

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC „TRAIAN VUIA”

- TIMIȘOARA -  
FACULTATEA DE MECANICĂ  
ING. PIRCEA ZENC

TEZA DE DOCTORAT

CONDUCATOR ȘTIINȚIFIC  
Prof.em.dr.ing. GHEORGHE SAVII

- Timișoara 1981 -

MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI  
INSTITUTUL POLITEHNIC „ TRAIAN VUIA ”  
- T I M I S O A R A -  
FACULTATEA DE MECANICA  
ing. PIRCEA ZENO

STUDIUL INFLUIENTEI PARAMETRILOR ELECTRICI ASUPRA  
DIMENSIUNILOR ALEZAJELOR LA PENETRAREA OTELURILOR NEALIATE  
CU TUN ELECTRONIC

L U C R A R E D E D O C T O R A T

CONDUCATOR STIINTIFIC  
Prof.em.dr.ing. GHEORGHE SAVII

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

436.971  
334 F

- T i m i s o a r a 1 9 8 1 -

## CAPITOLUL 1. INTRODUCERE

Programele ample de dezvoltare ale economiei românești în etapa actuală și în anii următori, adoptate de Congresul al XII-lea mobilizează oamenii de știință, cercetătorii și proiectanții la dezvoltarea tehnologică și introducerea progresului tehnic în economie.

Aceste programe au la bază aplicarea în totalitate a indicațiilor de excepțională însemnătate pentru viitorul științei și tehnologiei românești, subliniate de tovarășul Nicolae Ceaușescu, Secretar General al Partidului Comunist Român care arată: "În industrie, cercetarea trebuie să asigure dezvoltarea mai rapidă a bazei proprii de materii prime și energie, valorificarea complexă a rezervelor interne de substanțe minerale, utilizarea intensă a noilor surse de energie, asimilarea de noi produse cu caracteristici superioare, generalizarea mecanizării, automatizării și cibernetizării producției, introducerea de noi tehnologii avansate în toate ramurile producției, care să permită reducerea mai accentuată a consumurilor materiale și energetice, recuperarea și refolosirea materiilor prime și materialelor".

În condițiile unei dezvoltări vertiginoase a producției de bunuri materiale ținându-se seama mai ales de faptul că aspirațiile societății umane în mod normal sînt orientate spre ridicarea standardului de viață, se pun probleme tot mai accentuate cu privire la folosirea cît mai rațională a forțelor de muncă a mijloacelor cît și a obiectului muncii.

După cum se cunoaște, apare tot mai stringentă problema folosirii economicoase a materiei prime și materialelor, a energiilor sub diferite forme. În cadrul acestor stări, progresul științei și tehnicii poate să-și aducă un aport substanțial la rezolvarea problemelor, rezultatele cercetărilor putînd conduce cel puțin parțial la acoperirea penuriilor și economisirea resurselor naturale și de utilizare într-o mai largă măsură a acelor resurse care pînă în prezent au fost mai puțin vizate.

Desigur pornind de la aceste considerente în era

noastră s-a ajuns ca să se acorde științelor tehnologice cea mai mare importanță, tehnologia fiind astăzi obiectul preocupărilor multor cercetători, oameni de știință, cadre din toate domeniile de activitate în procesul de producție de bunuri, tehnologiile formând preocupări și ale politicii economice și economiei politice. Răspîndirea expresiei "tehnologie" este atît de largă, încît o întîlnim în toate domeniile de activitate. Problemele de tehnologie sînt tratate astăzi la nivelul conducerilor de state, acestea făcînd obiectul multor tratate de colaborare, transferul de tehnologii fiind pe prim plan pentru eliminarea diferenței stării economice dintre state.

Această problemă își are justificarea prin faptul că în cadrul revoluției tehnico-științifice, ingineria tehnologică trebuie să-și aducă aportul la soluționarea complexelor probleme ale sistemului industrial, baza asigurării producției de bunuri materiale.

Dezvoltarea tehnicii în ultimii ani este strîns legată de utilizarea materialelor greu fuzibile la construcția mașinilor și aparatelor.

Necesitatea folosirii acestora a condus la crearea unor posibilități de prelucrare diferite de cele clasice cunoscute, care nu se pretau la prelucrarea acestor materiale, studiindu-se prelucrarea cu energii concentrate. Printre aceste sisteme aplicate cu succes ca procedeu industrial este și bombardarea pieselor cu fascicol de electroni focalizat.

Utilizarea fascicolului de electroni focalizat se evidențiază în următoarele domenii contribuind la dezvoltarea acestora :

- nuclear: la găurirea unor filtre speciale necesare obținerii uraniului, la sudura unor materiale greu fuzibile;
- aero-spațial: la obținerea unor materiale greu fuzibile de puritate ridicată cît și la sudura lor;
- energetic: la prelucrarea orificiilor unor componente ale turbinelor cu gaze pentru a se asigura răcirea, injecția sau izolarea acustică;

- electronic: la sudurile fără adaus de material, la gravarea stratului depus prin evaporare cât și la metalizarea circuitelor imprimate;
- textil: la găurirea filierelor pentru asigurarea firelor sintetice subțiri;
- construcția de mașini: la utilizarea unor materiale cu proprietăți fizico-mecanice ridicate greu sau imposibil de prelucrat cu tehnologia convențională.

Pe linia Programului directivă de cercetare științifică, dezvoltare tehnologică și de introducere a progresului tehnic, în perioada 1901-1990 și direcțiile principale până în anul 2000.

"Cercetarea științifică să contribuie nemijlocit la rezolvarea tuturor problemelor legate de înfăptuirea în bune condiții a prevederilor planului de dezvoltare economică socială a României în cincinalul 1981-1985".

Având în vedere dezvoltarea acestor ramuri și în țara noastră, prezenta lucrare își propune, ca pe baza experiențelor efectuate de autor cu o instalație cu fascicol de electroni la Ohio State University din SUA, să analizeze prelucrarea la dimensiune, în special a alezajelor, pentru elaborarea unor tehnologii de lucru, a unor regimuri de prelucrare cât și obținerea unor diagrame de lucru caracteristice regimurilor respective.

Analizele metalografice ale zonelor afectate de penetrarea electronilor cât și măsurarea durității acestora caută să evidențieze regimurile optime de prelucrare, iar măsurarea efectivă a diametrelor obținute este utilizată pentru calculul variației diametrului alezajului funcție de timpul de acționare a fascicolului pentru diferite regimuri de prelucrare.

Prelucrarea datelor experimentale cu ajutorul calculatorului electronic a putut da ecuațiile variației diametrului alezajului funcție de durata acționării fascicolului și ai parametrilor acestuia.

### 1.1. Scurt istoric

Se poate vorbi despre folosirea electronilor ca sursă

de energie odată cu apariția în anul 1905 a patentului D.P. 188466 al lui Marcello von Pirani care descrie aparatura executată la Siemens & Halske ou care se topea tantal sau alte materiale greu fuzibile cu ajutorul razelor catodice.

Apariția și aplicarea fascicolului de electroni în procesele tehnologice de prelucrat se datorește faptului că încă în jurul anului 1930 s-au observat deteriorări ale suprafețelor probelor ce se controlau cu ajutorul microscopelor electronice. De fapt, despre apariția tunurilor emițătoare de fascicole de electroni, se poate vorbi odată cu apariția microscopelor electronice care conțin asemenea emițătoare de fascicole de electroni. Fascicolul de electroni al microscopului electronic a fost folosit pentru prima dată de către von Ardenne la găurirea unor diafragme din materiale subțiri, în anul 1930 [13]. În prima etapă aceste emițătoare de fascicole de electroni au fost socotite ca organe auxiliare, toate eforturile fiind depuse pentru obținerea unor microscopae electrice cât mai precise. Analiza fenomenelor teoretice, a condus la limitarea dezvoltării microscopelor electronice oît și la stabilirea posibilităților lor [3].

În momentul de față se poate spune că fascicolul de electroni asigură concentrare de energie  $10^9$  W/cm<sup>2</sup>.

Deoarece cercetările inițiale ale folosirii fascicolului de electroni erau îndreptate pentru obținerea de topiri de materiale greu fuzibile, aplicarea acestui tip de prelucrare s-a dezvoltat mai mult în acest domeniu oît și aceluia al sudurii.

Literatura îl indică pe Rudolf Ruhle ca unul dintre primii care au creat un aparat care să topească și să vaporizeze cu fascicol de electroni focalizat.

În anul 1950 Steingerwald la Zeiss sudează cu un tun electronic de înalt voltaj iar în 1955 I.A. Stohr de la Comisia nucleară franceză lipește metale tot cu aceeași tehnică.

După anul 1957 începe să fie făcută publică utilizarea acestui sistem de prelucrare începînd să apară o serie de

lucrări care tratau diferite probleme legate de utilizarea fascicolului de electroni [11], [15], [20], [22].

Utilizarea fascicolului de electroni focalizat pentru sudură se face pe baza legilor metalurgiei fizice fiind doar o unealtă de lucru care reușește să realizeze practic suduri care nu s-au mai făcut cu procedeele cunoscute. Astfel, cu acest procedeu se pot suda materiale diferite între ele ca: oțel cu aluminiu, oțel cu oțel de arc și multe altele.

Emisiunea de electroni în fascicol este de fapt clasificată în două grupe, funcție de scopul urmărit:

- formarea unei imagini a suprafeței, care emite sau a fost iradiată cu electroni în așa fel ca variația în densitate a curentului din punct în punct al suprafeței să fie reprodusă (cazul microscopelor și al imaginilor în tuburile electronice ale telescopului);

- focalizarea electronilor din toate punctele unei suprafețe emițătoare pe o suprafață cât mai mică posibilă (cazul tuburilor X, cinescoapelor și a razelor catodice ale osciloscopelor).

Ridicarea performanțelor celor două grupe se poate realiza prin existența unui sistem de focalizare corespunzătoare fără aberații și care ar putea rezolva cele două probleme.

Au fost o serie de lucrări experimentale cât și teoretice, care au studiat și au propus o serie de îmbunătățiri a sistemelor de lentile electromagnetice [4], [5], [6], [7], [8]. Rezultatele pot ajunge până la valori determinate de lungimea de undă a electronilor [9]. Principiile opticii fundamentale sînt limitate de asemenea de intensitatea fascicolului de electroni, demonstrîndu-se că în cazul emisiei fascicolului de electroni la tuburile catodice cinescoape, și tuburi X focalizarea este limitată practic de aberația de sfericitate și nu de lungimea de undă a electronilor [3].

Față de cele de mai sus și ținînd cont de faptul că emisia de electroni sub formă de fascicol necesară prelucrărilor, se încadrează în grupa a doua, se prezintă (tabelul 1.1) comparațiile între sursele de energie și posibilitățile de focalizare cât și densitățile de energie pe unitate de suprafa-

ță [10] .

Valorile densității de energie  
pentru diferite surse.

Tabelul 1.1

Sursa de energie	Suprafața minimă cm <sup>2</sup>	Densitatea de energie W/cm <sup>2</sup>
Flacără oxiavetilenică	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>4</sup>
Laser	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>21</sup>
Fascicol de electroni	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>9</sup>

Caracteristică fascicolului de electroni este concentrarea unei energii înalte pe o unitate mică de suprafață printr-o focalizare corespunzătoare. Această concentrare de energie produce topiri, suduri, evaporări, găuriri, tăieri în materiale. În procesele tehnologice de topire, concentrarea de energie este mult mai mică decât la suduri, tăieri sau găuriri, unde concentrarea de energie datorită unei focalizări optime este ceea ce generează noi suprafețe de anumite precizii dimensionale. Datorită faptului că prin folosirea fascicolului de electroni, se pot obține diversificări ale proceselor tehnologice de prelucrare, în decursul timpului au apărut trei categorii de mașini:

- mașini de topit și vaporizat;
- mașini de sudat;
- mașini de prelucrat la dimensiune: găurit, frezat, tăiat.

Dezvoltarea proceselor tehnologice cu fascicol de electroni focalizat a fost legată strâns de obținerea unor viduri înalte de ordinul a 10<sup>-5</sup> bar, deoarece fascicolul de electroni poate fi creat doar în vid. În jurul anului 1968 au început să apară procese tehnologice la care obținerea fascicolului de electroni se face în vid, iar piesele de prelucrat nu se mai introduc în camera de vid. Acest procedeu este încă



în fază de experimentare, puterea fascicolului de electroni fiind mult mai mică decît a unei instalații care lucrează complet în vid, datorită ciocnirii electronilor cu particolele din aer.

Concentrarea energiei printr-o bună focalizare a fascicolului de electroni, aduce avantaje în toate aceste procese tehnologice pentru topiri, deoarece se poate obține o zonă de topire limitată care poate să fie bine controlată din punct de vedere termic, avînd o importanță mare pentru stabilizarea zonelor învecinate topiturii. La vaporizări de materiale este absolut necesar să se mențină cît mai stabil zona topită, în scopul obținerii unei vaporizări corespunzătoare.

Sudura este un exemplu clasic de topire locală, iar energia ce se aplică fiind foarte înaltă trebuie să asigure topirea corespunzătoare a zonei bombardate, cît și a celei alăturate, pentru a putea obține în final cordonul continuu de sudură.

Deplasarea fascicolului de electroni pe linia viitorului cordon de sudură trebuie făcută în așa fel ca în permanență să fie adusă o nouă zonă pentru topire, ducînd la așa numitul efect de sudură în adîncime, în care presiunea electronului în baie se pare că are o influență importantă.

O creștere a energiei concentrate a fascicolului de electroni împreună cu o minimalizare a suprafeței bombardate a obiectului și aplicare pulsatorie a fascicolului crează posibilitatea de prelucrare a materialului: tăiere, frezare, găurire, etc.

## CAPITOLUL 2. SISTEME DE PRELUCRAT CU FASCICOL DE ELECTRONI CONCENTRAT

### 2.1. Principiul de lucru al sistemelor de încălzire cu fascicol de electroni.

Aparatul realizat de Rudolf Ruhle (fig.2.1) are la bază principiul de lucru al sistemelor de încălzire cu fascicol de electroni:

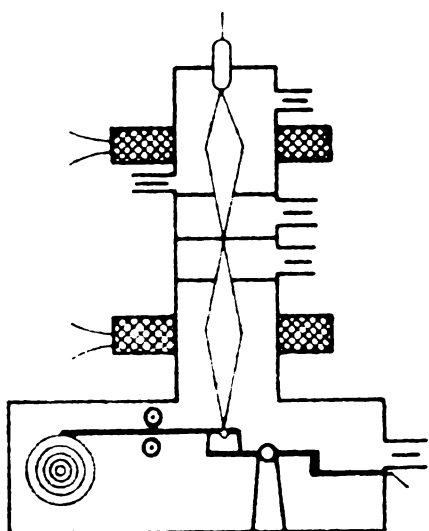


Fig.2.1. Schema aparatului lui Rudolf Ruhle.

Acest aparat a fost conceput din următoarele trei părți distincte:

- camera superioară conținând emițătorul de electroni;
- camera intermediară conținând o diafragmă de limitare a fascicolului cât și sistemul de focalizare;
- camera de topire și vaporizare propriuzisă, conținând piesa de prelucrat.

Procesul tehnologic are loc în vid înalt, iar rezultatele obținute pot fi socotite ca primele referitoare la topirea și vaporizarea unui material în vid prin bombardarea cu fascicol de electroni focalizat.

Fascicolul de electroni obținut cu ajutorul aparatului lui Ruhle este generat în camera superioară de emițătorul de fascicol, după care trece printr-o lentilă de focalizare (bobina electromagnetică) care focalizează fascicolul pe piesă în scopul creerii densității mari de energie care asigură topirea materialului.

Schema de principiu a unui sistem uzual cu fascicol focalizat de electroni (fig.2.2), constă dintr-un tun care focalizează fascicolul în punctul  $P_0$  și o bobină electromagnetică care are rol de lentilă proiectând densitatea de curent din punctul  $P_0$ , pe obiect în punctul  $P_1$  cu o mărime  $M$ . Jumătățile unghiurilor fascicolului de electroni în punctele  $P_0$  și  $P_1$  sînt

$\alpha_0$  și respectiv  $\alpha_1$ .

Suprafața de emisie circulară a catodului de raza  $r_c$  asigură densitatea emisiei -  $j_e$  și energia termică a electronilor -  $\mathcal{E}$ . Sistemul electrono-optic este caracterizat prin mărirea  $M = \frac{b}{a}$  și coeficientul aberației de sfericitate  $C_s$ .

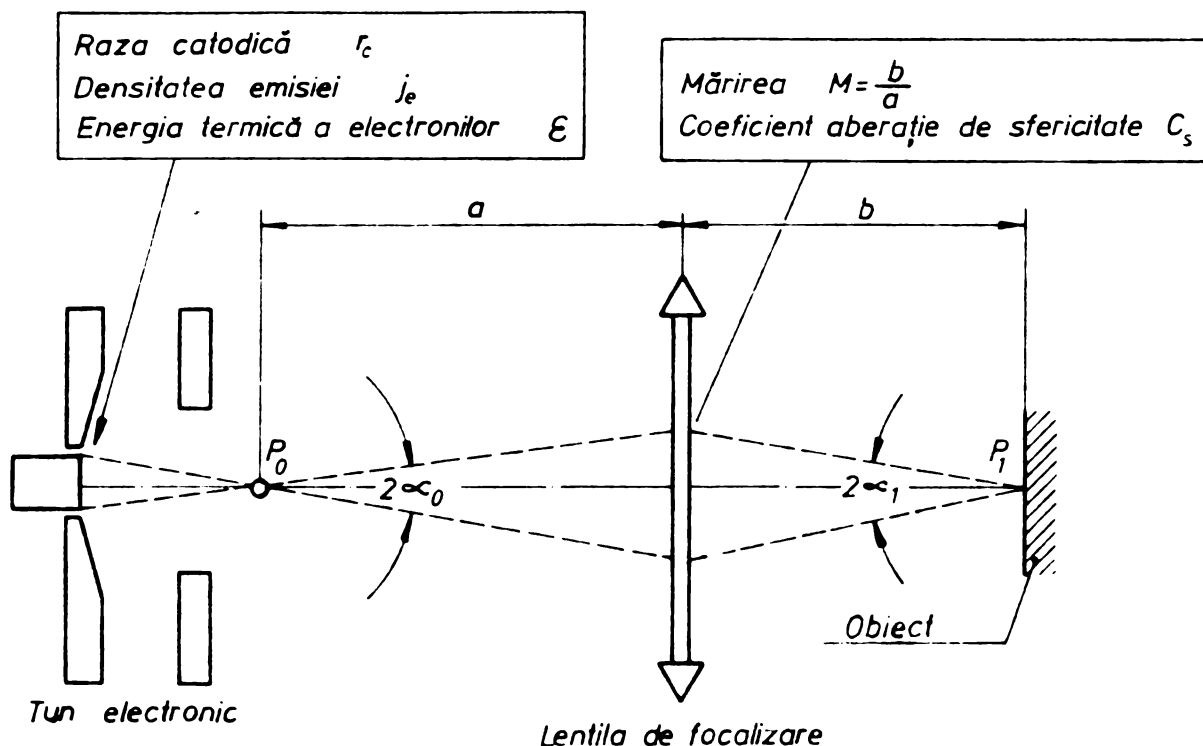


Fig.2.2. Schema de principiu a sistemului de fascicol de electroni.

Procesul de focalizare deplină are două surse de erori principale. Prima eroare ține cont că electronii au la început o viteză termică corespunzătoare părăsirii catodului cu un spectru corespunzător de distribuție a frecvenței după Maxwell.

Cea mai probabilă valoare a energiei cinetice a acestor electroni emiși termoionici este: [3]

$$\mathcal{E} = \frac{kT}{e} = \frac{T}{11600} e V \quad [W] \quad (2.1)$$

în care:  $T$  este temperatura catodului,  $^{\circ}K$ ;  
 $e$  - sarcina electronului,  $1,6 \cdot 10^{-19}C$ ;  
 $V$  - voltaj de accelerare,  $V$ ;  
 $k$  - constanta lui Boltzman,  $1,38 \cdot 10^{-23}J/k$ ;  
 A doua eroare principală este datorată aberațiilor

lentilelor de focalizare și în special coeficientului aberației sferice  $C_s$  care este destul de mare. Aceste două surse de erori nu permit niciodată o focalizare ideală a fascicolului de electroni, în punctele  $P_0$  și  $P_1$ . Electronii nu se pot focaliza într-un punct ci se vor împrăști pe o suprafață circulară sau mai bine zis pe un disc al aberației de o rază precisă.

Viteza termică este generatoarea spotului de aberație în punctul  $P_0$  a cărui rază  $\rho_0$  este [8]:

$$\rho_0 = r_e \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}}{V}\right) \frac{1}{\alpha_0}} \quad [\text{mm}] \quad (2.2)$$

în care:  $V$  - voltajul de accelerare,  $V$ ;

$r_e$  - raza suprafeței de emisie a catodului,  $\text{mm}$ ;

$\mathcal{E}$  - energia cinetică a emisieii termoionice,  $J$ ;

$\alpha_0$  - semiunghiul emisieii, grade.

Distribuția curentului în punctul  $P_0$  este dată conform curbei lui Gauss de relația [3]:

$$j_e = j_{\max} \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2}\right) \quad [\text{A} \cdot \text{m}^{-2}] \quad (2.3)$$

în care:  $j$  este emisia specifică de curent,  $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$

Dacă în relația (2.3) se consideră  $r = \rho$  atunci emisia specifică de curent are valoarea  $j_e = j_{\max}$ . Curentul total al fascicolului este atunci: [1]

$$I = j_{\max} \cdot \pi \cdot \rho_0^2 \quad [\text{A}] \quad (2.4)$$

În aceste condiții  $\rho_0$  reprezintă raza unui cerc de focalizare fictiv în care este o emisie specifică de curent constantă  $j_{\max}$ .

Acest spot de aberație focalizat în punctul  $P_1$  de o lentilă ideală, care nu ar avea aberația de sfericitate, aduce la o suprafață focalizată de rază  $\rho_1$ .

$$\rho_1 = M \cdot \rho_0 = M r_e \sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}}{V}\right) \frac{1}{\alpha_1}} \quad (2.5)$$

în care:  $M$  - mărirea lentilei;

$\alpha_1$  - semiunghiul incidenței fascicolului pe obiectiv, grade.

În condițiile inexistenței vitezei termice a electronilor, dar lentila folosită în sistem are aberație de sfericitate, atunci focalizarea din punctul  $P_1$  dă un spot de rază  $\sigma_1$  [9].

$$\sigma_1 = (M + 1)^4 C_s \propto \frac{3}{1} [\text{mm}] \quad (2.6)$$

în care:  $C_s$  este coeficientul aberației sferice al lentilei de focalizare.

