute de ore) conduc la toate cele trei loturi de epruvete la o globulizare a cementitei din perlită diferenţele între loturi fiind mici.

In concluzie se poate afirma că ciclurile de încălzire răcire, indiferent de viteza cu care se desfăşoară, influenţează puţin structura după o încercare de fluaj de durată mare. Deci metoda de calcul a tensiunilor şi deformaţiilor la fluajul cu temperatură variabilă, prezentată în capitolul 3, se poate aplica pentru acest oţel fără nici o corecţie care să ţină seama de influenţa modificărilor structurale asupra procesului de fluaj, corecţie necesară în cazul oţelurilor aliate unde variaţiile de temperatură şi tensiune facilitează producerea unor modificări structurale esenţiale [51].

5. Concluzii finale

Lucrarea de față are ca scop principal analiza fenomenologică și elaborarea unei metode de calcul a tensiunilor și deformațiilor, ce însoțesc fluajul cu temperatură variabilă și încărcare constantă problemă tratată pînă în prezent doar calitativ.

Noua metodă va permite atît o mai bună cunoaștere a fenomenului cît și o interpretare mai sigură a rezultatelor experimentale obținute la încercările de fluaj cu temperatură variabilă, efectuate asupra oțelurilor termorezistente ce lucrează în condiții de variație a temperaturii.

Prin cercetările teoretice și experimentale s-au adus următoarele contribuții principale:

1. S-a elaborat o metodă iterativă originală de calcul a tensiunilor și deformațiilor în cazul fluajului cu temperatură variabilă și încărcare constantă
2. S-a conceput un program, la calculatorul electronic Felix C 256, pentru aplicarea practică a metodei dela punctul 1.
3. In vederea cunoașterii cîmpului de temperatură, pe secțiunea transversală a epruvetei, s-a realizat un program de calcul a variației în timp a temperaturii pe secțiunea transversală a unei bare cilindrice (de secțiune circulară) ce se răcește uniform prin suprafața laterală
4. S-a elaborat o metodă de calcul a variației în timp a tensiunilor și deformațiilor în cazul fluajului cu șocuri termice
5. S-a făcut o analiză a modificărilor structurale ale oțelului OLK 2 survenite în urma unor cicluri de variație a temperaturii

Referitor la punctul 1 s-a ținut seama că în urma răcirii probei, prin suprafața laterală, cîmpul de temperatură nu mai este uniform și în consecință apar datorită împiedecării dilatării libere, a diferitelor straturi ale epruvetei, tensiuni termice. Calculul acestor tensiuni s-a făcut pe baza curbelor 6-ε reale ținînd deci seama că la solicitări mai mari apar și deformații plastice.

Deasemenea s-a luat în considerare variația modulului de elasticitate și a coeficientului de dilatare liniară cu temperatura. Calculele practice, efectuate pentru un oțel OLK 2, au evidențiat că la viteze mici de răcire (cum ar fi răcirea în aer liniștit) tensiunile termice produse sînt neglijabile fluajul probei putînd fi considerat la tensiune constantă și temperatură variabilă. In schimb la viteze mai mari de răcire (hR > 0,02) tensiunile termice depășesc valoarea de 1% din tensiunea de bază și nu mai pot fi neglijate. Fluajul epruvetei se produce atît la temperatură variabilă cît și la tensiune variabilă pe secțiunea transversală. Rezultatele obținute cu noua metodă s-au comparat cu cele obținute în cazul neglijării deformațiilor plastice (și admiterii dependenței liniare a relației $\sigma - \varepsilon$) constatîndu-se diferențe importante atît în ceeace privește nivelul tensiunilor termice, la aceiași viteză de răcire, cît și a repartiției lor pe secțiune la sfîrșitul răcirii.

S-a constatat că diferențele între rezultatele obținute prin metoda bazată pe curbele $\sigma - \varepsilon$ reale și cele obținute în baza unei comportări liniar elastice a materialului epruvetei sînt cu atît mai mari cu cît vitezele de răcire sînt mai mari. La viteze mari de răcire ipoteza comportării elastice a materialului este nefondată.