Dacă acum ambele spoturi de aberație se suprapun, de exemplu, după legea pătratelor, raza spotului din punctul  $P_1$  este dată de relația:

$$r_1 = \sqrt{(\rho_1^2 + \sigma_1^2)} [\text{mm}] \quad (2.7)$$

Se observă că  $r_1$  are o valoare minimă, când  $\frac{\partial r_1}{\partial \alpha_1} = 0$  care permite valorile lui  $\alpha_1$  și  $r_1$  să fie gata calculate pentru condiții optime de focalizare a fascicolului [25]:

$$(\alpha_1)_{\text{opt}} = 0,87 \frac{1}{M + 1} \frac{r_e^{1/4} \varepsilon^{1/4}}{C_s^{1/4} v^{1/8}} [\text{grade}] \quad (2.8)$$

$$(r_1)_{\text{opt}} = 1,33 (M + 1) \frac{r_e^{3/4} C_s^{1/4} \varepsilon^{3/8}}{v^{3/8}} [\text{mm}] \quad (2.9)$$

Ultimele două relații caracterizează sistemul de parametri, relevant pentru realizarea unei raze de focalizare mică.

Factorii  $C_s$  și  $\varepsilon$  pot fi influențați destul de puțin, iar mărimea  $M$  este în general dată de condițiile practice. În acest fel factorii care sînt importanți și influențează relațiile (2.8) și (2.9) sînt  $r_e$  și  $v$ , ceea ce înseamnă că pentru o rază mică a focalizării trebuie să avem o rază cît mai mică a catodului și un voltaj de accelerare cît mai mare posibil.

Dacă se ia raza focalizării  $r_1$ , atunci densitatea de putere  $W_1$  obținută la această focalizare poate fi ușor dedusă din relația (2.9) și emisia specifică de curenți  $j_e$  [26].

$$W_1 = \frac{VI}{r_1^2} = 0,47 \left[ \frac{1}{(M+1)^{8/3}} \frac{r_1^{2/3}}{C_s^{2/3} \varepsilon} \right] v^2 j_e \left[ \text{Am}^{-2} \right] \quad (2.10)$$

în care :  $j_e$  este densitatea curentului de emisie a catodului,  $\text{Am}^{-2}$ .

Expresia inclusă între parantezele pătrate, este dată de temperatura catodului și de dimensionarea lentilelor de focalizare.

## 2.2. Interacțiunea dintre fascicolul de electroni și materialul de prelucrat.

Supunînd acțiunii unui fascicol de electroni o piesă de oțel de 10 mm grosime avînd un raport mare între suprafață și grosime s-au stabilit, conform (fig.2.3) repartiția cantităților de căldură [35].

Urmare a acțiunii fascicolului de electroni apar următoarele faze :

- încălzire pînă la punctul de topire;
- topirea materialului din zona supusă bombardamentului cu fascicol de electroni;
- evaporarea unei cantități de material;
- încălzirea restului de material care nu a fost supus bombardării fascicolului;
- încălzirea mediului înconjurător.

Conform (fig.2.3) se fac următoarele notații :

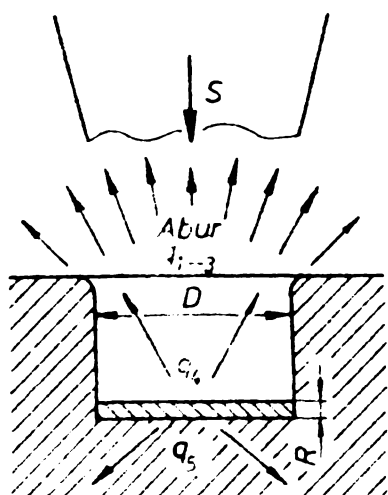


Fig.2.3. Distribuția cantității de căldură.

$q_1$  - cantitatea de căldură necesară vaporizării materialului degajat;

$q_2$  - cantitatea de căldură necesară încălzirii materialului în stratul R;

$q_3$  - cantitatea de căldură necesară topirii materialului încălzit peste punctul de topire;

$q_4$  - cantitatea de căldură disipată prin radiație;

$q_5$  - cantitatea de căldură disipată prin conducție.

Experimentările au început de la tem-

peratura de  $2000^{\circ}\text{K}$  care este deasupra punctului de topire a oțelului. S-a considerat suprafața  $S = 0,01 \text{ mm}^2$ , încălzită la temperatura  $T$  în timp ce celelalte părți sînt menținute la temperatura normală. Curbele  $N_1 - N_5$  corespund cantităților de căldură  $q_1 - q_5$  din procesul de topire conform (fig.2.4) [35].

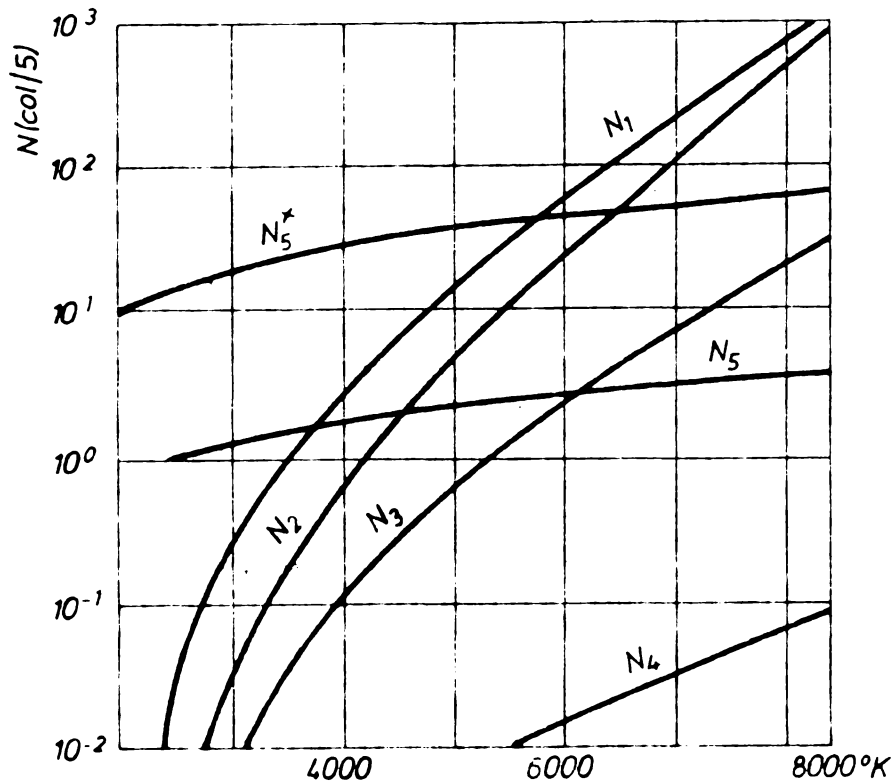


Fig.2.4. Variația cantităților de căldură.

Valorile lui  $N_1 - N_5$  au fost obținute prin măsurare și calculare [16].

La  $2000^{\circ}\text{K}$  energia fluxului de vaporizare este mai mică decât energia pierdută prin conducție. Aici marea parte a materialului este în stare topită. Odată cu creșterea temperaturii la  $3500^{\circ}\text{K}$  apare o creștere rapidă a energiei excedente, care duce

la creșterea presiunii de vapori, ce variază exponențial cu temperatura, în timp ce  $N_5$  - cantitatea de căldură disipată pe o unitate de timp prin conducție crește practic liniar cu temperatura.

Analizînd din punct de vedere al detașării optime de particole de material, se observă că ea poate fi obținută doar dacă energia utilizată pentru topiri și încălziri, care se înmagazinează în material este mai mică și neglijabilă comparativ cu energia necesară vaporizării. Această idee a fost cea care a condus la folosirea fascicolului de electroni la prelucrări.

Este necesar să se folosească temperaturi suficient de înalte pentru asigurarea vaporizării dar care să prevină efectele termice asupra piesei de prelucrat.

Energia  $N_5$  disipată prin conducție este de 10 ori mai mică decât pierderile de energie  $N_5^x$  care a fost calculată pentru cazul staționar și afirmată de condițiile ca: temperatura la distanța de  $4 \mu\text{m}$  față de suprafața de lucru să nu depășească  $900^\circ\text{K}$ .

Conform celor de mai sus se poate demonstra că o situație de distribuție relativă a temperaturii în material nu este reală în cazurile practice pentru operațiile staționare. Pe de altă parte nu este posibil să nu excedă temperatura critică, în afara toleranței adâncimii în material, pentru un timp scurt. Durata timpului critic este condiționată de proprietățile fascicolului de electroni cât și de calitatea materialului. Această durată critică de timp poate fi estimată într-o manieră simplă dacă se consideră că este admisibil ca fascicolul de electroni să încălzească suprafața materialului de prelucrat la o temperatură adecvată de vaporizare într-o perioadă scurtă de timp. În acest scop se cere ca densitatea de energie a fascicolului de electroni să fie foarte mare.

Energia pierdută de un fascicol de electroni este funcție de adâncimea de penetrare și ea nu este uniformă pe toată regiunea de acțiune.

Experimental s-a stabilit această energie pierdută de un fascicol de electroni de 100 kV funcție de adâncime la penetrarea tungstenului (fig.2.5) [10].

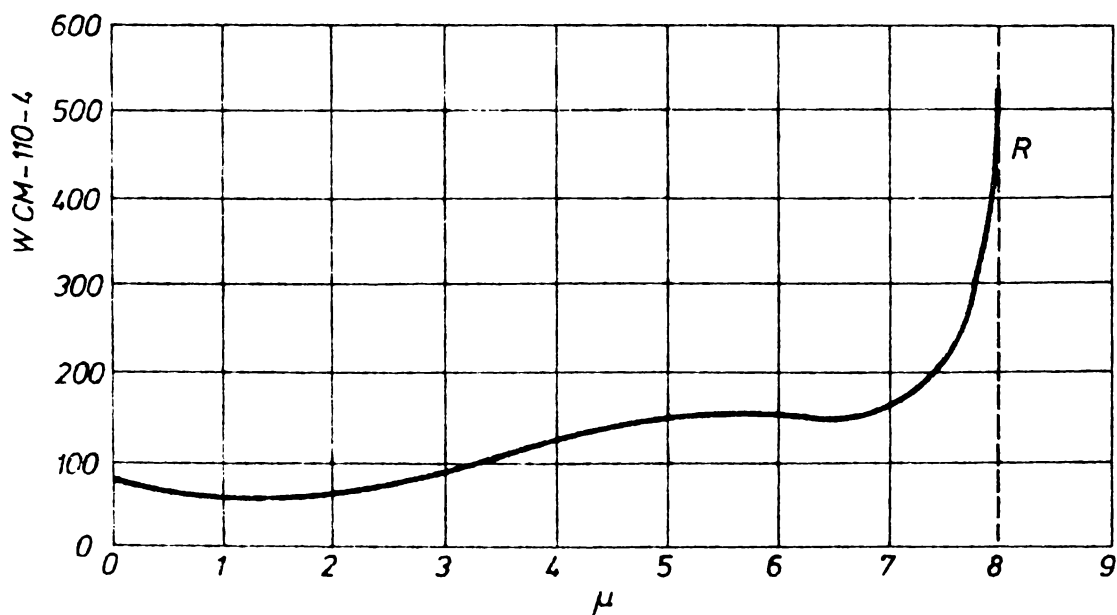


Fig.2.5. Variația energiei la penetrarea tungstenului.



Experimentările lui Steigerwald au arătat că printr-o bună focalizare fascicolul de electroni, cu o tensiune de accelerare 100 kV și o densitate a energiei de  $10^9 \text{ W/cm}^2$ , se poate asigura ca fiecare strat în care electronii sînt absorbiți să se încălzească în aproape  $10^{-8}$  secunde, la temperatura de topire de  $3650^\circ\text{K}$ , conform calculelor termice [10]. În plus s-a arătat că sursa de încălzire cu fascicol de electroni pentru tăiere este cel mai eficient ca să dea temperaturi pînă la  $4000^\circ\text{K}$ . La această temperatură energia folosită pentru proces este aproape 90% din energia sursei. La  $2000^\circ\text{K}$  doar 5% este folosită la proces, iar restul se pierde prin conducție termică, radiații etc. Atît Stohr cît și Steigerwald au arătat că pentru a preîntîmpina efectele de conducție a căldurii este necesar un gradient de căldură foarte ascuțit, care se poate obține prin folosirea unui fascicol de electroni pulsatoriu [10]. Funcție de voltajul de accelerare al electronilor, durata pulsației va trebui să fie de mărimea cîtorva microsecunde pentru un voltaj de accelerare de 100 kV aplicat fascicolului de electroni la prelucrarea unor metale, ca de ex. fierul. Mărimea pulsației este dată de faptul că, nu are sens generarea de electroni mai mare decît cea necesară, pentru a obține cantitatea de căldură necesară topirii sau evaporării stratului de grosime egală cu adîncimea penetrării. Electronii cu o tensiune de accelerare de 100 kV realizează o adîncime de 0,03 mm la penetrarea fierului. Acești electroni își vor transmite energia, electronilor din structura materialului într-un timp de aproape  $10^{-13}$  secunde, care este inversul frecvenței lui Debye [10]. Dar se constată experimental că acest timp de transfer al energiei electronilor fascicolului la întreaga structură a filmului de 0,03 mm este aproape de o secundă. Se poate calcula o intensitate optimă a fascicolului de electroni cu relație [26].

$$I = a \rho H_{ev} / t_r \quad [a] \quad (2.11)$$

în care :  $a$  - adîncimea penetrării, mm;  
 $\rho$  - densitatea materialului;  
 $H_{ev}$  - căldura de evaporare a materialului;

$t_r$  - timpul de realizare care este de ordinul  
microsecundelor.

La un exemplu numeric unde :  $a = 0,03$  mm;

$\rho = 3 \times 10^3$  Kgm<sup>-3</sup>;  $H_{cv} = 10^5$  JKg<sup>-1</sup> și  $t_r = 10^{-6}$  sec. Se obține  
 $I = 2 \times 10^6$  Wcm<sup>-2</sup>.

Se observă, că prin mărirea densității de putere, așa numitul efect de adîncire al penetrării va crește. La intensități mai mari ca  $2$  MWcm<sup>-2</sup> suprafața stratului încălzită inițial, va primi mai multă energie decît este necesară pentru vaporizarea sa, iar în afară de aceasta, căldura va coborî sub această suprafață și va apărea efectul de undă. Acest efect de penetrare în adîncime este evident în cazul aplicării fascicolului de electroni cu un voltaj de accelerație mai mare ca să se poată obține o cavitate acoperită de un film subțire de metal, lucru arătat pentru prima dată de H.Schwarz [17].

### 2.3. Probleme energetice ale deplasării fascicolului de electroni prin camera de lucru.

Electronii emiși de catod se accelerează în câmpul electric al instalației formîndu-se datorită câmpurilor electrice și magnetice, fascicolul de electroni cu care se prelucresă materialul. Acest fascicol de electroni străbate camera de lucru și atinge în final suprafața piesei de prelucrat. În drumul său prin camera de lucru fascicolul întîlnește diferiți atomi, molecule sau electroni liberi. În urmă ciocnirii electronilor fascicolului cu aceste particole, se transmite acestora o parte din energia cinetică schimbîndu-se în același timp direcția de mișcare.

Unghiul de deviație este cu atît mai mare cu cît este mai mică distanța dintre centrale electronului și particolei în momentul ciocnirii. Deoarece diametrele atomilor și moleculelor sînt de cele mai multe ori mai mari decît diametrul electronului, direcția de mișcare a electronului după ciocnire poate să se modifice sub un unghi mai mare de  $90^\circ$  ajungînd pînă la  $180^\circ$ .

Pentru a păstra parametrii fascicolului în camera de lucru, se formează un vacuum înalt, în așa fel ca lungimea me-

die a parcursului liber al electronilor între două ciocniri să fie mai mare decât distanța de la catod la suprafața de prelucrat.

Lungimea medie a parcursului liber al electronilor în gaze conform [18] se determină cu relația:

$$\lambda = \frac{4 \sqrt{2}}{\bar{n} n \sigma_a^2} \quad (2.12)$$

unde:  $n$  - concentrația gazului în drumul electronului;  
 $\sigma_a$  - secțiunea efectivă a ionizării atomului ciocnit de electroni.

Conform (fig.2.6) se dau valorile secțiunii efective de ionizare pentru diferite gaze. Această mărime este funcție de viteza electronului. În gama energiei (10-100 keV) în care lucrează marea majoritate a emițătoarelor de electroni, secțiunea scade cu creșterea energiei electronilor.

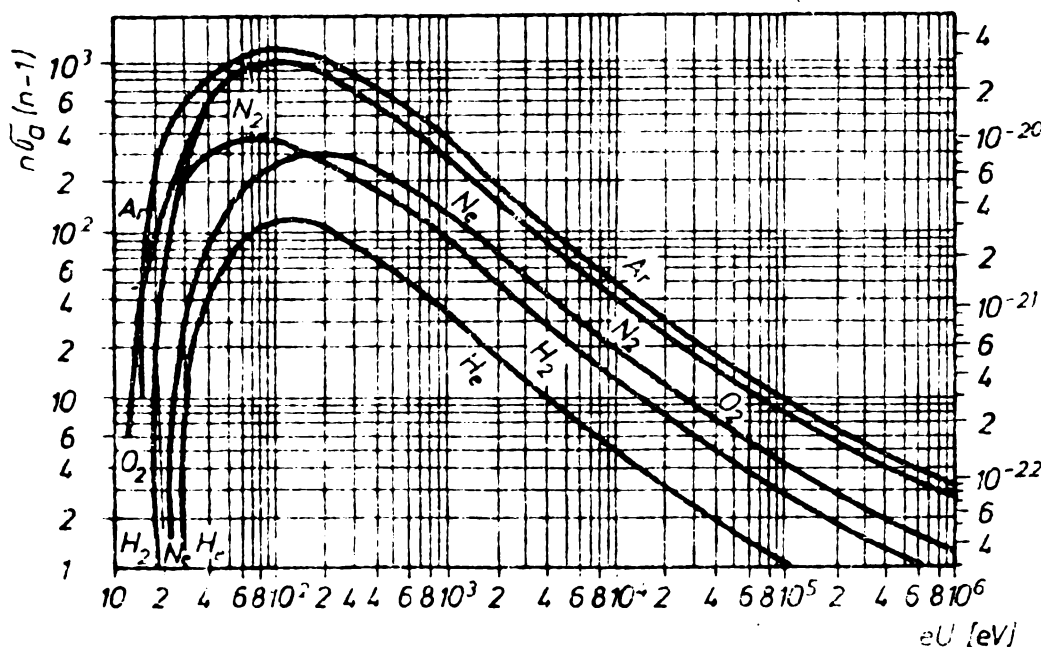


Fig.2.6. Secțiunea efectivă de ionizare.

Pentru aer la 20°C lungimea medie a parcursului liber este dată conform tabelului 2.1. [35]

Conform tabelului 2.1 se observă că presiunea din camera de lucru în jur de 10<sup>-4</sup> bar asigură condiții

de lucru corespunzătoare unor instalații ce lucrează cu fascicol de electroni.

Trebuie arătat că numărul de particule din drumul fascicolului de electroni poate fi mai mare în zona suprafeței de prelucrat datorită acțiunii acestuia asupra materialului și a degajării de gaze și vapori din material.

Datorită vidului înalt gazele și vaporii de metal pă-

4309H  
334 F

răsesc rapid zona penetrării și se condensează pe pereții camerei de lucru.

Valorile lungimii medii  
a parcursului liber.

Tabelul 2.1

în cm.	Presiunea în bar
$3,5 \times 10^{-5}$	760
$2,66 \times 10^{-2}$	1
$2,66 \times 10^{-1}$	$10^{-1}$
2,66	$10^{-2}$
26,6	$10^{-3}$
266	$10^{-4}$
2660	$10^{-5}$

Pierderile prin ionizarea moleculelor și atomilor, a rămășițelor de gaze și vapori care se găsesc în camera de lucru, de obicei nu sînt mari, deoarece electronii nu în-  
tîmpină rezistență mare la deplasarea lor prin vacuumul ridicat al camerei. Aceste pierderi se compun din două părți:

$$P_i = P_{ig} + P_{iv} = I_e \left( U_{ig} \frac{L}{\lambda_g} + U_{iv} \frac{D}{\lambda_v} \right) \quad (2.13)$$

unde:  $U_{ig}$  și  $U_{iv}$  - potențiale de ionizare corespunzătoare gazelor și vaporilor;

L - drumul parcurs de electroni de la tunul emițător la suprafața piesei de prelucrat;

D - diametrul suprafeței ce se vaporizează;

$\lambda_g$ ;  $\lambda_v$  - lungimile medii ale parcursului liber al electronilor corespunzător gazelor și vaporilor de metal.

Practic datorită vidului înalt din camera de lucru la prelucrarea cu fascicol de electroni puterea absorbită pentru ionizarea gazelor  $P_{ig}$  nu atinge valoarea de 1% din puterea totală a fascicolului. Puterea consumată pentru ionizarea vaporilor  $P_{iv}$  depinde în totalitate de temperatura suprafeței piesei cit și de viteza de vaporizare a materialului.

Apar puteri mari consumate pentru ionizarea vaporilor de prelucrarea orificiilor adînoi și la tăiere, deoarece este o temperatură înaltă de lucru și există o afluență de vapori de

material, din această cauză fascicolul parcurge un drum relativ lung într-o zonă de presiune de vapori.

#### 2.4. Repartiția energiei fascicolului în material.

Repartiția energiei fascicolului de electroni în materia ce se prelucerează este importantă în procesele tehnologice în care dimensiunile transversale ale fascicolului sînt comparabile cu adîncimea de penetrare a electronilor.

În aceste condiții neuniformitatea degajării în profunzime a energiei, influențează asupra propagării căldurii în materialul de prelucrat.

Cercetările făcute în ultimii ani cu fascicole electronice de mare intensitate, au arătat că legile pătrunderii lor în materie diferă de legile ce descriu pătrunderea în materie a unor electroni accelerați izolați.

Asupra deplasării electronilor ce compun fascicolul are influență interacțiunea cu substanțe de prelucrat a electronilor premergători din același fascicol care au realizat impactul mai înainte.

##### 2.4.1. Formarea fascicolului în interiorul materiei.

Cînd se produce impactul electronului cu materia supusă prelucrării, ciocnindu-se de particole, electronul își schimbă brusc direcția de mișcare după fiecare impact (fig.2.7).

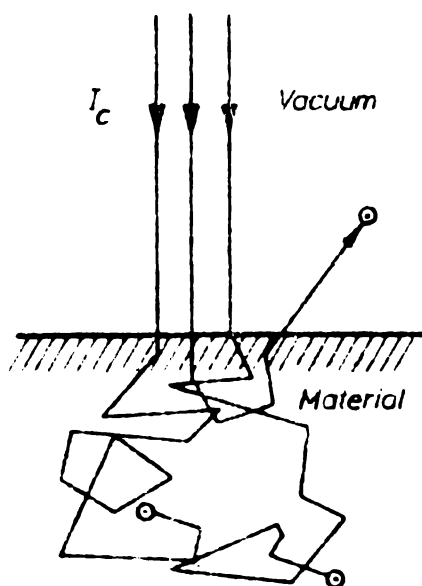


Fig.2.7. Direcția de mișcare a electronului după impact.