Referitor la punctul 2 s-a elaborat un program original, pentru aplicarea practică a metodei iterative amintită la punctul 1, metodă care comportă un volum foarte mare de calcule. Programul realizat are o mare elasticitate putînd fi folosit pentru diferite valori ale tensiunii σ_0 (determinată de încarcarea constantă aplicată), pentru un număr oricît de mare a fîșiilor inelare în care se împarte epruveta, pentru diferite intervale de timp. Programul aplicat pentru o curbă caracteristică medie (în intervalul de variație a temperaturii considerat) poate fi extins pentru curbele caracteristice reale, dacă se stabilește o dependență a tensiunii atît de alungire cît și de temperatură, sub formă analitică sau tabelară. Evident programul poate fi aplicat pentru orice oțel dacă se cunosc curbele $\sigma - \varepsilon$ respectiv variația modulului de elasticitate și a coeficientului de dilatare cu temperatura.

Se menționează că atît noua metodă cît și programul de calcul elaborat se pot generaliza și pentru calculul tensiunilor termice și în alte elemente cum ar fi: bare cilindrice supuse unor tratamente termice, cilindrii de laminor, conducte de abur supuse unor variaţii de temperatură etc.

Referitor la punctul 3 s-a conceput un program de calcul a variaţiei în timp a cîmpului de temperatură pe secţiunea transversală a unei bare cilindrice de secţiune circulară ce se răcoşte uniform prin suprafaţa laterală, program aplicat apoi pentru epruveta încercată la fluaj cu temperatură variabilă. Pentru realizarea programului s-au conceput trei subprograme:

a) pentru calculul funcţiei $J_0(x)$

b) pentru calculul funcţiei $J_1(x)$

c) pentru rezolvarea ecuaţiei transcendente

$$x\,J_1(x) - hR\,J_0(x) =$$

La rezolvarea ecuaţiei transcendente s-au reţinut primele 10 soluţii, ceeace conduce la micşorarea substanţială a erorilor de calcul a temperaturii, faţă de utilizarea primelor 5 soluţii cît se ueu în literatura de specialitate. Astfel pentru hR = 20 eroarea la calculul temperaturii în dreptul axei epruvetei scade dela - 58,2 % la - 15,05 %.

Subprogramul pentru rezolvarea ecuaţiei transcendente în funcţii Bessel poate fi utilizat şi pentru rezolvarea altor ecuaţii transcendente (de exemplu în sin x, cos x, tg x, ch x, sh x, th x) cu folosirea unor subprograme corespunzătoare pentru calculul funcţiilor ce intervin.

Referitor la punctul 4 s-a pus la punct o metodă originală de calcul a variaţiei în timp a cîmpului tensiunilor pe secţiunea transversală precum şi a deformaţiei plastice a epruvetei în urma aplicarii unei variaţii rapide de temperatură. Metoda a fost aplicată pentru o epruvetă din OLK2 încercată la fluaj (t = 450°C σ = ,2 kgf/mm^2) căreia i se aplică un şoc termic (Δt = 150°C şi hR = 5). Rezultatele au evidenţiat apariţia unui salt în diagrama de fluaj corespunzător unei alungiri plastice ε_p = 0,2 %. Se evidenţiază astfel importanţa deosebită a deformaţiilor plastice ce survenite datorită împiedecării reciproce a dilatării libere a diferitelor straturi ale epruvetei.

Desigur cu cît şocurile termice sînt mai dese, cu atît se cumulează mai multă deformaţie plastică, care însumată cu deformaţia de fluaj conduce mult mai repede la rupere. Acest fapt explică foarte clar rezultatele obţinute de mulţi cercetători [14],[21], [52] .

Verificarea metodei s-a făcut tot pe probe de oţel OLK 2 încercate la fluaj cu $\sigma = 12$ kgf/mm^2, $\theta = 450^0$C la care s-au aplicat şocuri termice prin răcirea cu ghiaţă. Rezultatele obţinute experimental concordă bine cu cele teoretice.

Referitor la punctul 5 s-a făcut o analiză a modificărilor structurale ale oţelului epruvetelor după încercarea de fluaj - în funcţie de natura ciclurilor de încălzire - răcire. Aceste cicluri au fost aplicate în vederea simulării modificărilor structurale ce survin în urma variaţiei temperaturii la o încercare de fluaj cu temperatură variabilă. Analiza incluziunilor la o mărire de 100:1 a relicfat, după încercarea de fluaj, o creştere a numărului şi măririi incluziunilor la probele cărora li s-au aplicat cicluri încălzire 450^0 răcire în apă mai ales la tensiuni mari de încercare (16 kgf/mm^2).

Analiza la microscopul electronic la măriri de 2700:1 şi 9700:1 la probele neîncercate la fluaj a evidenţiat un proces de globulizare a cementitei din perlită, la oţelul epruvetei răcite în aer liniştit şi unul de finisare a lamelelor de cementită la oţelul epruvetelor răcite în aer liniştit şi unul de finisare a lamelelor de cementită la oţelul epruvetelor răcite în apă.

In urma încercării de fluaj se constată la toate probele indiferent de starea iniţială o tendinţă de globulizare a cementitei din perlită proces ce se accentuează cu creşterea duratei încercării, adică la tensiuni mici. In acest fel după cîteva sute de ore de încercare ($\sigma = 12$ kgf/mm^2) gradul de globulizare al cementitei este aproape acelaş la toate probele indiferent de starea iniţială ceeace explică diferenţele mici ale valorilor rezistenţei tehnice de fluaj şi de durată după 1000 ore.

In consecinţă metoda iterativă elaborată de autor poate fi aplicată la acest oţel fără introducerea unor factori de corecţie care să ţină seama de influenţa modificărilor structurale datorate variaţiilor de temperatură asupra comportării la fluaj.

BIBLIOGRAFIE

1 Bagriemschi K.V., Kolianov V.M., Kormeev A.D. "Razrușenia naplavlennogo metalla i leghirovanih stalei pri ciklicescbih teplovih u darah" Svarocin proiz-vo 1964 nr.8 15-18

2 Vladimir Bina, Radovan Pech "Beitrag zur Bewertung der Restlebensdauer von Bauteilen für Dampferzeugungsanlagen" Neue Hütte 18 Ig, Heft 9, Sept.1973

3 Brisgalin G.N. "O polzucesti pri peremenih nagrujeniah" Jurnal pricladnoi mehanikii i tehnicescoi fiziki Nr.3. 1963

4 Cioclov D. "Thermally activated models for the plastic flow of solids" Revue Romaine des sciences techniques, série de metallurgie 1972/2.

5 Constantinescu A, Lagou-Cimien "Fluajul metalelor" d. tehnică Buc. 1971

6 Cottrell A.H. Dislocations and plastic flow in metals Oxford 1953

7 Cristuinea C. "Considerații asupra calculului tensiunilor și deformațiilor dintr-o bară cilindrică solicitată de o forță constantă supusă la variații ciclice de temperatură" Bul.I.P.T. Seria Mecanică om 18(32) fasc.1/1973:

8 Cristuinea C., Gavrilescu A. "Program de calcul a tensiunilor termice dintr-o bară cilindrică dreaptă încărcată axial de o forță constantă și supusă unor variații ciclice de temperatură" Buletinul I.P.T.1973 Timișoara

9 Cristuinea C., Cornut Al. "Program de calcul a cîmpului de temperatură pe secțiunea transversală a unei bare cilindrice ce se răcește uniform prin suprafața laterală" Bul.IP."Traian Vuia" Timișoara în curs de apariție

10 Cristuinea C. "Variația în timp a cîmpului de tensiune dintr-o epruvetă cilindrică solicitată axial de o forță constantă și supusă unor cicluri de răcire-încălzire" Buletinul I.P.T (în curs de apariție)

11 Crețu G., C.Lupșa "Programarea la calculatorul Felix C 256" Ed.Științifică Buc. 1973

12 Daniel D., Mc Cracken "A guide to Fortran IV programming" John Wiley - Sons INC. New-York 1965

13 Dorn W.S., Cracken D.D "Metode numerice cu programare în Fortran" (trad.din l.engleză) Ed.Tehnică Buc.1976

14 Dorn John "Mechanical behavior of materials at elevated temperatures" Mc Graw - Hill Book Company New-York 1961

15 Dimo P. "Programarea în Fortran" Ed.did. și pedagogică Buc. 1971

16 Gatewood B. . "Temperaturnie napriajenia" Isdatelstvo inostrannoi literaturi Moscova 1959

17 Ginsztler Janos "Zusammenhang zwischen der Thermoschockbeanspruchung und den Werkstoffeigenschaften der Kesselteile in Wärmekraftwerken" Neue Hütte 18 Jg. Heft 9. Sept.1973