Urmărind traiectoria unui electron izolat, aceasta va apărea foarte frîntă, ceea ce provoacă o lărgire a fascicolului, lărgire care va fi destul de sensibilă dacă diametrul fascicolului este comparabil cu adîncimea de pătrundere a acestuia în materie.

Aceste traiectorii frînte sînt cauza apariției electronilor reflectați care zboară de pe suprafața prelucrată a materiei și ca rezultat al multor ciocniri electronul

care a pătruns în materie își poate schimba într-atâta direcția de mișcare încât are posibilitatea să revină în spațiul camerei de lucru. Energia pe care o are în momentul ieșirii din material determină viteza lui în cameră, ea fiind energia pierdută pentru încălzire.

La penetrare, electronii se ciocnesc cu particole de masă egală sau mai mare, în acest caz unghiul de dispersie poate fi mai mare.

Tabloul acestei dispersii se poate observa vizual, trecând un fascicol paralel îngust de electroni într-un spațiu umplut cu gaz de joasă presiune. Sub influența excitației și ionizării gazului, se iluminează, determinându-se clar limita zonei ocupate de fascicolul de electroni rapizi.

Forma acestei zone este aproape sferică, diametrul fiind determinat de viteza electronilor, de presiunea și compoziția gazului în cameră. Se poate considera că diametrul fascicolului crește aproximativ cu o valoare egală cu adâncimea de pătrundere a electronilor în materie.

După adâncimea de pătrundere a electronilor se disting două regimuri de încălzire a substanței:

#### 2.4.1.1. Incălzirea superficială.

Dimensiunile transversale ale fascicolului sînt mult mai mari decît adâncimea pătrunderii lui în materie. Dimensiunile fascicolului la trecerea prin material nu se schimbă sensibil. Problema încălzirii materialului ce se supune bombardamentului cu fascicol de electroni și a propagării căldurii se rezolvă în ipoteza degajării căldurii pe suprafață sau extremis, într-un strat superficial subțire. Aceasta se observă în diferite cazuri de topire și prelucrare termică a metalelor, la sudarea pieselor de dimensiuni mari, la depunerea de pelicule prin vaporizare.

#### 2.4.1.2. Incălzirea în profunzime.

Diametrul fascicolului (de obicei în aceste procese fascicolul este rotund) este comparabil sau mult mai mic decît distanța la care fascicolul pătrunde în material. O mare importanță practică o au problemele variației parametrilor fascicolului în materie, legile degajării căldurii pe traiectoria fascicolului.

Aceste condiții se realizează în instalațiile microscopelor electronice, la tăierea și îndepărtarea unor straturi subțiri de metal, microsudarea cu fascicol electronic, la înregistrarea cu fascicol pe pelicule termoplastice.

2.4.2. Degajarea energiei din fascicolul de electroni în materia supusă bombardamentului.

Intrucât drumul electronului în materie este departe de a fi liniar, transformarea energiei cinetice a fascicolului în căldură se produce uniform pe adâncimea pătrunderii lui în material. Pe măsură ce pătrunde fascicolul, își mărește secțiunea, drumurile medii se abat tot mai mult de la axa fascicolului, electronii își pierd energia. În atingerea unei anumite adâncimi o parte din electroni se întorc spre suprafața materiei. Aceștia având o energie cinetică destul de ridicată continuă să încălzească materialul, pe acea porțiune a adâncimii de pătrundere a fascicolului pe care ei deja au parcurs-o.

Pe lângă această probabilitate a interacțiunii cu materia, transmiterea de energie către materie este diferită pentru diferite substanțe, dar maximul se află în limitele vitezelor electronilor de câteva sute de electron-volți. Aceasta înseamnă că dacă un electron rapid s-ar deplasa liniar în substanță, atunci degajarea specifică de energie în substanță ar crește în procesul frînării electronilor pînă la o valoare maximă oarecum în funcție de profunzimea materiei, cînd energia sa se micșorează pînă la cea care corespunde maximului posibilității de interacțiune. Apoi energia specifică degajată de fascicol scade din nou întrucît scade probabilitatea de interacțiune. Numeric această probabilitate se exprimă prin valoarea secțiunii efective de ionizare a moleculelor substanței  $\bar{\sigma}_a$  la determinarea lungimii medii a parcursului liber al electronului în materie.

## 2.5. Mecanismul penetrării fascicolului de electroni.

Mecanismul penetrării în scopul obținerii unor orificii a fost arătată de H.Schwarz și este reprezentat schematic în (fig.2.8) [22].

În (fig.2.8.A) un fascicol de electroni de diametru

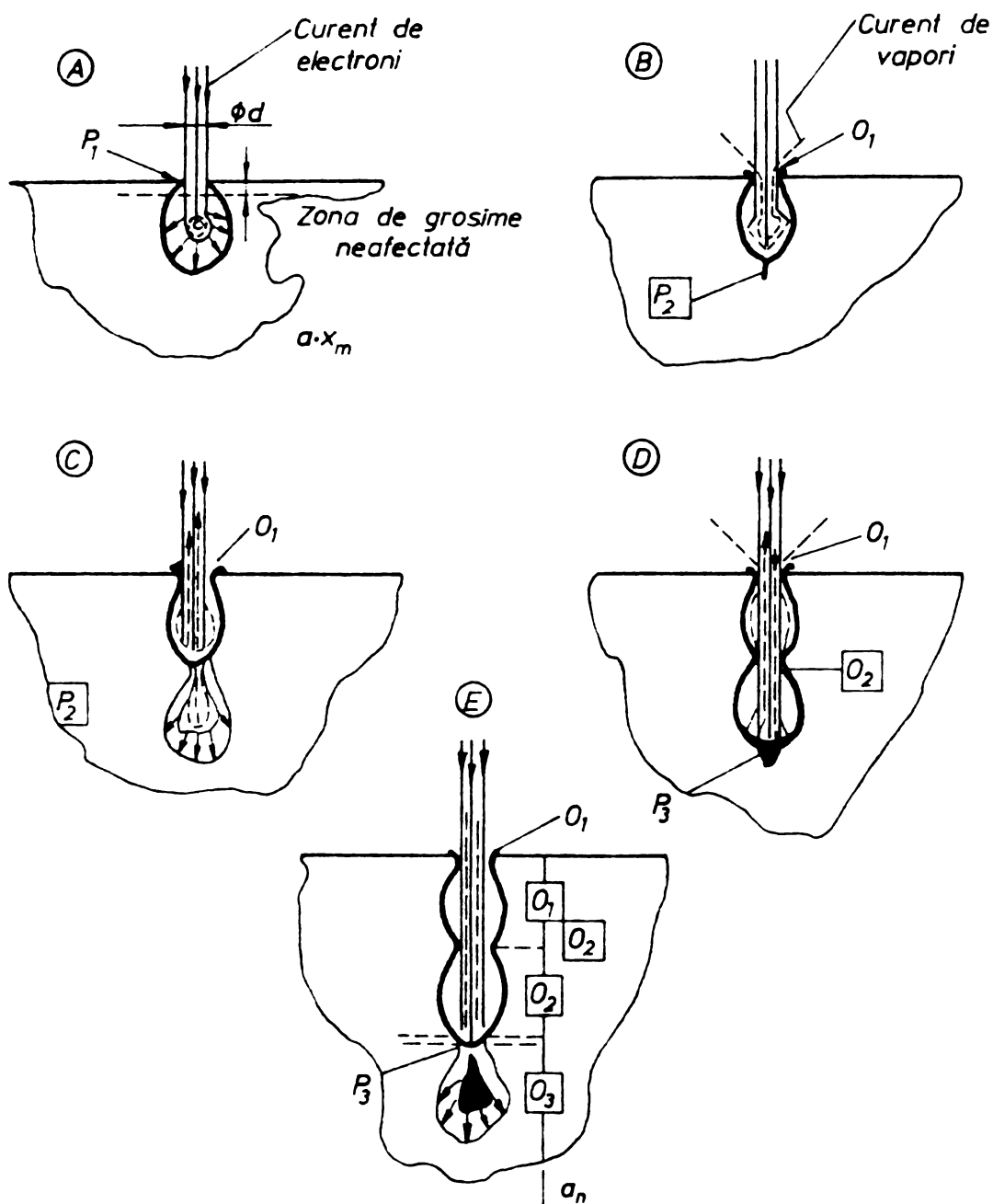


Fig.2.8. Mecanismul penetrării.

"d" și cu un voltaj de accelerare "V", penetrează suprafața de material pe o adâncime de  $a \cdot X_m$  ( $a < 1$  iar  $X_m$  dat de fig.4.1) cu un mic efect asupra acestei cruste care este practic transparentă pentru electronii de mare viteză. Electronii în partea inferioară crustei sînt stopați și se ciocnesc creînd un volum încălzit de forma unei pere. Crusta neafectată de penetrarea electronilor se rupe ca în (fig.2.8.B). Prin această rupere se formează un orificiu  $O_1$  care permite presiunii interioare care s-a format cît și unui curent de material evaporat să părăsească zona. Materialul care a părăsit zona servește la păstra-



rea deschisă a canalului  $O_1$ . Asemenea rupturi au fost observate încă înainte de 1945 iar fotografia lor și o simplă prezentare s-a făcut de I. Dosse și G. Mierdel [23].

Ca rezultat al rupturii reprezentate în (fig.2.8.B) se formează în jurul orificiului un dig circular de lichid care nu permite întoarcerea înapoi a curentului de material evaporat. Acțiunea și reacțiunea forțelor rezultate din acest curent de vapori crează o propulsie sub formă de jet care contribuie la dîncirea penetrării. Deoarece aceste forțe sînt de ordin mai mare ca presiunea exercitată de electronii fascicolului care împing materiale această presiune a electronilor poate fi neglijată.

Cu descreșterea densității de vapori, ciocnirea electronilor este mai mică și ionii vaporilor contribuie la refocalizarea fascicolului de electroni pe fundul cavității formate  $P_2$ , procesul se repetă dar de această dată el pornește din punctul  $P_2$  (fig.2.8.C).

Fascicolul de electroni penetrînd o distanță  $aX_m$  într-o zonă parțial cu lichid și parțial cu solid, încălzește următoarea zonă în formă de pară și conform celor reprezentate în (2.8.D) o parte din acest volum evaporat părăsește zona prin ruptura  $O_2$ . Ciocnirea electronilor și focalizarea gazelor se adună la forma undei rezultate. La sfîrșitul operației cînd fascicolul este oprit o parte a digului de lichid format la partea superioară a metalului de penetrat, se va întoarce înapoi în canal probabil ca rezultat al forțelor de capilaritate.

Distanța " $a_n$ " între punctele nodale este funcție de voltajul de accelerare și material și este desigur mai mare odată cu creșterea voltajului de accelerare. Voltajul mare de asemenea descrește cantitatea ciocnirilor ceea ce permit o mărire a adîncimii față de grosime. Distanța " $a_n$ " este de asemenea dependentă față de uniformitatea materialului și se pot vedea uneori neregularități ale orificiului din această cauză.

Aceste neregularități nu pot fi explicate doar pe baza efectului de focalizare a gazului din orificiu, neregularitățile din material dînd naștere la ciocniri neregulate. Explicațiile date aici au la bază doar ipoteze de lucru deoarece întregul proces are loc într-o situație de neechilibru mult

mai complexă.

## 2.6. Parametrii penetrării.

Parametrii penetrării la o instalație cu fascicol de electroni pot fi împărțiți în 2 categorii:

- a - parametrii sursei emițătoare de electroni;
- b - parametrii sistemului electrono-optic care focalizează fascicolul.

Analizând parametrii sursei emițătoare de electroni se constată următoarele:

- voltajul de accelerare este limitat de valoarea izolatorului dintre anod și catod;
- curentul anodic limitat care dă dimensiunile și caracteristicile catodului cât și parametrii geometrici ai tunului;
- conductibilitatea sau perveanța sistemului electrono-optic. Acest parametru stabilește în general construcția tunului și este legat de intensitatea și voltajul anodic al tunului.

$$G = \frac{I_a}{U_a^{3/2}} \quad (2.14)$$

Din punct de vedere fizic aceasta înseamnă că la o creștere mare a intensității curentului conform (relației 2.14), diametrul fascicolului la trecerea lui prin diafragma anodică este limitat de ea, fiind mai mare, partea periferică a fascicolului cade pe marginea diafragmei anodice. Vor crește astfel pierderile de anod iar puterea fascicolului care bombardează metalul nu se schimbă. Pentru cazuri concrete perveanța se folosește pentru calcularea puterii sau intensității emisiei catodice, la trecerea la un nou regim cu o tensiune anodică mai mică față de cea inițială. De obicei în cartea mașinii care însoțește instalația se dă perveanța pentru intensitatea maximă a curentului  $I_{a \max}$  și tensiunea de accelerare maximă  $U_{a \max}$ .

$$G = \frac{I_{a \max}}{U_{a \max}^{3/2}} \quad (2.15)$$

Limita admisibilă a intensității curentului la un regim cu un voltaj de accelerare  $U_a$  va fi [35]:

$$I_a = GU_a^{3/2} = I_{a \text{ max}} \left( \frac{U_a}{U_{a \text{ max}}} \right)^{3/2} \quad (2.16)$$

Analogic se poate scrie și valoarea puterii care se poate obține la un voltaj anodic.

Valoarea perveanței ajunge de  $1 \cdot 10^{-5} \text{ A/V}^{3/2}$  pentru tunuri electronice cu fascicol axial.

Tunurile cu fascicol conic cunoscute în practică sub denumirea tip Pierce, generează fascicolul foarte condensat în așa fel că încărcarea negativă a spațiului din fascicol crează un câmp electric radial care crează o creștere a spotului dacă nu se iau măsuri speciale.

Metodica de calcul a unor asemenea tunuri permite să se ia în considerare sarcina spațiului în fascicolul traiectoriei electronilor. Aceste tunuri permit să se obțină densități mari ale curentului în fascicol, în comparație cu tensiunile anodice mici și densitatea reală a curentului emis de catod, folosindu-se pentru tăieri, sudări sau găuriri.

Tunurile cu distanță focală mare se folosesc pentru diametre de focalizare mici și densități de energii mari. Deoarece secțiunea fascicolului nu permit să se obțină o încărcare cu o densitate de curent mare, aceste tunuri pentru diametre mici (mai mic de 0,1 mm) au o intensitate mică a electronilor în fascicol. Pentru păstrarea unei densități înalte de energie și pentru a micșora efectul de interacțiune a sarcinilor în traiectoria electronilor, tensiunea anodică de accelerare se ridică la 100-150 kV iar catodul se execută de dimensiuni cât mai mici posibile de obicei sub forma unui ac din tantal sau wolfram.

Borința de a obține puteri cât mai mari în fascicol la tensiuni joase de accelerare a condus la teoria sistemelor electrono-optice cu luare în considerație a efectului interacțiunii sarcinilor în fascicol.

CAPITOLUL 3. INFLUENȚA PARAMETRILOR DE LUCRU  
ASUPRA PRELUCRĂRII LA DIMENSIUNE

3.1. Probleme ale aplicării opticii electronice la tunurile emițătoare de electroni.

Deplasarea electronilor în cazul unui fascicol inițial paralel cu emisia de catod se poate reprezenta conform (fig.3.1) [59].

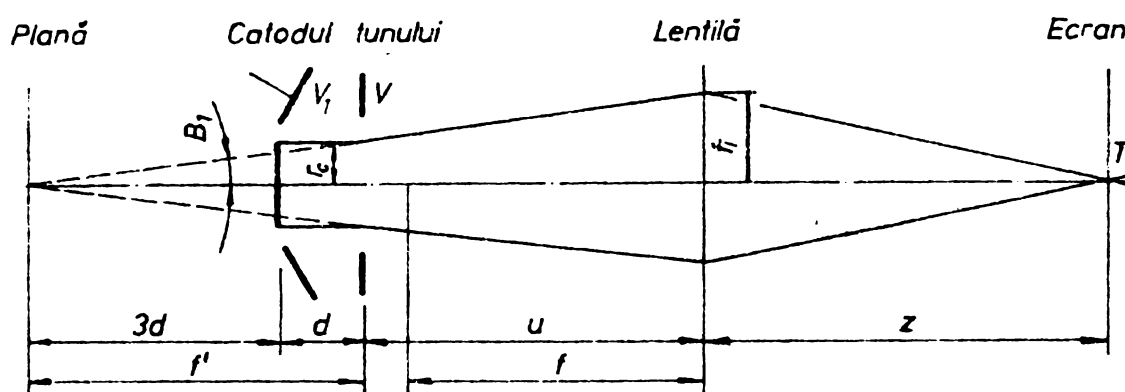


Fig.3.1. Deplasarea electronilor în cazul unui fascicol emis inițial paralel.

Notînd cu  $Z$  - distanța de la lentilă la piesa de lucru cu precizarea că ea nu este aceeași cu distanța focală. Din punct de vedere teoretic, densitatea de energie în planul focalului ar trebui să fie infinită.

Considerînd diametrul de prelucrare limitat de viteza termică a electronilor ce bombardează piesa  $\sigma_T = 2 r_T$  și aplicînd bine cunoscuta relație a lui Langmuir se obține [44]:

$$\rho_T = \rho_c \left\{ \frac{v}{K T} + 1 \right\} \sin^2 \gamma \quad (3.1)$$

deoarece :

$$\frac{r_T}{r_c} = \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_T}} = \sqrt{\frac{K T}{v}} / \sin \gamma = \sqrt{\frac{K T}{v}} \cdot \frac{Z}{r_i}$$

$$\sigma_T = 2 r_T = \frac{2 r_c}{r_i} Z \sqrt{\frac{K T}{v}} \quad (3.2)$$

Semiunghiul mediu de propagare al electronilor emiși de catod este  $\mathcal{L} = \sqrt{KT/V}$ , electrozii aparținând la sistemul de catod din (fig.3.2) cu emanații dintr-un catod virtual I la o distanță  $2d$  în stânga canalului. Distanța focală în partea anodului este măsurată aproximativ  $f^1 = 4d$  care dă o imagine virtuală a catodului II de înălțimea  $r_c$  la  $1,3d$  în stânga anodului cu un semiunghi mediu de propagare de  $\mathcal{L}' = \frac{3}{2} \mathcal{L}$ .

Raza fascicolului în lentila principală este:

$$r_i = U' p' = \frac{U' r_c}{4d} = \frac{U + 4d}{4d} r_c \quad (3.3)$$

Conform (fig.3.2) se observă:

$$\mathcal{L}' = 2(v - Z) \gamma'' \quad (3.4)$$

$$f = \frac{U' Z}{U + Z} \quad (3.5)$$

$$\gamma'' = \frac{\alpha U''}{V} = \frac{3}{2} \mathcal{L}'' \frac{U'}{V} \quad (3.6)$$

$$V = U'' - Z(U'' - f) \quad (3.7)$$

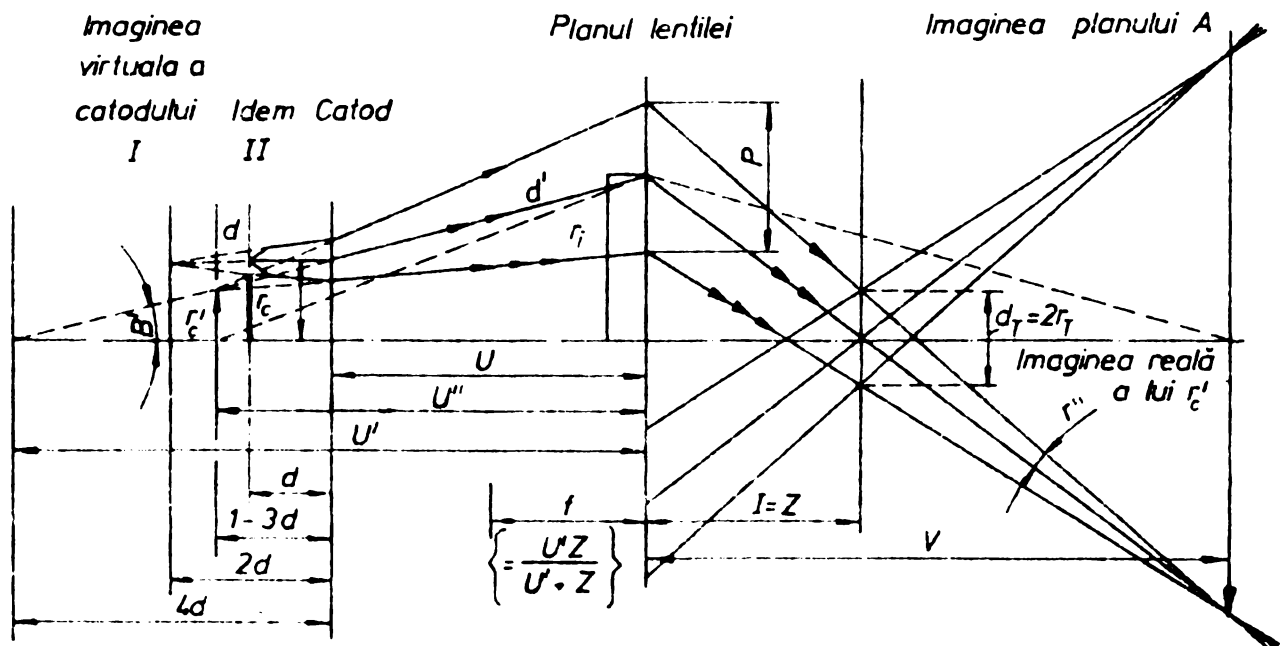


Fig.3.2 Formarea imaginii.

Luând în considerare și rezolvind ecuațiile de mai sus se obține relația demonstrată cu ajutorul formulei lui Langmuir de limitare citorică vitezei termice. [10]

$$\sigma_p = 2 \cdot \mathcal{L} \cdot \frac{r_c}{r_i} = 2 \sqrt{\frac{kT}{V}} \cdot Z \cdot \frac{r_c}{r_i} \quad (3.2)$$

Se obține astfel diametrul minim al spotului limitat de efectul vitezei termice și exprimat în distanțe componente ale tunului electronic.

Efectul respingerii dintre electronii fascicolului la diametrul minim a fost luat în considerare de Thompson B.I. și Headrick L.B. [32],

Condițiile variază cu creșterea intensității fascicolului de la cazul ideal, curent de valoare zero conform (fig. 3.1) la situația din (fig.3.3) care reprezintă un fascicol de intensitate mare curentul avînd valoarea I cînd în lungul axelor nu există electroni. Diametrul minim al spotului pe piesă ( $2 r_s$ ) este cu puțin mai mare decît fascicolul minim.