18 Gray A., G.G.Mathews "Funcțiile Bessel și aplicațiile lor în fizică" Ed.Tehnică Buc.1958

19 Grindei Ion "Termoelasticitate" Ed.did. și pedagogică Buc. 1967

20 Gröber H, Erk S. "Die grundgesetze der Wärmeübertragung" Springer - Verlag - Berlin 1957

21 Guarnieri G.I. "The Creep-rupture Properties of Aircraft Sheet Alloys Subjected to Intermittent Load and Temperature", ASTM Spec.Tech.Publ.165, pp.105-148 June 1954

22 Guleaev A.P. "Metalurgie fizică (trad.din l.rusă) Ed.Tehnică București 1954

23 Hajdu I., Cristuinea C., Kovats L., Ierecìciu Tr. "Analiza stării de tensiune din peretele unei conducte de abur viu dintr-o centrală termoelectrică de mare putere" revista "Energetica" vol.XXIII, București, Martie - Aprilie 1975

24 Hajdu I., Cristuinea C., Ierecìciu Tr. "Analiza capacității de rezistență la temperatură normală și la cald a unor probe de țeavă sudate din cazanul unei centrale termoelectrice" revista Lucrările simpozionului Rez.Îmbin.sudate Iași Sept.1973

25 Hajdu I., Kovats L., Cristuinea C., Ieremiciu Tr. "Analiza metodelor actuale de extrapolare folosite la determinarea rezistenţei tehnice de durată a unor metale termorezistente depuse prin sudare" Bul.I.P. seria mecanică Tom 18 (32) fasc. 2/1973

26 Hajdu I., Kovats L., Cristuinea C., Ieremiciu Tr., Valea I. "Consideraţii asupra evaluării durabilităţii la temperaturi ridicate a două metale depuse prin sudare cu electrozi termorezistenţi. Lucr.simpozionului. [illegible] Iaşi [illegible] 1973

27 Hajdu I., Cristuinea C., Ieremiciu Tr. "Studiul comportării la temperaturi ridicate a două metale depuse prin sudare cu electrozi termorezistenţi" Conferinţa de sudură şi încercări de metale Timişoara 1971

28 Hajdu I., Sefta V., Cristuinea C. "Untersuchung der Wechselwirkung von Spannungszustand, Temperatur u. Belastungsgeschwindigkeit auf die Zugfestigkeit u. Brucheinschnürung eines weichen Stahles" [illegible] încercări de materiale Budapesta 1970 vol.II

29 Hantuper L. "Introducere în teoria propagării căldurii vol. I" Editura Acad.R.S.R. 1956

30 Hemjes [illegible], Hase [illegible], Kreuse [illegible] "[illegible] Auffüllen, [illegible] und Konservieren der [illegible] [illegible]" Mit Ver Grosskesselbetr. 1972 Nr.5

31 Iacke - Emde "Tafeln Höherer Funktionen [illegible]" [illegible] Verlagsgesellschaft Leipzig 1960

32 Iegan [illegible], [illegible] "[illegible] termice [illegible] tub eliptic infinit" Analele Universităţii Iaşi [illegible] tom [illegible], fasc. 2.1964

33 Ilschner Bernard "Hochtemperaturplastizität" Springer Verlag 1973

34 Ionescu V. "[illegible] axial simetrice în termoelasticitate pentru cilindrul infinit lung" [illegible] vol.[illegible] 1962

35 [illegible] [illegible] [illegible] Izvestia Akadem. [illegible] 1960

36 Kostiuk A.G. "O deformaţii i razrușenii kristaliceskogo materiala pri slejnoi programe padrujenia" Jurnal prikladnoi mehanikii i tehniceskoi fiziki Nr.3, 1967

37 Kusmenko V.A "Novie shemi deformirovania tredih tel" Izdatelstvo "Naukova dumka" Kiev 1973

38 Kuznețov A.P., Mokin A.N. "Polzucesti duralumina D 16 T pri poctoiannîh, țikliceskih u stupenciato izmeciaiuschicia nagruzkah". Jurnal pricladnoi mehanikii i tehniceskoi fiziki Nr.5.1967

39 Lubahn I.D. Bauschinger Effect in Creep and Tensile Tests on Copper I. Metals vol.7 sec.2 p.1031, 1955

40 Mantea St., Geru N, Dulămiță T, Răduleecu M, "Metalurgie fizică" Ed.Tehnică Buc.1970

41 Molinin N.N. "Calculul la fluaj în construcția de mașini" partea I,II. Studii și cercetări de metalurgie 1969

42 Manson S.S., Brown W.F. "A survey of the effects of nonsteady load and temperature conditions on the creep of metals" NASA Cleveland Ohio 1960