Analiza amănunțită a acestui fenomen a fost făcută de Holloway care a stabilit următoarea formulă [33]:

$$r_s = \frac{1}{2} \sigma_s = 5,9 \cdot 10^4 \cdot Z^{5/2} \cdot I^{5/4} \cdot V^{-15/8} \cdot r_i^{-3/2} \quad (3.9)$$

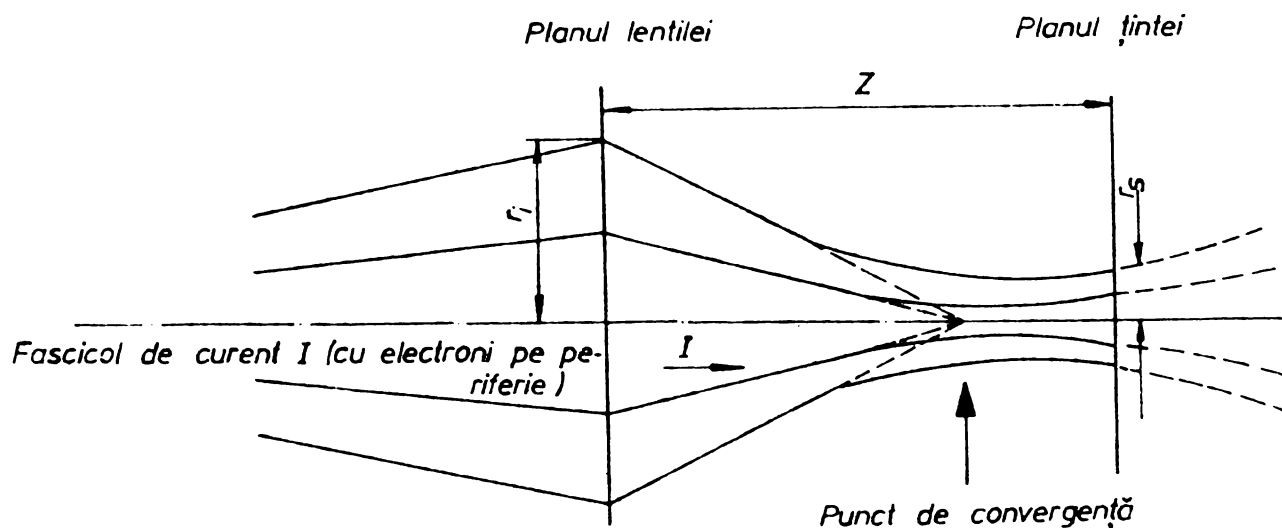


Fig.3.3. Drumul unui fascicol de intensitate mare.

Aberația de sfericitate conform (fig.3.4) rezultă din intersecția razelor marginale cu axa optică, dă în focar un spot de diametru minim, într-o zonă aflată între punctele de convergență limită marginal și paraxial.

Mărimea acestui diametru minim conform lui Haine  
M.E. [34]

$$\sigma_{SA(\min)} = \frac{1}{2} C_s \left( \frac{Z^4}{f^4} \right) \gamma^3 \quad (3.10)$$

unde :

- $C_s$  - constanta aberației de sfericitate a lentilei;
- $\gamma$  - unghiul de convergență al electronilor  $\gamma = \frac{r_1}{Z}$  ;
- $Z$  - distanța dintre lentilă și spotul minim;
- $U'$  - conform (fig.3.1) de la planul A la planul lentilei.

Constanta aberației de sfericitate este dată de relația aproximativă [34]

$$C_s = \frac{5 f^3}{(S+D)^2} \quad (3.11)$$

unde:

- $S$  - secțiunea fantei bobinei de focalizare;
- $D$  - diametrul orificiului bobinei de focalizare.

Luând în considerare relația (3.11) s-ar putea trage concluzia că  $D_s$  se poate obține cât mai mic prin mărirea termenului  $(S+D)$  dar trebuie arătat că distanța focală minimă este funcție de  $(S+D)$ .

$$- f_{\min} = 0,5 (S+D) \quad (3.12)$$

Din relațiile (3.10) și (3.11) se obține următoarea relație pentru diametru minim:

$$\sigma_{SA(\min)} = 2,5 r_1 \frac{Z}{f(S+D)} = 2,5 r_1^3 \left\{ \frac{U' + Z}{U'} \right\} \frac{1}{S+D} \quad (3.13)$$

Valorile pentru  $S$  și  $D$  se aleg în general în așa fel ca maximele lor să asigure cea mai mică distanță de lucru.

Se observă că o creștere a lui " $r_1$ " duce la o descreștere a efectului interacțiunii electronilor, dar duce la o creștere a aberației de sfericitate. Pentru a obține valori optime  $r_1$  se va admite egalarea efectului interacțiunii electronilor cu cel al aberației de sfericitate cunoscând valoarea lui  $r_1$  se poate determina  $r_c$  din relația (3.2).

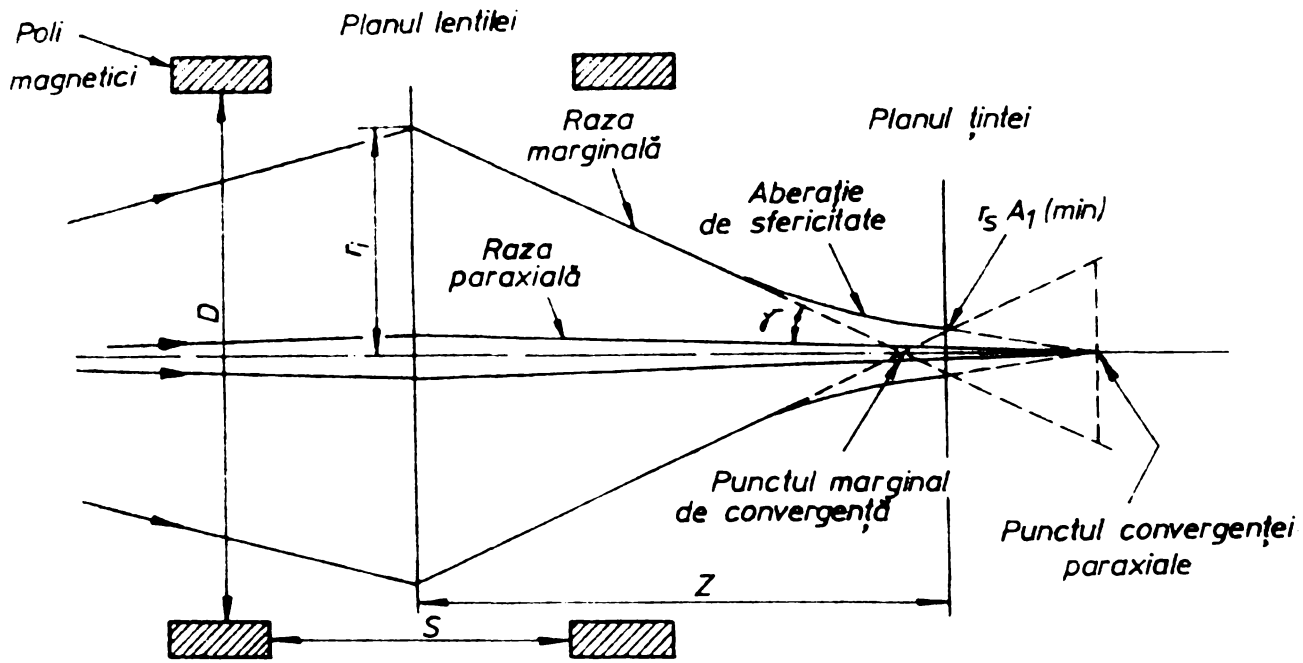


Fig.3.4. Formarea aberației de sfericitate.

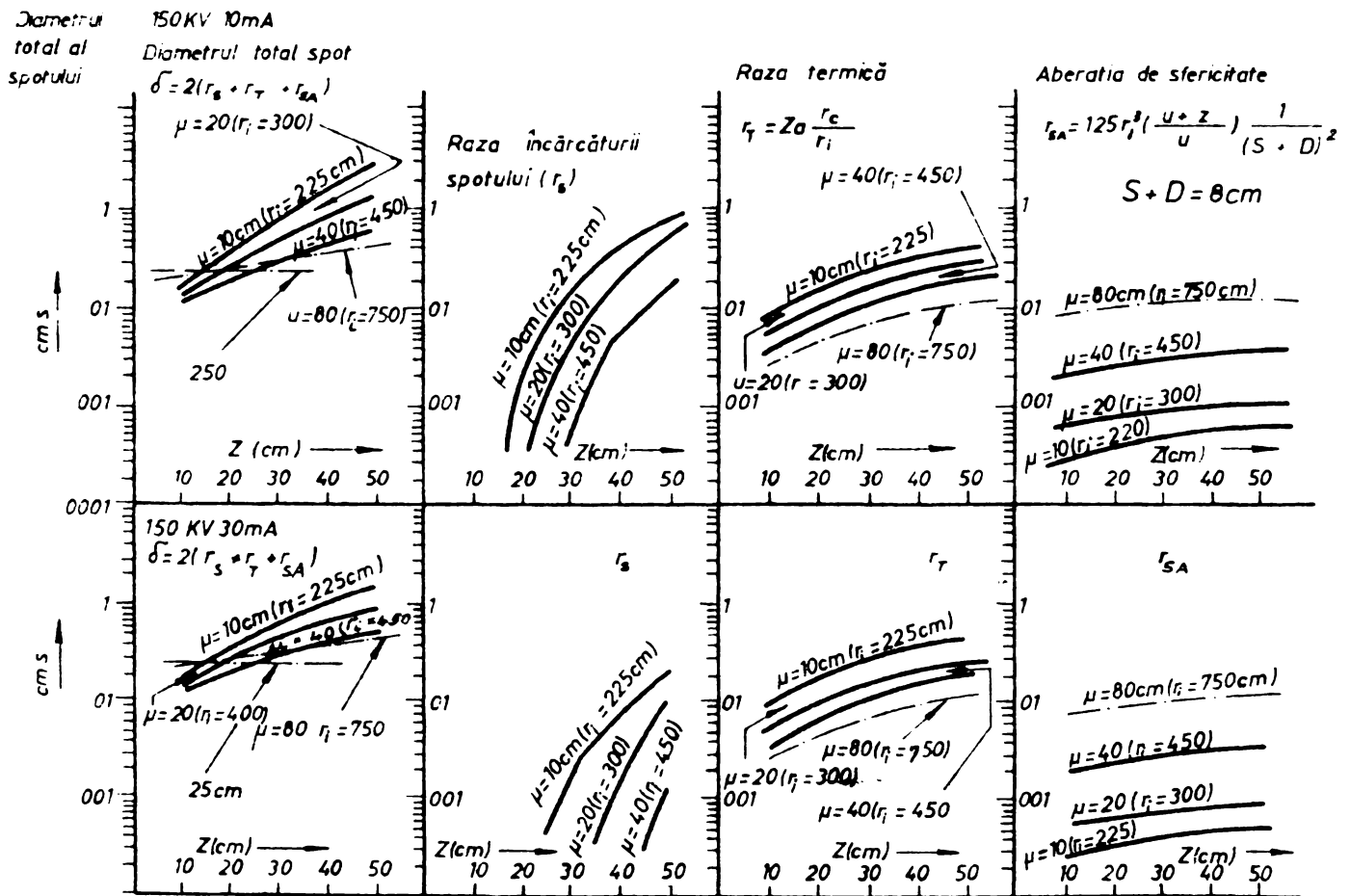


Fig.3.5. Dimensiunile teoretice ale spotului obținut cu o lentilă de focalizare pentru un fascicol de voltaj înalt al unui tun electronic cu un diametru al fascicolului  $r_c = 15 \text{ cm}$ ;  $d = 1,2 \cdot 10^3$ ; 150 kV; 70-30 mA.



Diametrul spotului și densitățile de energie accesibile au fost calculate pentru un tun tip Pierce cu un voltaj de accelerare de 150 kV și  $r_c = 0,15$  cm, pentru diferite distanțe  $U$  între anod și lentilă, precum și între lentilă și piesă (Z). Variația distanței ( $U$ ) are ca efect creșterea razei fascicolului în lentilă ( $r_i$ ) care reduce împrăștierea sarcinii în timp ce crește aberația de sfericitate. Cele trei efecte (termic, sfericitate și interacțiunii sarcinii) au fost calculate separat și adunate pentru a da dimensiunea spotului  $\sigma = \sigma_T + \sigma_S + \sigma_{SA_{min}}$  pentru diferite valori ale intensității fascicolului și sînt prezentate în (fig.3.5) și (fig.3.6).

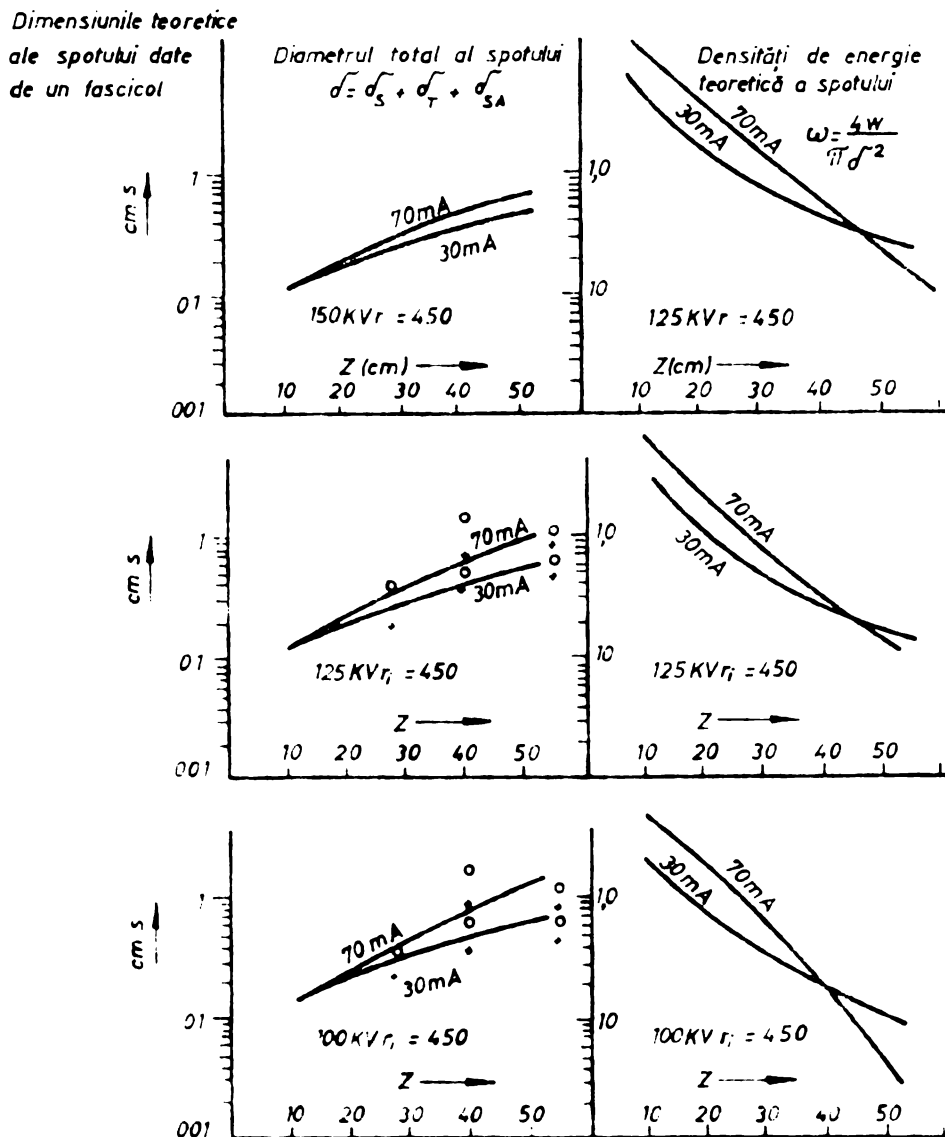


Fig.3.6. Dimensiunile spotului obținut cu o lentilă de focalizare pentru un tun de voltaj înalt cu un fascicol cilindric de 0,450 cm.

Se observă că pentru o distanță de lucru Z mică, dimensiunile spotului sînt mai mici în special datorită efectului redus de interacțiune dintre electroni.

Mărind distanța ( $U$ ), efectul interacțiunii dintre electroni poate fi redus pentru distanțe în domeniul 25-50 cm corespunzînd unei valori minime a lui  $r_i$ .

Desigur ( $U$ ) nu poate fi mărit din punct de vedere fizic,

efectul putînd fi obținut prin creșterea inițială a divergenței fascicolului prin înclinarea sau forma profilului catodului. De asemenea o lentilă auxiliară subțire în apropierea anodului va asigura același efect și va permite controlul anodului.

Intr-un tun electronic valoarea lui "U" a fost confirmată de măsurarea profilului fascicolului la aproximativ 40 cm cu o valoare a lui  $r_1 = 0,45$  cm.

Dimensiunea spotului pe piesa de lucru va fi  $\sigma$  iar densitatea de energie  $D = \frac{4 W}{\pi \sigma^2}$ . Mărimea acestor valori s-a luat corespunzător valorilor pentru "U" și " $r_1$ " și anume 150 kV și 100 kV iar intensitatea curentului fascicolului de 70 mA și 30 mA reprezentate în (fig.3.6).

Pentru determinarea parametrilor fascicolului de electroni și desigur și ai tunului electronic pe baza calculului procesului energetic se calculează puterea necesară pentru regimul de lucru  $P_T$  [35].

$$P_e = \frac{1}{\eta} P_T \quad (3.14)$$

unde :

$\eta$  - randamentul instalației și este dat cu aproximație de 2 - 5% de relația :

$$\eta = 1 - \frac{P_2}{P_e} = 1 - r \int_0^1 \frac{P_2}{I_2 \max.} d \left( \frac{U_z}{U_n} \right) \quad (3.15)$$

unde :

$I_2$  - intensitatea curentului electronilor de emisia doua și reflectați;

$U_2$  - potențial determinînd energia electronilor de emisia doua și reflectați;

$I_2 \max.$  - intensitatea curentului electronilor de emisia doua și reflectați care au o energie mai mare de 50 eV;

$r$  - coeficient de reflecție dat calculat de L.N. Dobretov conform relației (3.15) [37].

$$r = \frac{I_2 \max. reflex}{I_e}$$

$I_e$  - intensitatea fascicolului.

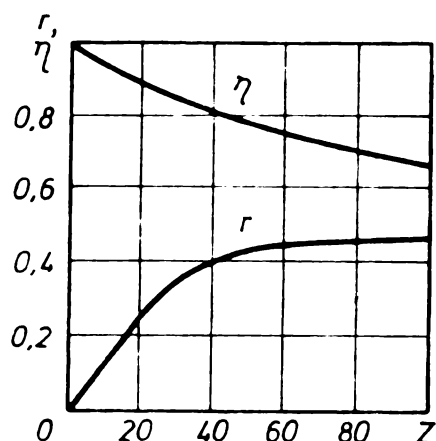


Fig.3.7. Randamentul funcție de numărul atomic Z.

Transpunerea practică a valorilor randamentului pe o curbă, funcție de numărul atomic Z este dată de V.V. Bașenko în (fig.3.7) [35].

Conform (fig.3.7) se observă că variația randamentului este invers proporțională cu numărul atomic Z, variația randamentului fiind între 65% - 90% pentru Z = 100 respectiv Z = 10.

### 3.2. Limitarea densității de energie ca urmare a efectului vitezei termice.

Densitatea de energie limitată de efectul vitezei termice  $D_a$  în condițiile unui reglaj corespunzător al unghiului de convergență al fascicolului a fost exprimată [22] [28].

$$D_a = S_a i^{1/2} v^{7/4} \quad (3.16)$$

unde :

$$S_a = 0,487 (Cf)^{-1/2} \left(\frac{e}{k}\right)^{3/2} \left(\frac{j}{T}\right)^{3/2} \quad (3.17)$$

în această relație diametrul spotului fascicolului pe piesă este doar limitat de viteza termică și de aberația de sfericitate.

La relația (3.16) s-au făcut următoarele notații:

- i - intensitatea fascicolului; A
- V - voltaj de accelerare; V
- C - constanta aberației de sfericitate a sistemului de lentile;
- f - distanța focală a sistemului de lentile; m
- e - sarcina electronului  $1,6 \cdot 10^{-19}$ ; C
- k - constanta lui Boltzman  $1,38 \cdot 10^{-23}$ ; J/°K
- j - emisia specifică de electroni (cantitatea de electroni emiși de unitatea de suprafață a catodului); Am<sup>-2</sup>
- T - temperatura suprafeței catodului; °K.

### 3.3. Limitarea densității de energie ca urmare a efectului interacțiunii dintre electronii fascicolului.

Densitatea de energie limitată de efectul de interacțiune dintre electronii fascicolului  $D_c$ , devine o funcție diferențială completă, a curentului  $i$  și a voltajului de accelerare  $V$ , dacă intensitatea fascicolului într-un spot circular de diametru  $d$  pe piesa de lucru este limitată de interacțiunea dintre electroni. Dar, deoarece curentul maxim în cazul limitării datorită efectului de interacțiune dintre sarcini este o funcție transcendentă care exprimă diametrul spotului  $d$ , nu este posibil să se dea o expresie explicită a densității de energie funcție de curentul fascicolului  $i$  și voltajul de accelerare  $V$ , așa cum s-a arătat mai sus, în cazul densității de energie limitată de efectul vitezei termice.

Curentul maxim al unui fascicol care poate fi forțat într-un spot de diametrul  $d$ , care este limitat de efectul interacțiunii dintre electroni a fost calculat de J.N. Schwartz și se poate exprima [28]:

$$i = \pi \epsilon \left( \frac{2e}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{d_r}{Z} \right)^2 v^{3/2} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\mu} \left[ \gamma^n \pi^n (2\gamma - 1) \right] \right\}^2 \quad (3.18)$$

unde :

- $\epsilon$  - constantă absolută a dielectricului în vid  
 $8,83 \cdot 10^{-12}$  F/m;
- $Z$  - distanța dintre punctul de maximă strîngere și punctul unde fascicolul are diametru " $d_r$ ";
- $m$  - masa electronului  $9,11 \cdot 10^{-31}$  daN;
- $d_r$  - diametrul fascicolului în acțiunea imediată după părăsirea câmpului efectiv al lentilei de focalizare;

$$d_r = 2 Z \mathcal{L} \quad (3.19)$$

unde :

- $\mathcal{L}$  - unghiul de convergență al fascicolului sau apertura
- $\mu$  - indicele celui mai mic termen al seriei semiconvergente:

$$\eta = \left[ 2 \ln \left( \frac{d_r}{d} \right) \right]^{-1} \quad (3.20)$$

și

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[ \eta^n \eta^n (2 \nu - 1) \right] = \eta + 3 \eta^2 + 15 \eta^3 + 105 \eta^4 \quad (3.21)$$

în cazul  $\frac{d}{d_r} < 10^{-2}$  (3.22)

Eliminarea lui  $d_r$  se realizează prin introducerea relației (3.19) în relația (3.18). Voltajul de accelerare relația (3.18) este socotit a fi mărimea potențialului fascicolului în spațiul liber, dacă potențialul sursei de electroni este luat ca zero. Deoarece pentru instalațiile cu fascicol de electroni se aplică un voltaj de accelerare destul de înalt, (mai mare ou 30 kV) diferența de potențial între centrul și periferia fascicolului cât și efectul de interacțiune între electronii componenți este foarte mică. Doar la voltajele de accelerare joase și la curenți mari apare un potențial radial diferit în secțiunea fascicolului. Folosind ecuațiile lui Smith și Hartman se poate vedea că repartiția radială a potențialului nu este mai mare de  $\pm 2\%$  dacă perveanța ( $i v^{-3/2}$ ) a tunului electronic nu este mai mare conform inegalității [29]:

$$i \cdot v^{-3/2} < 2 \cdot 10^{-7} \left[ 1 + 2 \ln \left( \frac{D}{d_b} \right) \right]^{-1} \quad (3.23)$$

în care:

D - diametrul interior al conductorului cilindric de potențial V prin care poate trece fascicolul cu diametrul " $d_b$ ".

Chiar în cazuri extreme factorul  $\left[ 1 + 2 \ln \left( \frac{D}{d_b} \right) \right]^{-1}$  nu va schimba pentru perveanță mai mult cu un ordin de mărime. Practic toate cazurile de deviație de la rezultatele asumate duc la o creștere a spotului așa că toate ecuațiile ce se vor prezenta în această lucrare determină valorile limită superioare și inferioare ale densității optime de energie și respectiv a dimensiunilor minime a spotului.

### 3.4. Influența aberației de sfericitate asupra sistemului electrono-optic al tunului electronic.

Pentru valoarea dată aberației de sfericitate a unui sistem de lentile densitatea de energie maximă este obținută atunci când unghiul de convergență este astfel ales ca diametrul minim al spotului determinat de aberația de sfericitate să fie:

$$d_e = \frac{1}{2} C f \alpha^3 \quad (3.24)$$

Relația (3.24) a fost determinată de L.P.Smith și P.L. Hartman pentru o sursă punctiformă la infinit și o mișcare monocinetică a electronilor [36].

Urmare celor de mai sus se observă că diametrul format de un sistem de lentile ideale se poate exprima ținând cont de relațiile (3.18) și (3.19) ca o funcție:

$$d = f ( i; V; Z; \alpha ) \quad (3.25)$$

Dacă unghiul de convergență " $\alpha$ " este ales mai mare decât valoarea care ar satisface relațiile (3.24) și (3.25) atunci modificarea curentului va duce doar la creșterea dimensiunilor spotului și va scădea media densității curentului. Dacă unghiul este mai mic, curentul total va descrește (fără o corespondență în descreșterea dimensiunilor spotului și a densității de curent) iar densitatea de energie va descrește mai mult.

Eliminând pe " $\alpha$ " din relațiile (3.24) și (3.25) se va obține în final o valoare aproximativă a densității de energie maxime pentru un spot circular limitat de condiții optime.

Unghiul de apertură maximă " $\alpha$ " poate fi eliminat din relația (3.19) folosind relația (3.24) așa că substituția acestei noi expresii în relația (3.18) dă curentul maxim:

$$i = 4 \pi \epsilon \left( \frac{2e}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{2d}{C.f} \right) v^{3/2} \gamma \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \gamma^n \pi^n (2\gamma^n - 1) \right] \right\} \quad (3.26)$$

în care:

$$\gamma = \left[ 2 \ln \frac{2^{1/2} Z}{(Cf)^{1/2} d^{2/2}} \right]^{-1} \quad (3.27)$$

În scopul obținerii unei explicități aproximative a expresiei pentru "d" care să poată fi folosită în relația (3.25) pentru determinarea densității de energie relația (3.26) se transformă în [29]; [46]:

$$y = \frac{x}{2 \ln \frac{1}{x}} \left[ 1 + \frac{1}{2 \ln \frac{1}{x}} + \frac{3}{(2 \ln \frac{1}{x})^2} + \frac{15}{(2 \ln \frac{1}{x})^3} + \frac{105}{(2 \ln \frac{1}{x})^4} \right]^2 \quad (3.28)$$

în care:

$$y = \frac{1}{v^{3/2}} \frac{z^2}{\sqrt{\epsilon} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} B^3} \quad (3.29)$$

$$B = 2^{4/3} z (C.f)^{-1/3} \quad (3.30)$$

$x = \frac{d}{d_r}$  este raportul dintre diametrul "d" al fascicolului pe piesa de lucru la diametrul "d<sub>r</sub>" al fascicolului la părăsirea lentilei de focalizare. Acesta este în general mai mic ca (3.29) și este egal cu:

$$x = d^{2/3} B^{-1} \quad (3.31)$$

Relația dintre x și y este reprezentată în relația (3.28) a căror valori au fost transpuse în (fig.3.8) pentru valori a lui x între 10<sup>-2</sup> - 10<sup>-9</sup> care acoperă practic toate cazurile.

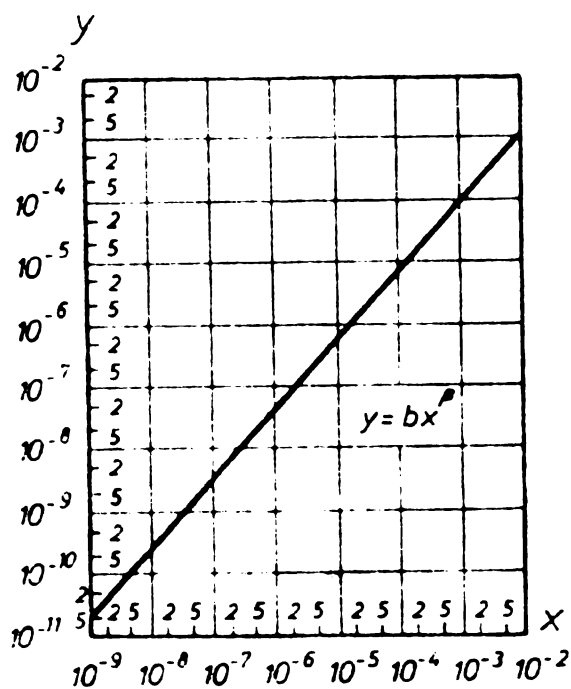


Fig.3.8. Relația între  $\frac{d}{d_r}$  și  $y$ .

Reprezentarea conform (fig.3.8) arată că relația (3.28) poate fi înlocuită cu aproximație :

$$y = b x^\beta \quad (3.32)$$

Combinînd relațiile (3.30); (3.27) și (3.23), valoarea densității de energie poate fi ușor exprimată, ca:

$$U_c = c u^{3/\beta} i^{1-2/\beta} v^{1+9/2\beta} \quad (3.33)$$

### 3.5. Limitarea diametrului spotului de către parametrii electrice ai tunului electronic.

Diametrul minim al spotului în condițiile optime a curentului "i" și voltajul de accelerare. [57]

$$d = 2 (\pi c u^{3/\beta})^{-1/2} i^{3/2\beta} v^{-9/4\beta} \quad (3.34)$$

expresiile pentru u și c se determină doar de optica electronică [57].

$$u = 16\pi\epsilon b \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \cdot z (c.f)^{-1} \quad (3.35)$$

și:

$$c = c.f (4 \pi z^3)^{-1} \quad (3.36)$$

În domeniul prezentat în (fig.3.8) "b" este aproximativ 0,15 și  $\beta = 1,10 \pm 0,05$  așa că densitatea de energie pentru cazurile practice se poate calcula: [57]

$$D_c = S_c (v^{5,1 \pm 0,2} / i^{1,7 \pm 0,1}) \quad (3.37)$$

iar diametrul minim al spotului va fi:

$$d = s_c (i^{1,36 \pm 0,06} / v^{2,05 \pm 0,08}) \quad (3.38)$$

unde:

$$S_c = 6,9 \cdot 10^{-14} z^{-0,27 \pm 0,12} (c.f)^{-1,7 \pm 0,1} \quad (3.39)$$

și

$$s_c = 2 (\pi S_c)^{-1,2}$$

$$s_c = 4,3 \cdot 10^6 z^{0,14 \pm 0,06} (c.f)^{0,86 \pm 0,06} \quad (3.40)$$

Densitatea de energie conform relației (3.37) va rezulta în  $W/m^2$  iar diametrul "d" conform relației (3.38) va rezulta în m.

Dacă diametrul spotului la contactul fascicolului cu suprafața piesei este dat de efectul interacțiunii dintre electroni pentru o instalație dată cu un sistem optic conform



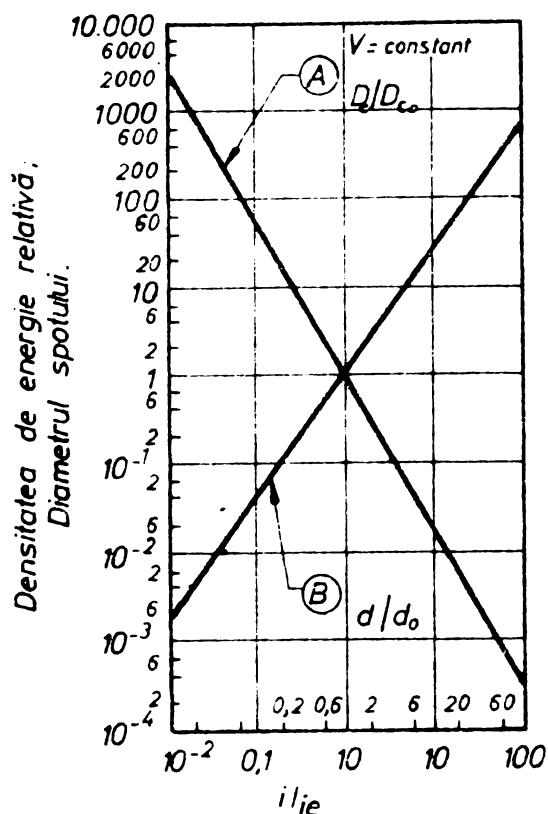


Fig. 3.9. Curbele densității de energie relativă și  $d/d_0$ .

(fig. 3.8) atunci curbele din (fig. 3.9) reprezintă următoarele relații:

Curba A - densitatea de energie relativă  $D_c/D_{c_0}$  raportată la curentul relativ  $i/i_0$  când  $V = V_0$  constant la valoarea  $V_0$  corespunzătoare curentului  $i_0$ : [57]

$$D_c/D_{c_0} = (i_0/i)^{1,7} \quad (3.41)$$

Curba B - proporția diametrului spotului  $d/d_0$  raportată la proporția curentului  $i/i_0$  când  $V = V_0$  este constant la valoarea  $V_0$  corespunzătoare lui  $i_0$ : [57]

$$d/d_0 = (i/i_0)^{1,36} \quad (3.42)$$

Conform aceluiași condiții arătate mai sus se reprezintă curbele din (fig. 3.10) reprezentînd următoarele relații

[18]; [22]:

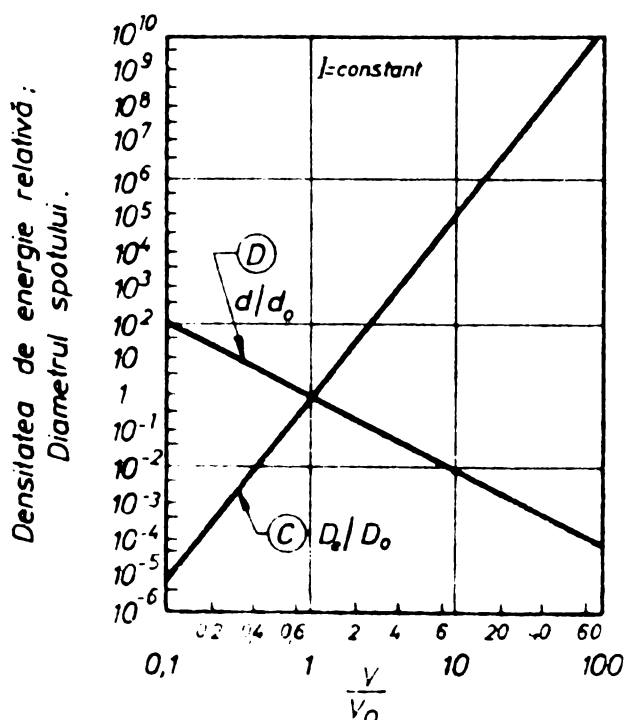


Fig. 3.10. Curbele proporției densității  $D/D_0$  și  $d/d_0$ .

Curba C - proporția densității de energie  $D_c/D_{c_0}$  raportată la proporția voltajului  $V/V_0$  când  $i = i_0$  păstrat constant la valoarea lui  $i_0$  corespunzătoare voltajului  $V_0$ :

$$D_c/D_{c_0} = (V/V_0)^{5,1} \quad (3.43)$$

Curba D - proporția diametrului spotului  $d/d_0$  raportată la voltajul  $V/V_0$  când  $i = i_0$  păstrat constant la valoarea lui  $i_0$  corespunzătoare voltajului  $V_0$ :

$$d/d_0 = (v_c/v)^{2,1} \quad (3.44)$$

Conform relației (3.37) curba A (fig.3.9) și curba C (fig.3.10) în condițiile limitării diametrului spotului datorită interacțiunii electronilor densitatea de energie crește cu voltajul la puterea cincea și descrește cu curentul la puterea 7/4.

Dacă de exemplu la aceeași instalație cu fascicol de electroni se păstrează constant voltajul de accelerare și se dublează curentul, se va obține o densitate de energie de 3,3 ori mai mică decât cea care s-a obținut cu datele inițiale.

În condițiile păstrării constante a curentului și dublând voltajul de accelerare se va obține o densitate de energie de 34 ori mai mare decât cea care s-a obținut cu datele inițiale. Cu toate că în ambele cazuri puterea fascicolului s-a dublat totuși densitățile de energie așa după cum s-a arătat, au avut valori diferite.

Deasemenea se menționează, că nu apar modificări ale densității de energie în regiunea limitată de efectul interac-

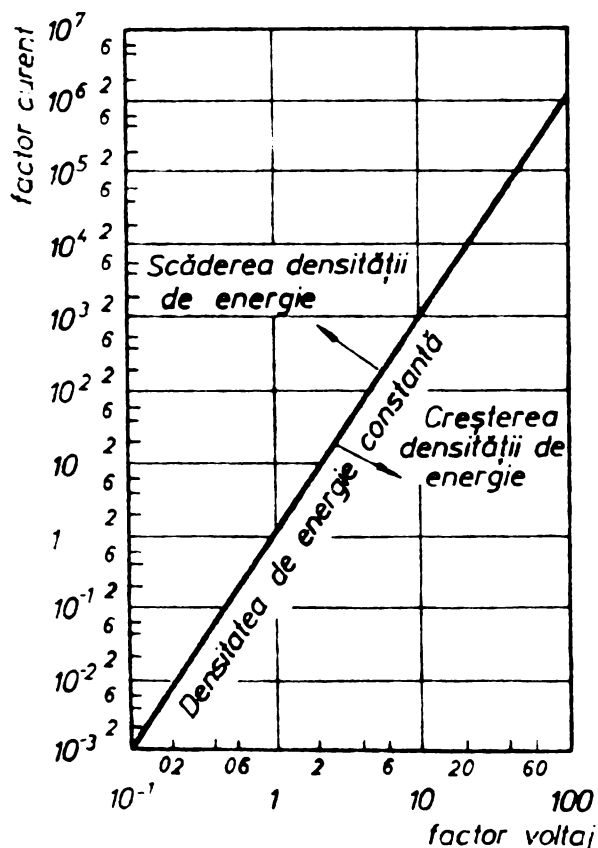


Fig.3.11. Variația lui  $\gamma_0$ .

țiunii. Pentru o instalație la care puterea crește cu un factor  $\tau = \gamma_0 \varphi_0$  (unde  $\gamma_0$  - factorul de creștere a curentului și  $\varphi_0$  - factorul de creștere a voltajului) alegînd astfel cei doi factori ca să corespundă ecuației:

$$\varphi_0^{2\beta + 9} = \gamma_0^{2(3-\beta)} \quad (3.45)$$

Conform ordinului de mărime stabilit în (fig.3.8) unde  $\beta = 1,1$ , relația (3.45) conduce la:

$$\gamma_0 = \varphi_0^{3,0 \pm 0,1} \quad (3.46)$$

Această funcție reprezentată în (fig.3.11) dă un criteriu

din care se deduce că dacă într-o zonă limitată de efectul interacțiunii sarcinilor se vor produce modificări corespunzătoare unui factor  $n = \gamma_n \cdot \varphi_n$ , vor rezulta schimbări în valoarea densității de energie. Astfel conform (fig.3.11) se constată că dacă punctele  $\gamma_n$  (factorul de creștere a curentului) și  $\varphi_n$  (factorul de creștere a voltajului) sînt conținute de curba din (fig.3.11) atunci nu vor fi modificări ale densității de energie, dacă ele se află pe partea stîngă a curbei (față de direcția de creștere) atunci va fi o descreștere a densității de energie cu toate că puterea totală poate să crească. Doar valorile lui  $\gamma_n$  și  $\varphi_n$  ce se află în partea dreaptă a curbei vor duce la o creștere a densității de energie cu un factor:

$$\varphi_n^{5,1} / \gamma_n^{1,7} \quad (3.47)$$

Desigur o creștere a densității de energie poate fi obținută chiar dacă puterea totală este păstrată neschimbată.

Factorul de creștere al densității de energie este atunci de :

$$D_1/D_{10} = \varphi_1^{6,8 \pm 0,3} \quad (3.48)$$

și în acest caz  $\gamma_1$  este reciprocul lui  $\varphi_1$ ;  $\gamma_1 = \varphi_1^{-1}$

In (fig.3.12) și factorul de creștere al densității de energie relația (3.48) este reprezentat ca o creștere a factorului funcției voltajului (curba B), în condițiile că puterea totală este păstrată constantă și diametrul spotului este determinat de interacțiunea electronilor. Desigur curentul fascicolului va descrește proporțional așa cum se observă în (fig.3.12 curba A), care reprezintă funcție hiperbolică [48]

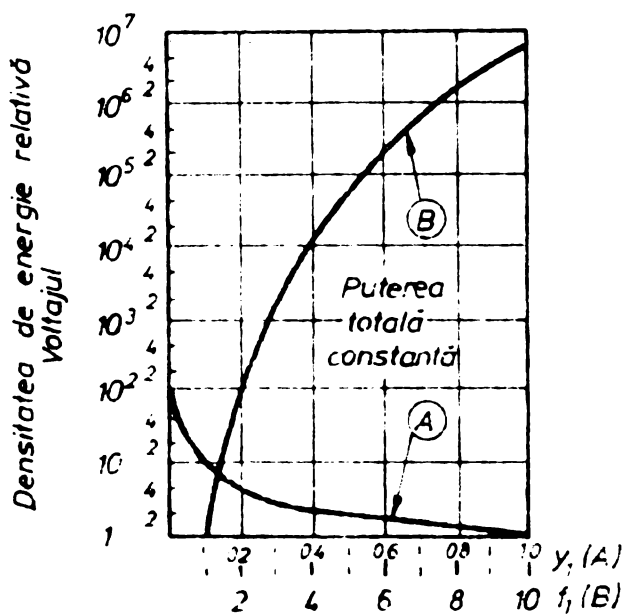


Fig.3.12. Variația factorului de creștere al densității și al voltajului.

$$\varphi_1 \cdot \gamma_1 = 1 \quad (3.49)$$

Dacă de exemplu într-un caz unde puterea totală utilizată nu poate fi mărită, voltajul este dublat și desigur curentul se va reduce la o jumătate, densitatea de energie va crește cu un factor egal cu 114. Toate aceste valori sînt valabile dacă densitatea de energie este limitată de efectul interacțiunii electronilor.

Pentru a afla dacă în anumite condiții, densitatea de energie este limitată de interacțiunea electronilor sau de viteza termică s-a determinat următoarea expresie [22]:

$$\frac{i_c}{i_a} = \frac{KTV^{1/2} \cdot 32 \cdot \epsilon}{(2 \text{ em})^{1/2} j d^2} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^n \left[ \gamma^n \sqrt[n]{1} (2\gamma - 1) \right] \right\} \quad (3.50)$$

unde:

- $i_c$  - mărimea intensității curentului limitat de efectul interacțiunii;
- $i_a$  - mărimea intensității curentului limitat de viteza termică.

Dacă într-o instalație cu fascicol de electroni în care dimensiunile spotului format de sistemul de lentile poate sau nu poate să fie limitate de aberația de sfericitate, raportul  $i_c/i_a$  din relația (3.50) (pentru orice diametru dorit "d" curent  $i$ , voltaj și caracteristicile catodului  $j$  și  $T$ ) tinde să fie mai mic decît unitatea, densitatea de energie nu este limitată de fenomenul de interacțiune atunci relația (3.14) exprimă dependența curentului și a voltajului față de densitatea de energie.

În cazul că relația (3.50) are valori mai mari ca unitate, densitatea de energie este condiționată de interacțiunea dintre electroni, iar ecuațiile arătate pentru folosirea limitării datorită efectului interacțiunii trebuie să fie folosite.

Relația (3.50) poate fi aranjată ținînd seama de relația (3.26) sub forma [22]

$$i_c/i_a = \Theta \frac{y}{x} \quad (3.51)$$

unde:

$$\Theta = 32 \epsilon KTV^{1/2} (2 \text{ em})^{1/2} j \cdot d^2 \quad (3.52)$$

Prezentarea funcției  $y = f(x)$  în (fig.3.8) poate fi folosită pentru simplificarea criteriului, dacă pentru orice factor de reducere :

$$x = (d^2 C.f/16)^{1/2} z^{-1} \quad (3.53)$$

Conform relației (3.28) care arată că expresia are valori mai mici ca  $10^{-2}$  y din curba (fig.3.8) tinde să atingă pentru  $\varnothing y$  o valoare mai mare ca x, atunci densitatea de energie este limitată de efectul interacțiunii. Dacă  $\varnothing y$  este mai mic decât x, densitatea de energie este dată de limitarea vitezei termice.

Pentru a determina dacă la un voltaj de accelerare "V" și un diametru al spotului "d", curentul fascicolului este limitat de către efectul interacțiunii sarcinilor sau de limitarea efectului vitezei termice se poate scrie următoarea relație:

$$\frac{i_c}{i_a V^{1/2}} = 1,14 \cdot 10^{-9} \frac{(C.f)^{2/3} T}{d^{8/3} j_0} \left(\frac{dr}{z}\right)^2 (1 + \eta + 3\eta^2 + 15\eta^3 + 105\eta^4 + \dots) \quad (3.54)$$

Relația (3.54) este de fapt relația (3.50) în care s-au introdus  $d_c = d_a = d$  și " $d_r$ " al acestei funcții este dat de :

$$d_r = 2(Z-D_p)\mathcal{L} = 2(Z+D_p) \left(\frac{2d}{C.f}\right)^{1/3} \quad (3.55)$$

Ecuația (3.54) a fost calculată pentru două mașini de densitate mare de energie. Datele au fost transpuse în diagrama din (fig.3.13) pentru tăieri ("d" este dat în metri iar voltajul de accelerare în volți, reprezentându-se în același timp voltajul critic  $V_{cr}$ , funcție de diametrul spotului. Voltajul critic se definește acel voltaj "V" pentru care raportul  $i_c/i_a$  este egal cu unitatea).