43 Miller I "Effect of temperature cycling on the rupture strength of some high temperature alloys" ASTM spec.Tehn. Publ.165 - 1954

44 Namestnikov V.S. "O polzucesti aluminevogo splava pri poremennîh nagruzkah" Jurnal pricladnoi mehanikii i tehniceskoi fiziki Nr. 2.1964

45 Niculescu St. "Inițiere în Fortran" Ed.tehnică Buc.1972

46 Nikimenko A.F., Sosnin O.V. "O razrușenii pri polzucesti" Jurnal prikladnoi mehanikii i tehniceskoi fiziki Nr.3.1967

47 Nowacki Hans-Gerd. Berechnung der Lebensdauer- inbuse durch Temperatur - Änderungsgeschwindigkeiten für Stahlrohre in Kernkraft und konventionellen Dampfanlagen. Wärme, 1971 Nr.1

48 Odqvist F., Hult I. "Kriechfestigkeit metallischer Werkstoffe" Springer - Verlag 1962

49 Pokorny Richard, Potuzák Ladislav "Über den Einfluss niederzyklischer Beanspruchungen auf die Zeitstandfestigkeit bei niedriglegierten CrMoV - Stählen" Neue Hütte 18 Ig Heft 9 Sept.1973

50 Ponomariov S.D şi alţii "Calculul de rezistenţă în construcţia de maşini" vol.II. Ed.Tehnică Buc.1963 (trad. din limba rusă)

51 Rîjic I.M., Gradstein I.S. "Tabele de integrale, serii şi produse" Ed.tehnică 1955

52 Röpke W.D. "Das Verhalten warmfester ferritischer Stähle im Zeitstandversuch bei wechselnden Temperaturen" Archiv für das Eisenhüttenwesen Düsseldorf, Ianuar 1963

53 Rogea I. "Determinarea cîmpului de temperatură în cazul corpurilor de rotaţie pentru condiţii pe contur date" Construcţia de maşini 25 (1973) nr.12, Bucureşti

54 Rozanov M.P., Rusanova .I. "Nekotorie rezultati issledovania dlitelnovo razruşenia v usloviah peremennih napriajenii i temperatur". Energo maşinostroienie Nr.11.1966

55 Serensen S.V., Kozlov L.A. "Lineinaia interpretaţia nakoplenia povrejdenia i harakteristiki soprotivlenia ustalostnoem i dlitelnoem staticeskoem razruşeniu. Zavodskaia Laboratoria 11/58

56 Smirnov V.I. "Curs de matematici superioare" Vol.I ... IV trad.din l.rusă Ed.tehnică 1953-1956

57 Sobolev S.L. "Ecuaţiile fizicii matematice" Ed.tehnică 1955

58 Sokolovski M "Axially - simetrical problems of thermo - elasticity for cylinder of an limited lengh" Bull de Acad. Pol. de Sci. série techn. nr.6.1958

59 Sîle János, Karl Zabelt "Gegenüberstellung der Ergebnisse der Aufweitungsmessungen und der Kriechversuche an langzeitig beanspruchten Dampferzeugerbauteilen" Neue Hütte 18 Ig Heft 9. Sept.1973

60 Truşculescu M. "Studiul metalelor" Ed.didactică şi pedagogică - Bucureşti 1971

61 Vlădea I. "Manual de termotehnică" vol.I,II Ed. didactică şi pedagogică Bucureşti 1963

62 Vodsedálek Iosef "Wärmeermüdung von Maschinenteilen" Neue Hütte 18 Ig Heft 9 Sept. 1973

63 Voretnikov G.S., Rovinskii F.M. "Relacsaţia naprajenii, polzucesti i odnosnoe ractiajenie; obscinosti i osobenosti protessov" Jurnal pricladnoi mehanikii i tehniceskoi fiziki Nr.6.1966

64 x x x "Manualul inginerului" vol.I. Ed.Tehnică Buc. 1965

65 x x x "Culegere de exerciţii rezolvate în limbajul FORTRAN" Vol.I, II. Centrul teritorial de calcul electronic Timişoara, 1974