Dacă se aplică un voltaj de accelerare mai mare ca " $V_{cr}$ " și desigur mai mare decât voltajul necesar să se atragă electroni suficienți din catod, intensitatea curentului într-un

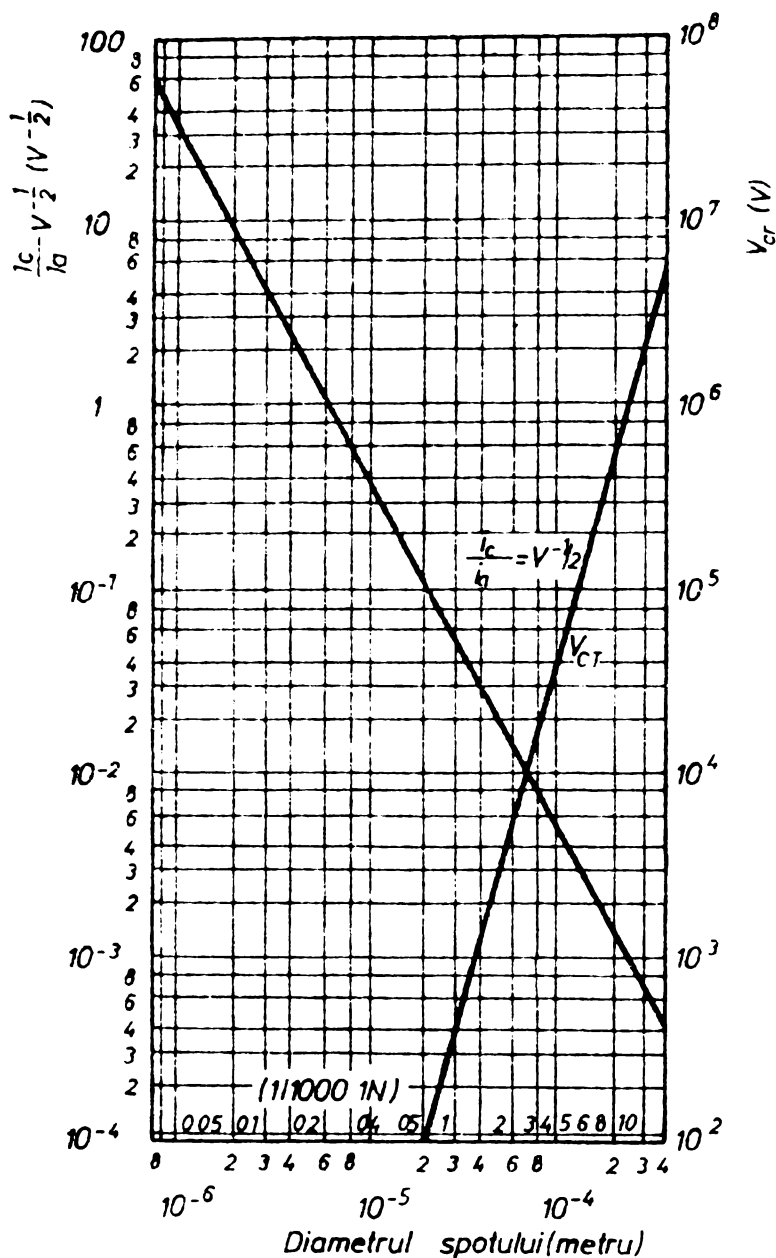


Fig.3.13. Variația diametrului spotului funcție de  $V_{cr}$ .

Diametrul spotului ca funcție a curentului fascicolului "i" și voltajul de accelerare "V" poate fi ușor determinat din relația (3.54) [26]

$$d = S \left( \frac{i}{V} \right)^{3/8} \quad (3.57)$$

unde :

$$S = \left( \frac{16^{1/3} K}{\pi \epsilon} C^{2/3} f^{2/3} \frac{T}{j_0} \right)^{3/8} \quad (3.58)$$

Densitatea de energie va fi:

$$D = 4 \frac{iV}{\pi d^2} \quad (3.59)$$

spot dat de un diametru "d" nu este limitată de efectul interacțiunii sarcinilor.

Cu alte cuvinte instalațiile cu fascicol de electroni pot fi analizate folosind relația (3.54) care ține cont doar de efectul vitezei termice.

Valabilitatea relației (3.54) a fost stabilită experimental conform datelor din (fig.3.14) pentru o operație de sudură cu un voltaj de accelerare  $U=100000$  V. Curentul de reglare al distanței focale a fost reglat pentru a se păstra distanța focală "f" constantă.

Punctele au fost măsurate și în acord cu valorile calculate obținute prin utilizarea relației (3.54) [22]

$$i = 2,16 \cdot 10^{-2} d^{8/3} \quad (3.56)$$

unde:

"i" este măsurată în mA iar "d" în metri.

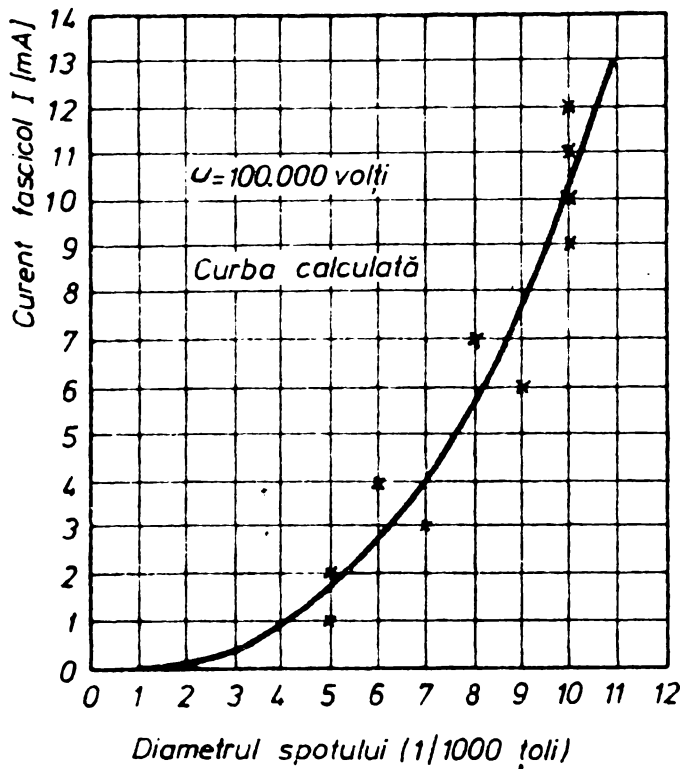


Fig.3.14. Variația diametrului spotului funcție de curentul de reglare și distanța focale.

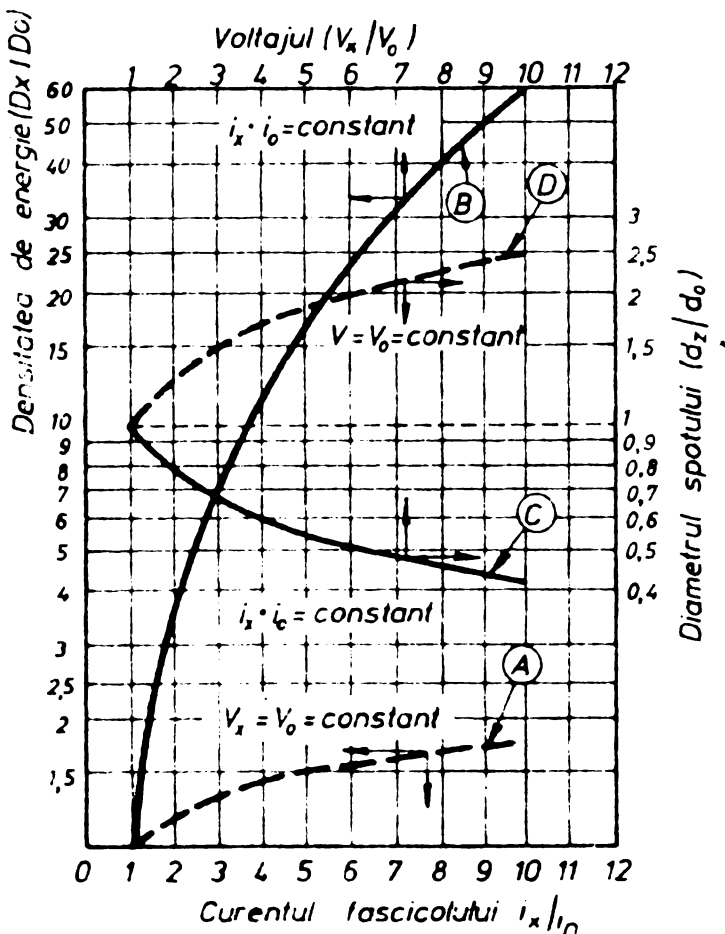


Fig.3.15. Variația densității de energie.

sau cu ajutorul relației (3.57) se poate scrie:

$$D = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{S}\right)^2 i^{1/4} V^{7/4} \quad (3.60)$$

Expresiile (3.57) și (3.59) se transpun grafic în (fig.3.16) pentru instalațiile care folosesc tunuri electronice la prelucrări (tăieri + găuriri) pentru diferite puteri totale, fără a fi luate în considerare schimbări în optica electronică și nici ale caracteristicilor catodului.

Graficul din (fig.3.15) reprezintă 4 curbe care ilustrează următoarele relații:

Curba A - relația densității de energie  $D_x/D_0$  raportată la relația intensității curentului  $i_x/i_0$  la un voltaj de accelerare  $V = V_0$ , corespunzând unui curent  $i_0$ , constant;

Curba B - relația densității de energie  $D_x/D_0$  raportată la relația voltajului  $V_x/V_0$  pentru  $i = i_0$  corespunzând lui  $V_0$ , constant;

Curba C - relația diametrului spotului  $d_x/d_c$  raportată la relația voltajului  $V_x/V_0$  la  $i = i_0$  constant;

Curba D - relația diametrului spotului  $d_x/d_0$  ra-

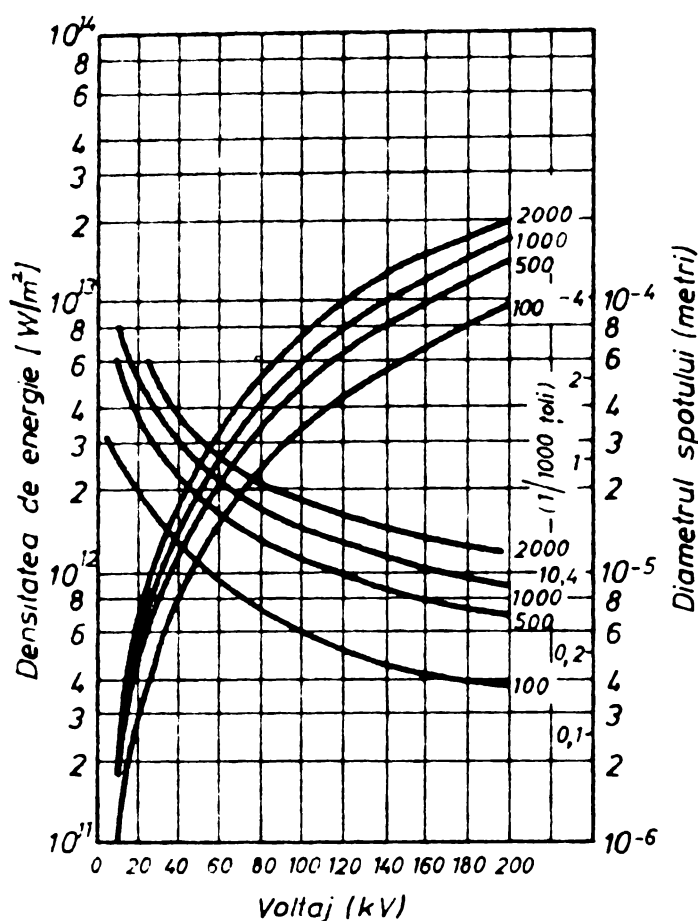


Fig.3.16. Variația densității de energie și a spotului.

portată la relația curentului  $i_x/i_0$  pentru  $V = V_0 =$  constant;

Aceste curbe arată în ce măsură depinde densitatea de energie mai mult de voltajul de accelerare decât de curent. Dacă de exemplu voltajul de accelerare  $V$  este păstrat constant iar curentul se va dubla atunci se obține o creștere doar de 20% a densității de energie, în timp ce păstrînd constant curentul și dublînd voltajul de accelerare se obține o creștere a densității de energie de 3,4 ori. Trebuie arătat că în același timp diametrul spotului va crește aproxima-

tiv în același raport.

Toate acestea arată clar că pentru obținerea unor densități de energie mari este mai eficient să se ridice tensiunea de accelerare.

Din relația (3.59) se poate determina că pentru aceeași densitate de energie "D" se pot folosi combinații ale curentului  $i_1$  și  $i_2$  și a voltajului  $V_1, V_2$  după relația:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{V_2^7}{V_1^7} \quad (3.61)$$

sau pentru diferite date  $W_1$  și  $W_2$

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{V_2^6}{V_1^6} \quad (3.62)$$



Relația de mai sus privind densitatea de energie funcție de efectul interacțiunii sarcinilor sau al vitezei termice prezintă rolul hotărâtor al voltajului de accelerare în obținerea unor densități mari de energie. Din punct de vedere al condițiilor tehnice fundamentale ale surselor de electroni cât și a sistemelor de focalizare, densitățile mari de energie se obțin doar cu tunuri electronice cu voltajul mare de accelerare. Conform relației (3.60) se observă că în condițiile unei densități de energie egale, curentul ar trebui să fie multiplicat cu un factor reprezentând raportul dintre voltajele de accelerare, la puterea  $7/2$ .

CAPITOLUL 4. UNELE CONSIDERATII PRIVIND ADINCIMEA DE PENETRARE.

4.1. Aspecte ale penetrării cu fascicol de electroni.

Încercările efectuate pentru a cunoaște aspecte ale penetrării în materiale în condițiile folosirii unor fascicule de electroni de densitate mare de energie, au avut ca rezultat pătrunderi la adâncimi mai mari decât în condițiile unui procedeu clasic. S-au obținut, de exemplu cu un fascicol de electroni de 150 KeV avînd un diametru de 0,3 mm, penetrarea unei plăci de oțel de 2,5 cm grosime în 50 de microsecunde. La aceste încercări s-a observat că după ce fascicolul a fost întrerupt, nu s-a produs o penetrare a materialului cu toate că electronii au putut fi detectați pe ambele părți ale plăcii, la energii care nu diferă așa mult față de valoarea de la intrare. S-a găsit o modificare a structurii în zona fascicolului de electroni, iar în cazul oțelului inoxidabil a scăzut densitatea materialului pe direcția fascicolului fără a se obține orificiu.

Adîncimea de penetrare obținută este de aproape 1000 ori mai mare în cazul de mai sus, decât adîncimea maximă  $X_{\max}$ , corespunzătoare spațiului parcurs de electroni la sfîrșitul căreia viteza electronilor devine zero. Conform legii lui Whiddington  $X_{\max}$  se poate calcula cu [18]:

$$X_{\max} = a \frac{A}{Z^2} V^2 \quad [\mu\text{m}] \quad (4.1)$$

în care:

a - constantă

A - greutate atomică

$\rho$  - densitatea

V - voltajul de accelerare în volți.

În cazul fierului de exemplu se obține

$$X_{\max} = 3,0 \cdot 10^{-9} V^2.$$

Relația între adîncimea de penetrare și potențialul de accelerare este dată în (fig.4.1). Valorile obținute din curbă înmulțite cu factorii din tabelul figurii reprezintă

penetrarea corespunzătoare în materialul respectiv.

Conform (fig.4.1) în cazul fierului se vede că electronii de 100 kV își pierd energia lor după aproximativ 30  $\mu\text{m}$ .

Din această discrepanță se poate concluziona că în procesul de penetrare materialul și-a scăzut densitatea în lungul fascicolului de electroni. Acțiunea fascicolului de electroni a provocat în drumul parcurs, transformarea unei părți din material în vapori de joasă densitate. Cedarea energiei cinetice are loc atunci când apare impactul între electroni și material, electronii fiind stopați după ce ei au străbătut o grosime certă.

Din considerații clasice ale procesului de ciocnire, acest transfer de energii nu poate fi transmis direct rețelei atomice de masă "M" dar va fi prima dată transmis rețelei de electroni de masă "m" deoarece mărimea K de transferare a energiei, din energia inițială premergătoare ciocnirii este după M.J. Druyvesteyn și F.M. Pennigg egală cu [19]:

$$K = \frac{2 m M}{(M + m)^2} \approx \frac{2 m}{M} \quad (4.2)$$

De notat că în cazul atomilor ușori ca de exemplu la aluminiu, această mărime este doar  $K = 4 \cdot 10^{-5}$ , iar în cazul fierului  $K = 2 \cdot 10^{-5}$ , adică doar 0,002% din energia cinetică a electronilor se transmite direct rețelei. Se poate socoti totuși practic, că toată energia se va transfera electronilor rețelei, cea mai mare parte a acestui transfer contribuie la generarea energiei vibraționale. Din această energie electronii rețelei vor transmite o parte din energie rețelei totale. Prin mărirea amplitudinii vibrațiilor rețelei aceasta va conduce la modificarea stării termice a materialului putându-se atinge temperaturi foarte înalte, ajungându-se la temperatura de topire și chiar vaporizare. Această vaporizare permite ca penetrarea electronilor să se producă pe adâncimi mai mari.

Experimentările au arătat că dacă se produce o vaporizare, formându-se în material un canal chiar foarte mic, se poate observa creșterea adâncimii penetrării fascicolului de

electroni de densitate și energie mare. Din studiile și observațiile făcute s-a constatat că o parte din acest material, este expulzat sub acțiunea fascicolului de electroni, iar o altă parte rămâne și formează un strat marginal de o densitate mai mare a pereților porțiunii penetrate.

În ce privește densitatea masei măsurate înainte și după proces confirmă de exemplu, la oțelul inoxidabil o descreștere a acesteia cu aproximativ 2%.

Filmarea cu viteză mare a procesului de penetrare indică o acoperire a suprafeței cu un film de metal lichid, care se rupe la perioade precise pentru un timp scurt. Folosind măsurarea cantității evaporate, temperatura suprafeței (a filmului de metal lichid ce acoperă orificiul) temperatura la fundul orificiului a fost calculată prin ecuația unui proces, iar evaluarea ecuației pentru experiențele făcute a condus la același ordin de mărimea temperaturii fundului.

#### 4.1.1. Măsurarea densității masei.

Se presupune că densitatea  $\rho_a$  a zonei volumului  $V_a$  afectat de fascicol, este mai mică decât  $\rho_u$  densitatea părții de volum neafectat de fascicol. Socotind că în timpul procesului de penetrare densitatea masei de lichid și solid cuprinsă în zona din drumul fascicolului de electroni, sînt egale sau apropiat egale cu densitatea aceleiași zone neafectate deci înainte de proces, înseamnă că trebuie să existe un spațiu "gol" de volum  $V_e$  pentru fascicol.

Dacă socotim ca primă aproximație  $V_e$  a fi un cilindru de diametru  $d_e$  și  $V_a = V_u$  se poate scrie :

$$(V_u - V_e) \rho_u = V_a \rho_a \rightarrow d_e \approx d \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_u}\right)^{1/2} \quad (4.3)$$

Modificarea densității masei în zona afectată de fascicol este dată în tabelul 4.1 [22].

S-a constatat practic că efectul de oxidare la presiuni de  $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  bar este neglijabil. Diametrul  $d_e$  calculat după regulile opticii are valoarea  $1,3 \cdot 10^{-2}$  -  $2,5 \cdot 10^{-2}$  cm.

Conform celor de mai sus rezultă că în procesul de penetrare electronii se comprimă de-a lungul canalului îngust

ca un gaz sub presiune. Acest lucru arată clar că nu trebuie să se considere că o parte din material a revenit în canal. Este evident că în timpul procesului se poate produce o ușoară creștere temporară a densității care să ducă la presiuni radiale și care să împingă materialul în lungul canalului format de fascicol.

Modificarea densității masei în zona afectată de fascicol [22].

Tabelul 4.1.

T	$\rho^u$ g cm <sup>-3</sup>	$\rho^a$ g cm <sup>-3</sup>	$\rho^a/u$	d cm	de cm
Fe	7,879	7,587	0,963	0,12	$2,3 \times 10^{-2}$
Oțel inox	7,921	7,828	0,9863	0,13	$1,4 \times 10^{-2}$

4.1.2. Temperatura zonei afectate de fascicol în timpul procesului.

Acțiunea fascicolului de electroni se caracterizează printr-un proces foarte rapid ceea ce presupune că este greu de vorbit de creșteri de temperatură, dar totuși apar :

$T_f$  - temperatura peliculei de metal, ce acoperă suprafața orificiului și care fisurează la intervale de timp foarte scurte (mai puțin de 1/2 microsecunde).

$T_b$  - temperatura fundului canalului.

Măsurarea temperaturii suprafeței peliculei de metal  $T_f$  este greu de realizat cu procedee clasice, dar prin determinarea cantității de vapori ce părăsește unitatea de suprafață pe unitate de timp, se poate determina valoarea temperaturii prin calcul folosind formula energiei cinetice a gazelor socotind că densitatea de vapori nu este prea mare. Numărul  $V$  de atomi ai vaporilor care părăsesc suprafața încălzită, redusă la unitate și într-un interval de timp se poate exprima [22]:

$$V = \frac{1}{4} \gamma \bar{C}_v N_v \quad (4.4)$$

în care :

$\bar{C}_v$  - viteză termică a atomilor de vapori;

$N_v$  - densitatea;

$\gamma$  - coeficient de transmisie;

$\gamma \leq 1$  - coeficientul care ia în considerare ciocnirea vaporilor din nor. Deoarece acest coeficient este foarte aproape de unitate, se poate admite că are valoarea 1. Substituind valoarea lui  $C_v$  și  $N_v$  funcție de temperatură și presiune se obține, masa cantității evaporate pe unitate de timp și unitate de suprafață studiată.

$$R_{ev} = \left( \frac{M_v}{2 \cdot k \cdot T \cdot N} \right)^{1/2} \frac{P_v}{T^{1/2}} \quad (4.5)$$

în care :

- $M_v$  - greutatea moleculară;
- $k$  - constanta lui Boltzman;
- $N$  - nr. lui Avogadro;
- $P_v$  - presiunea vaporilor la temperatura  $T_v$  a suprafeței;

În cazurile practice pentru fier se poate scrie:

$$R_{ec} (Fe) = 5.58 \cdot 10^{-3} P_v T_v^{-1/2} \quad (4.6)$$

unde :

- $P_v$  - măsurată în bar;
- $T_v$  - măsurată în  $^{\circ}K$ .

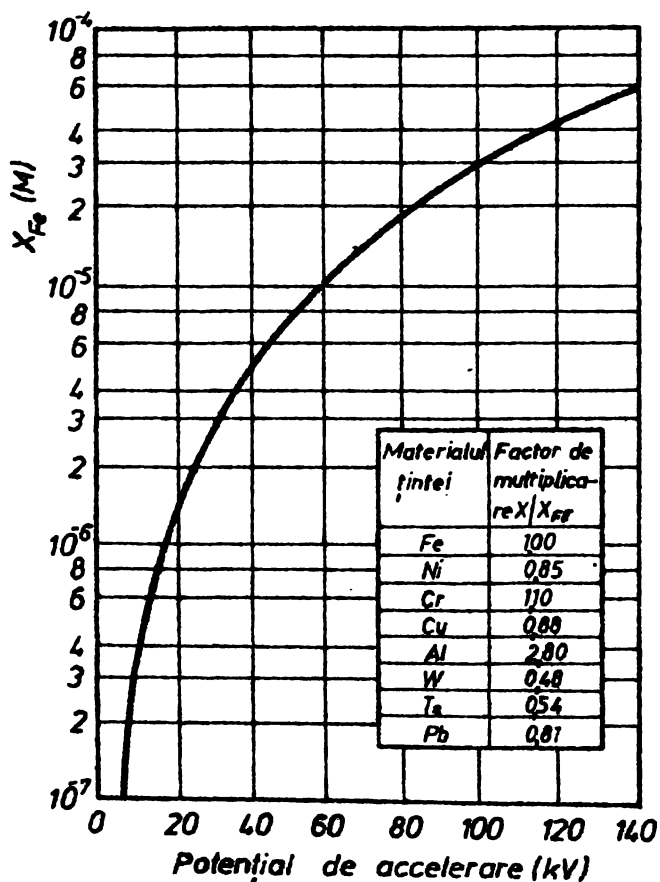


Fig.4.1. Variația adâncimii de penetrare.

Experimentările au fost făcute pentru emisii de fascicule de electroni cu instalații Zeise și Hamilton - Standard care au aproape aceeași densitate de energie. În scopul colectării vaporilor s-a folosit sistemul din (fig.4.2) care constă dintr-o calotă sferică colectoare de vapori, care se așează deasupra piesei. Această calotă sferică are la partea superioară practicat un orificiu de

dimensiuni mici care permite accesul fascicolului la piesa de prelucrat.

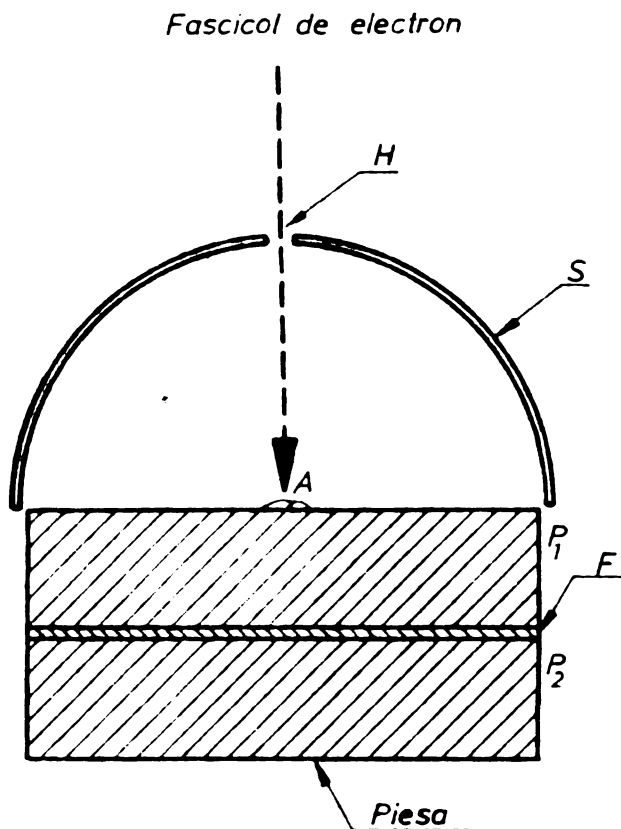


Fig.4.2. Sistem de colectare vapori.

nînd 45 sec tensiunea de accelerare 120 kV; 8 mA intensitatea fascicolului) s-a format o cavitate mare;

c) penetrare incompletă menținîndu-se fascicolul pe loc 110 sec după care s-a rotit piesa în așa fel ca spotul să genereze un cerc de 24 mm diametru, viteza de rotație fiind 21,4 mm/sec tensiunea de accelerare 120 kV și 10 mA intensitatea fascicolului.

Măsurîndu-se cantitatea de metal vaporizat depusă pe semisferă (excluzînd cantitatea corespunzătoare cavității inițiale) s-a constatat că a fost la prima experiență mai puțin ca dublu celui colectat în experiența doua cu toate că volumul acoperit de fascicolul de electroni a avut aceeași mărime în ambele experiențe și a fost de 100 ori mai mare în experiența treia decît a doua. Aceasta înseamnă că materialul ocupat de volumul fascicolului în piesă rămîne și se recondensează pe pereții interiori ai canalului iar în cazul deplasării fascicolului (experiența 3) materialul se recondensează în partea

Experimentarea s-a făcut conform dispozitivului descris din (fig.4.2) fixîndu-se o foaie de cobalt de 0,5 mm grosime între 2 plăci de Fe - 99,8% puritate.

Foița de cobalt bine fixată între cele 2 plăci de fier pur, a fost supusă acțiunii fascicolului de electroni în următoarele moduri :

a) penetrare incompletă 120 kV tensiune de accelerare; 10 mA intensitatea fascicolului;

b) penetrare incompletă (fascicolul acțio-

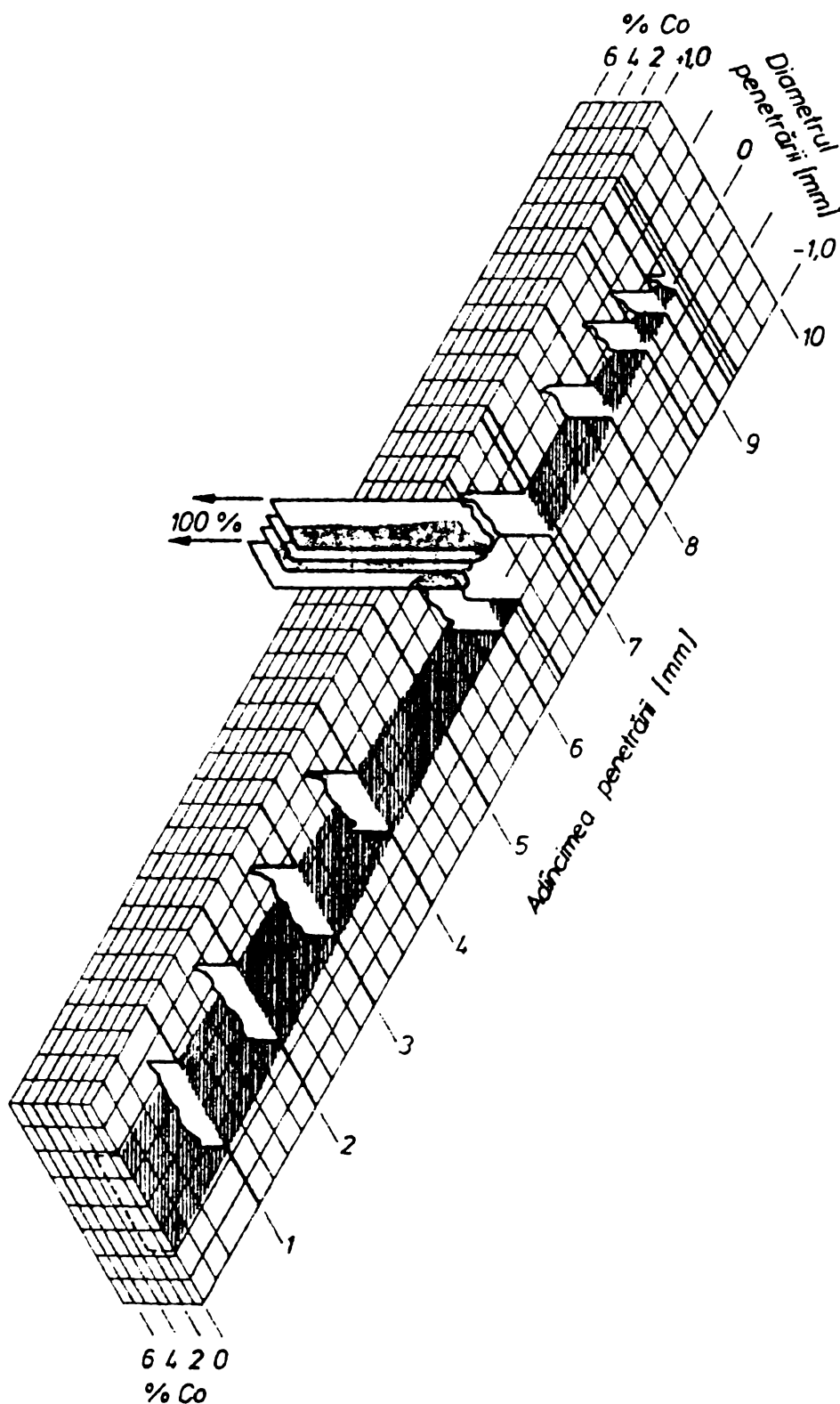


Fig.4.3. Reprezentarea tri-dimensio-  
nală a penetrării cu fascicol con-  
stant deplasabil cu 2,14 mm/sec.

șirului de temperaturi al suprafeței, rezultatele nu diferă foarte mult peste o mărime a șirului evaporării. Dealtfel temperaturile indicate ale suprafeței de 2700 °K și 2800 °K sînt destul de precise, iar această diferență de 1% între cele două

opusă mișcării fascicolului.

Datorită temperaturii de vaporizare a cobaltului, s-a găsit puțin pe emisferă marea majoritate depunându-se pe pereții orificiului.

Stratul de cobalt depus pe pereții orificiului este arătat în diagrama spațială corespunzătoare experienței 2 (fig.4.3) și respectiv experiența 3 (fig.4.4).

Rezultatele obținute se prezintă în tabelul 4.2 [22]. Temperatura a fost determinată după ordonate din (fig.4.1).

Deoarece curba din această figură este mai degrabă un pas al



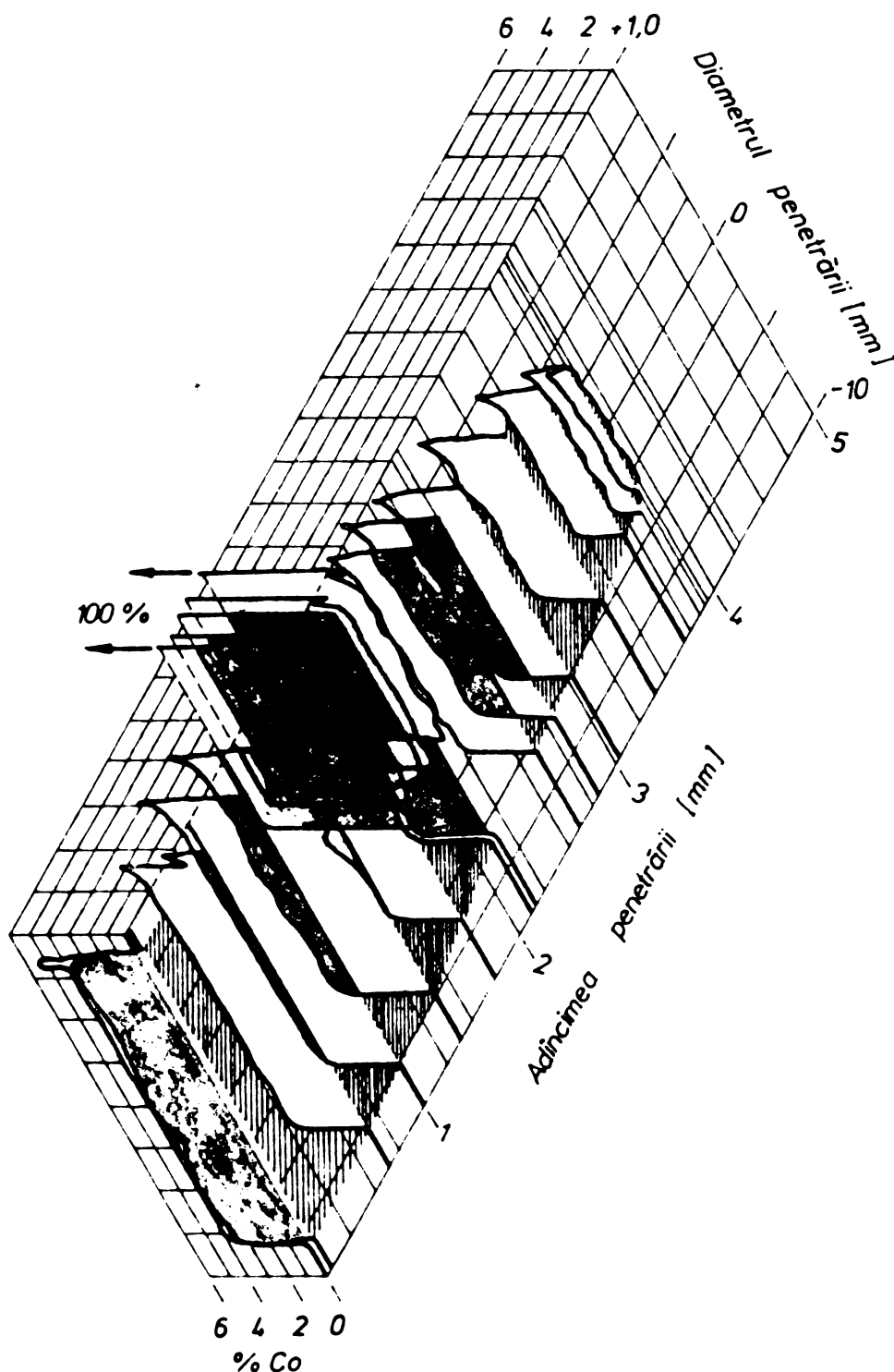


Fig.4.4. Reprezentarea tri-dimensională a penetrării cu fascicul constant.

de rupere al peliculei nu se poate vedea pe fotografii, dar el este foarte bine observat prin filmări rapide.

Datorită vitezei mari de lucru a imaginii este scăzută posibilitatea că această rupere să aibă loc între două cadre

determinări este surprinzătoare pentru aceste temperaturi ridicate.

4.3.1. Temperatura la fundul cavității  $T_b$ .

Fotografiile făcute cu aparate de filmat de mare viteză (2500 cadre pe secundă) au arătat momentul rupturii peliculei metalice care pe o scală arbitrară aplicată filmului, arată că aceste rupturi s-au obținut după 72 microsecunde, respectiv 220 microsecunde. Acest efect

Datele comparative ale măsurării temperaturii zonei afectate de fascicolul de electroni [20].

Tabelul 4.2.

Parametrii		U.M.	inst. Zeiss	inst. Hamilton-Standard
Curentul fascicolului	$i$	mA	11,5	8
Voltajul de accelerare	$V$	kV	125	120
Diametrul fascicolului	$d_e$	cm	0,02	0,013
Diametrul zonei afectate	$d_o$	cm	0,08	0,04
Densitatea de energie a fascicolului pe piesă	$D_d$	Watt $m^{-2}$	$5 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{10}$
Durata procesului	$t$	sec	23,0	45,0
Cantitatea totală de vapori condensați	$G$	mg	58,0	44,4
Rata evaporării $R_{ev} - F_e$	$g$	$cm^{-2} sec^{-1}$	0,5	0,79
Temperatura	$T_f$	$^{\circ}K$	2770	2800

În plus intervalele între două ruperi alăturate nu este egală, ele fiind de aproximativ 72 - 77 microsecunde, pentru acest caz particular.

Suprafața peliculei de material trebuie să fie foarte mică ( $< 1 \mu$  deoarece mărimea penetrării electronilor este de  $30 \mu$  pentru un voltaj de accelerare de 100 kV) iar măsurarea sau determinarea teoretică a grosimii se face din balanța energiei abandonate. Datorită grosimii foarte mici a peliculei se neglijează energia consumată prin ciocnire între electroni, ea ne jucînd un rol important în balanțele energiei la procesul de penetrare cu fascicol de electroni. Se explică în parte că suprafața fundului cavității are o temperatură  $T_b$  mai mare ca temperatura suprafeței  $T_f$  datorită și faptului că energia pierdută prin ciocnirea electronilor se adaugă efectului de concentrare a undei, într-o secțiune longitudinală a fascicolului. Rupturile periodice favorizează eliberarea presiunii de vapori

creată sub suprafața peliculei metalice formate.

Densitatea vaporilor de metal în canalul fascicolului va varia între  $\rho_{\min}$  și valoarea critică  $\rho_{cr}$  care va lărgi cel mai mult canalul. Neregularitățile vor duce la impurități în rețea și la limitarea suprafeței care conține pelicula.

Deoarece curentul de electroni de mare densitate și temperatură înaltă de ionizare a atomilor din vapori există, va apare efectul de focalizare a gazului în plus la ciocnirea și reflecția de pereții canalului, acestea ducând la forțarea fascicolului de electroni. Acest efect a fost cunoscut mai de mult din tubul catodic în care s-a introdus o cantitate mică de gaz inert în focalizare. Trebuie arătat că acest efect duce la o difuzie radială, care este mult mai mare ca o ionizare grea. În condiții extreme, electronii pot fi considerați ca un gaz care este forțat într-un canal îngust, iar reflecția de pereți și ciocniri sînt efecte majore, care explică acest mecanism. În cazul focalizării gazului se presupune o undă perfect uniformă în secțiunea longitudinală a fascicolului și doar ciocnirile creează neregularități orificiului.

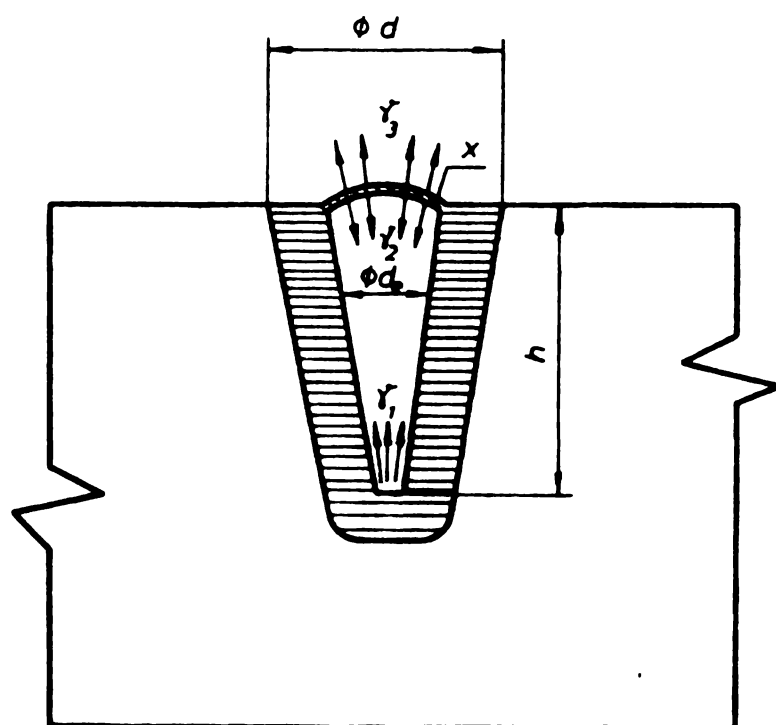


Fig.4.5. Canal cu crustă.

Între forța generată de presiunea valorilor de metal  $P_{cr}$  și tensiunea suprafeței crustei de metal la periferia bulei se poate scrie următoarea relație:

S-a arătat că  $\rho_{\min}$  se poate considera practic 0, iar  $\rho_{cr}$  și grosimea peliculei de metal ce acoperă canalul, notată cu  $X$ , fiind evidențiate de (fig. 4.5).

Densitatea vaporilor de metal la o valoare  $\rho_{cr}$  generează presiune critică  $P_{cr}$  care generează ruperea peliculei de metal și explozia. Punând condiția de echilibru

$$P_{cr} \cdot \frac{\pi}{4} d_f^2 = \gamma \pi d_f \quad (4.7)$$

de unde:

$$P_{cr} = 4 \frac{\gamma}{d_f} \quad (4.8)$$

în care avem:

$\gamma$  - coeficient de tensiune al suprafeței;

$d_f$  - diametrul orificiului ținând seama de pelicula de lichid de pe suprafață, care trebuie să fie apropiat diametrului fascicolului de electroni ce afectează zona.

Aplicînd pentru  $\gamma = 1510 \text{ dyne cm}^{-1} \approx 1,5 \text{ Kg sec}^{-2}$  și socotind diametrul  $d_f = 3,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}$  (cu 15% mai mare față de diametrul fascicolului calculat din optică " $d_e$ " rezultă  $P_{cr} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Nm}^{-2} = 199,5 \cdot 10^{-3} \text{ bar}$  care corespunde la o densitate de vapori:

$$N_v = \frac{P_{cr}}{k T_b} = 2,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (4.9)$$

unde s-a luat  $T_b = 5300 \text{ }^\circ\text{K}$  temperatura la fundul cavității.

Cantitatea vaporilor de masă maximă  $\rho_{cr} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ g.cm}^{-3}$  este aruncată ceea ce înseamnă ca pentru lungimea unui drum de 1 cm mai puțin de 1% din energia fascicolului va fi pierdută în vapori. După fiecare ruptură a crustei formate la suprafața filmului de metal se formează iarăși o crustă deoarece presiunea în interiorul canalului este mult scăzută sub valoarea critică a densității ce generează presiunea critică de vapori  $P_{cr}$  și care corespunde tensiunii superficiale a crustei. Formarea crustei va duce la un stadiu cvasi-constant al grosimii maxime uniforme, după ruptură. În momentul rupturii, mărimea netă a condensării și vaporizării devine numaidecît 0. Dacă crește grosimea crustei crește și ciocnirea în film, ceea ce duce la o creștere a vaporizării. Considerînd (fig.4.5) în care s-a notat:

$\gamma_1$  - mărimea la care ajung atomii de vapori de pe fund și se condensează în film;

$\gamma_2$  - mărimea la care atomii de vapori părăsesc filmul înăuntrul canalului cu o componentă înclinată a vitezei;

$Y_3$  - mărimea cu care atomii vaporilor părăsesc filmul din exteriorul piesei, deoarece crusta este foarte subțire se poate considera temperatura ei uniformă la suprafața exterioară cât și la cea interioară, putându-se scrie  $Y_2 = Y_3$ ,  $Y_3$  a fost măsurată și a servit pentru determinarea temperaturii suprafeței  $T_f$ .

Căldura necesară pentru mărimea vaporizării  $Y_2 = Y_3$  este dată parțial de ciocnirea electronilor cu crusta și parțial prin conducție și radiație, create pe fundul canalului unde cei mai mulți electroni ai fascicolului se disipează. Conform legii lui Whiddington la  $V_0 = 100$  kV într-o folie de fier de o grosime relativă de  $10000 \text{ \AA} = 1 \mu$  doar 1,5% din energia totală este disipată. [18].

Pentru calculul temperaturii maxime a fundului cavității trebuie să se considere că în prima aproximare avem o situație de echilibru între vaporizare și condensare în crustă înainte de rupere. Aceasta este justificată de următorii factori:

a. Grosimea maximă a crustei trebuie să fie foarte mică, altfel fascicolul de electroni nu poate să asigure o penetrare adâncă și nu pot să fie detectați la o așa mică pierdere de energie după trecerea unei grosimi de 5 cm, la un material ca oțelul.

b. Perioada în decursul căreia canalul este închis de crustă este mai mare ca durata penetrării.

Acești doi factori conduc la concluzia că materialul cuprins de volumul fascicolului trebuie să treacă prin 3 faze:

- evaporare din poziția originală;
- depozitare la suprafața interioară a crustei;
- reevaporarea de la suprafața exterioară a crustei.

Deoarece intervalul de timp între rupturi este mult mai mare ca durata penetrării când fascicolul este în mișcare paralelă cu suprafața și menține impactul perpendicular, crusta va deveni groasă iar temperatura sa înaltă va duce la creșterea ciocnirii electronilor. Aceasta va duce în final la creșterea vaporizării din crustă adică ea va provoca subțierea grosimii crustei pornind din nou procesul. Aceasta înseamnă în prima

aproximare un echilibru al temperaturii suprafeței care va fi atins în crustă înainte de ruptură. Ajungem astfel la un stadiu de semiechilibru când crusta de metal încetează să-și modifice grosimea cu timpul adică:

$$\frac{dx}{dt} = 0 \quad (4.10)$$

$$d_x = d_{x1} + d_{x2} \quad (4.11)$$

unde :

$d_{x1}$  - funcție de temperatura fundului  $T_b$  care corespunde unei presiuni  $P_b$ ;

$d_{x2}$  - funcție de temperatura crustei care este una și aceeași cu temperatura suprafeței  $T_2$  care corespunde presiunii de vapori  $p_f$ . Ea este negativă deoarece conține vaporizarea de deasupra și dedesubtul ei.

$$d_{x2} = - \frac{1}{\rho_e} (\gamma_2 + \gamma_3) m_v dt. \quad (4.12)$$

$\rho_e$  - densitatea masei de lichid și  $\gamma_2 = \gamma_3$  date de numărul de atomi de vapori ce părăsesc suprafața unitară în unitatea de timp.

Din relațiile (4.5) și (4.11) se poate scrie:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\rho_e} \left( \frac{M_v}{2 \pi KN} \right)^{1/2} \left( \mathcal{L} \frac{P_b}{T_b^{1/2}} - 2 \frac{P_f}{T_f^{1/2}} \right) \quad (4.13)$$

în care:

$\mathcal{L}$  - factor ce ține cont de geometria canalului care poate fi luat ca un coeficient de acomodare.

Pentru starea de echilibru avem  $\frac{dx}{dt} = 0$  ceea ce duce la relația:

$$\mathcal{L} P_b T_b^{-1/2} - 2 P_f T_f^{-1/2} = 0 \quad (4.14)$$

Factorul ce ține cont de geometria canalului se poate calcula cu ajutorul legii cosinusului [20]. Această formulă

a fost obținută simplu din condițiile de echilibru. Condensarea vaporilor pe pereții cavității ca și vaporii care părăsesc acești pereți, permite expresia:

$$\alpha_0 \frac{d_e^2}{h^2} \frac{P_b}{T_b^{1/2}} + b d_e \left( \frac{P_b}{T_b^{1/2}} + \frac{P_f}{T_f^{1/2}} \right) \int_0^h \frac{d_e}{x} dx - 2 \frac{P_f}{T_f^{1/2}} = 0 \quad (4.15)$$

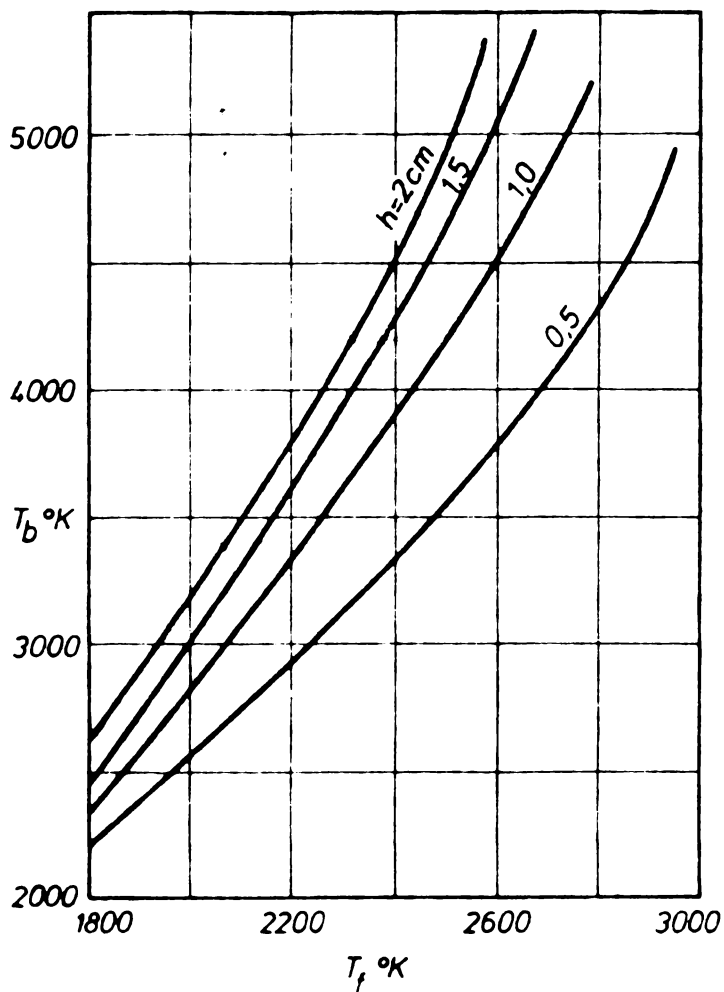


Fig.4.6. Graficul variației temperaturii fundului cavității.

Relația obținută între temperatura fundului cavității  $T_b$  și temperatura suprafeței la diferite penetrări pentru fierul pur este dată de graficul din (fig.4.6) [43].

Relația dintre presiunea vaporilor și temperatura lor este [43]

$$P = A e^{-\frac{B}{T}} \quad (4.16)$$

Rezolvarea relației (4.15) a fost făcută de către B.N.Onuf care a dat următoarea expresie diametrului materialului afectat de fascicolul de electroni [21]:

$$d_e^2 = \frac{C \frac{h^2}{d_e^2} - A}{B \frac{h^2}{d_e} \left[ \frac{h}{d_e} \operatorname{tg}^{-1} \frac{d_e}{h} + \frac{1}{2} \ln \left( 1 + \frac{h^2}{d_e^2} \right) \right]} \quad (4.17)$$

unde :

$$A = a \frac{P_b}{T_b^{1/2}} ; \quad B = b \left( \frac{P_b}{T_b^{1/2}} + \frac{P_f}{T_f^{1/2}} \right) ; \quad C = 2 \frac{P_f}{T_f^{1/2}}$$

$h$  - adîncimea cavității ;

$a, b$  - constanta funcție de calitatea materialului.

De fapt din analizarea în continuare a acțiunii se va arăta că odată cu descreșterea diametrului fascicolului adîncimea penetrării va deveni mai mică.

#### 4.2. Energia în procesul de penetrare.

Energia electronilor, utilizați pentru încălzirea cu fascicol este destul de mică în așa fel că pentru calcule se poate folosi sistemul clasic de interacțiune. Probabilitatea interacțiunii se stabilește cu expresia [38].

$$\sigma_3 = \frac{\pi e^4}{\omega_e \cdot \omega_{1-2}^2} \approx \frac{1}{\omega_e \omega_{1-2}^2} \quad (4.18)$$

unde:

$\omega_{1-2}$  - energia transmisă de electronii fascicolului, electronilor emiși de material.

Relația (4.18) reprezintă legea de bază a dispersiei și anume: probabilitatea procesului scade cu creșterea energiei fascicolului cît și cu creșterea energiei electronilor secundari. De aici rezultă că la suprafața materialului, unde viteza fascicolului este încă mare, probabilitatea transmiterii energiei electronilor materialului este mai mică, ca la sfîrșitul parcursului, iar numărul electronilor secundari, obținuți ca urmare a ciocnirii, datorită valorii mari a energiei este foarte mic. De fapt se poate spune că fiecare interacțiune a electronului fascicolului poate fi considerată neelastice și doar în cazul în care există pierderi de energie prin radiație sau este o excitație mică a atomilor atunci se poate vorbi de o interacțiune elastică.

Actualmente avînd în vedere complexitatea și influența reciprocă a unor procese asupra altora, o ecuație generală pentru probabilitatea interacțiunii neelastice, pentru unitatea de parcurs, nu s-a obținut analitic. Ecuațiile diferențiale care dau probabilitatea diferitelor apariții sînt funcție de



electronii fascicolului.

În acest fel fascicolul de electroni penetrând un material provoacă diferite deviații rețelei cristaline. Aceste deviații duc la o ridicare locală a temperaturii materialului, la emisia de radiații röntgen. Ultimele două efecte scad din valoarea energiei fascicolului scăzând randamentul procesului.

Trebuie să se acorde atenție asupra rolului conductibilității electrice a pieselor ce se supun bombardamentului cu fascicule de electroni. Conform (fig.4.7) fascicolul de electroni cade asupra piesei unde el se divide. O parte a fascicolului  $i_p$  trece prin material și se scurge prin pământ iar o altă parte  $i_{n-k}$  este îndreptată către pereții camerei. Fluxul în acest al doilea caz este format din electroni secundari și electroni reflectați, iar în cazul temperaturii înalte și termoelectroni.

Numărul electronilor secundari și reflectați este funcție de energia electronilor fascicolului, fapt ce s-a transpus în (fig.4.7) [43].

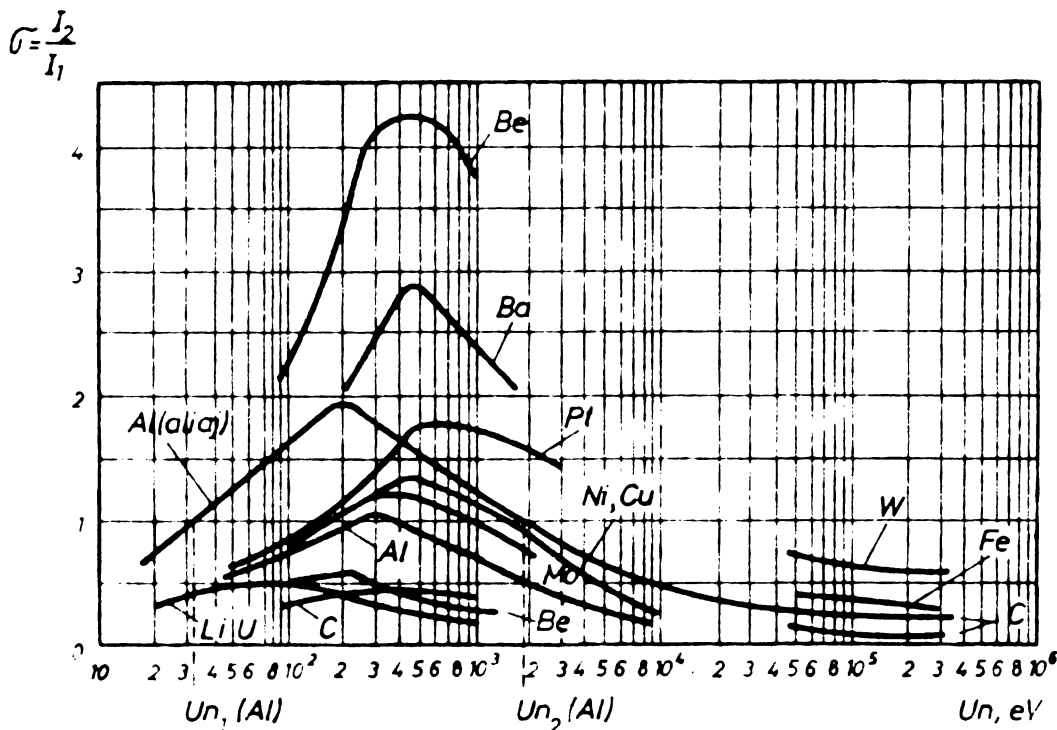


Fig.4.7. Numărul electronilor secundari și reflectați.

Prelucrarea cu fascicol de electroni are loc la diferite energii ale fascicolului. De aceea electronii se introduc destul de ușor în material și coeficientul emisie secundare de electroni este practic mai mic ca unitatea pentru orice materia-

le. In acest fel fluxul de electroni secundari emiși de suprafața supusă prelucrării este mai mic decât fluxul de electroni din fascicol.

Energia fascicolului, la un moment dat, la atingerea suprafeței de prelucrat va fi:

$$eU_n = (U_a - i_p R_p) e \quad (4.19)$$

unde:

- $U_a$  - tensiunea anodică;
- $i_p$  - fluxul ce străbate piesa;
- $R_p$  - rezistența piesei.

Deoarece în condițiile încălzirii cu fascicol de electroni totdeauna se asigură o emisie secundară și o reflecție atunci se poate scrie:

$$i_p = I_a - i_n - k \quad (4.20)$$

In cazurile obișnuite fluxul de electroni emis de la suprafața piesei către pereții camerei este format de electroni secundari.

$$i_p = I_s - I_2 = I_s (1 - \sigma) \quad (4.21)$$

unde:

$$\sigma = \frac{I_2}{I_1} - \text{coeficient al emisiei secundare.}$$

Combinând relațiile (4.19) și (4.20) se obține:

$$U_n = U_a - I_s R_p (1 - \sigma) \quad (4.22)$$

Voltajul ( $U_n$ ) conform relației (4.22) care practic determină energia electronilor diferă de voltajul de accelerare al tunului electronic ( $U_a$ ).

Apar două cazuri:

- materiale  $R_p \approx 0$  în acest caz  $U_n \approx U_a$  și nu se face mare greșeală dacă se scrie:

$$P_f = I_e \cdot U_a \quad (4.23)$$

- dielectrice  $R_p \gg \frac{U_a}{I_e} \quad (4.24)$

$$1 - \tilde{\nu} = \frac{U_a}{I_e \cdot R_p} - \frac{U_n}{I_e \cdot R_p} \quad (4.25)$$

Avînd în vedere ca  $U_n \ll U_a$  se poate spune că se stabilește un asemenea regim la care  $\tilde{\nu} = 1$ .

Conform (fig.4.7) pentru fiecare material pe curba  $\tilde{\nu} = f(U_n)$  sînt două asemenea puncte. Deoarece doar unul din punctele unde  $\tilde{\nu} = 1$  asigură stabilirea regimului (unde viteza electronilor fascicolului este mare) atunci la încălzirea materialelor dielectrice sau a obiectelor izolate de pămînt, puterea fascicolului de electroni la contactul cu suprafața piesei trebuie să fie socotită [37]:

$$P_{oB} = I_e \cdot U_{n2} \quad (4.26)$$

unde:

$U_{n2}$  - diferența de potențial corespunzătoare punctului  $\tilde{\nu} = 1$  la viteza mare a electronilor fascicolului.

Impărțirea potențialelor în interiorul camerei la prelucrarea materialelor dielectrice sau a pieselor izolate față de sol se face după cum urmează:

a. Suprafața dielectricului se încarcă negativ față de pereții pămîntați ai camerei și mesei pe care se fixează dielectricul. Diferența de potențial dintre catodul emițător și suprafața dielectricului este  $U_{n2}$ .

b. Intre suprafețele piesei și pereții camerei apare o diferență de potențial  $U_a - U_{n2}$  iar cîmpul format accelerează electronii care părăsesc suprafața piesei și se îndreaptă către pereții camerei.

Puterea fascicolului dată de emițătorul de electroni va fi:

$$P_f = P_{oB} + P_p = I_e U_{n2} + I_e (U_a - U_{n2}) \quad (4.27)$$

unde:

$P_p$  - puterea transmisă pereților camerei.

Pentru cunoașterea procesului de încălzire prin bombardarea cu fascicol de electroni este absolut necesar să se cunoască cum se descompune energia emisă de tunul electronic.

Descompunerea energiei fascicolului de electroni se

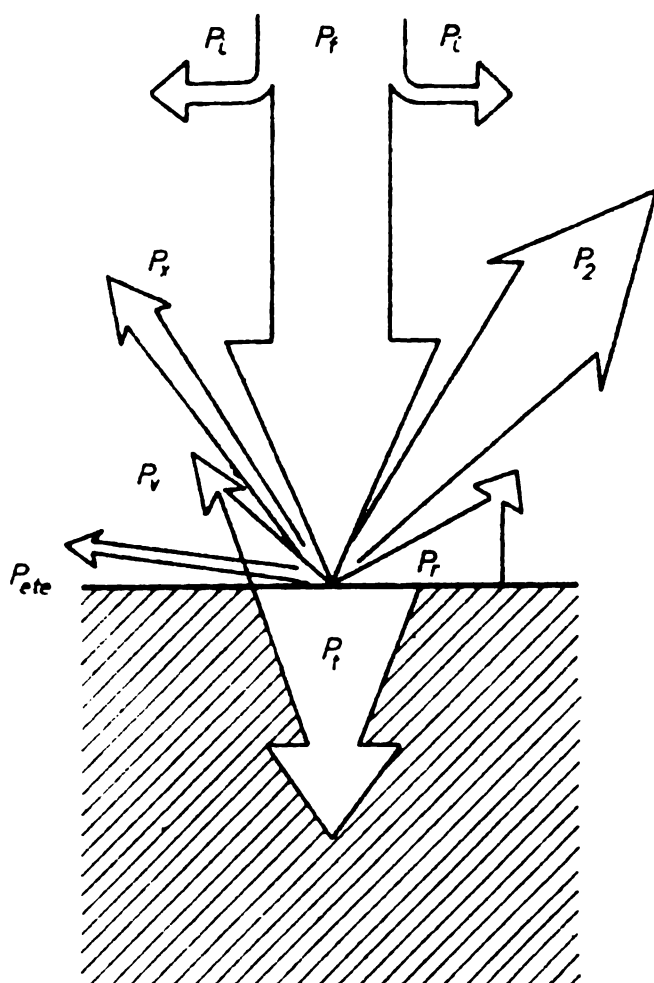


Fig.4.3. Descompunerea energiei fascicolului.

face conform (fig.4.8)  
unde s-a notat:

- $P_f$  - puterea electronilor fascicolului;
- $P_i$  - puterea electronilor ce ionizează atmosfera și vaporii din camera de lucru;
- $P_x$  - puterea electronilor ce emit radiații röntgen;
- $P_2$  - puterea electronilor din emisia secundară și a celor reflectați;
- $P_v$  - puterea electronilor ce provoacă vaporizarea materialului;
- $P_{ete}$  - puterea electronilor ce provoacă emisia termo-electrică;
- $P_r$  - puterea electronilor ce provoacă răspîndirea de părți ale

suprafeței de prelucrat.

$P_t$  - puterea electronilor ce pătrunde în material.

La acțiunea fascicolului de electroni asupra suprafeței materialului se mărește numărul de electroni din material și cea mai mare parte a energiei fascicolului se transformă în căldură. Propagarea se face conform conductibilității materialului, apărînd o reacție și o vaporizare a electronilor atomilor și moleculelor.

Modul de calcul al pierderii căldurii și metodele de lucru în condițiile încălzirii în vacuum sînt cunoscute. În unele cazuri procesele tehnologice cer mărirea evacuării căldurii. Astfel la o topire a unui fragment crește artificial evacuarea de căldură din blocul obținut pe baza calculului răcirii cu apă a creuzetului.

În afară de răspîndirea căldurii în material mai are

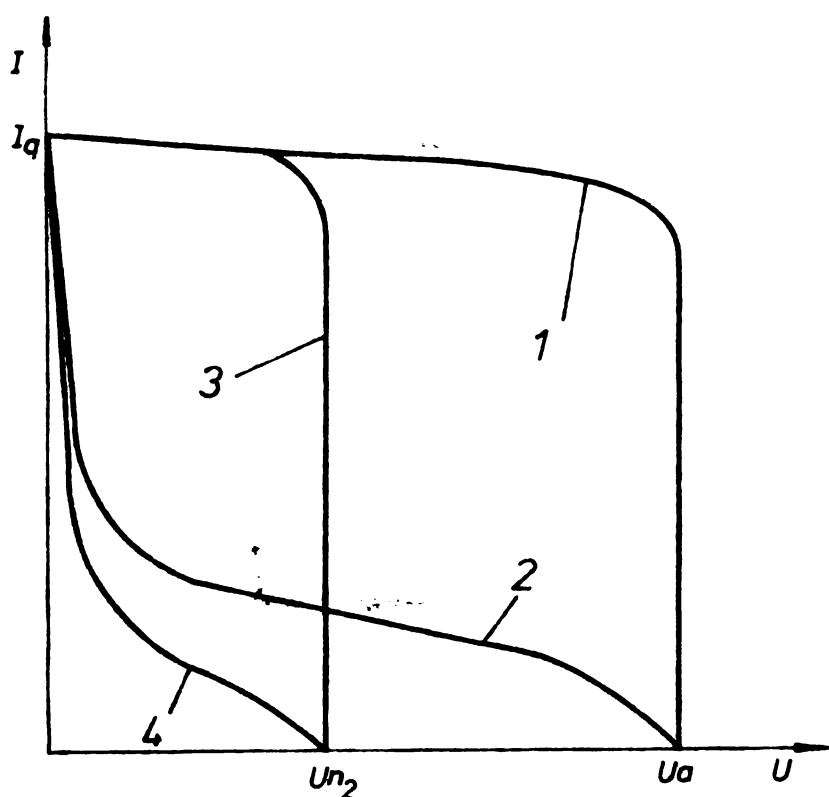


Fig.4.9. Acțiunea fascicolului asupra suprafeței de prelucrat.

loc o emisie röntgen a electronilor secundari reflectați din zona contactului fascicolului cu piese. Energia consumată de fascicol pentru emisia röntgen atinge valori de ordinul a câtorva zecimi de procent din puterea totală a fascicolului.

Grafic mărimea puterii fascicolului la acțiunea sa asupra suprafeței de prelucrat poate fi repre-

zentată sub formă unei suprafețe limitată de curba 1 conform (fig.4.9) [45].

Suprafața cuprinsă sub curba 2 determină pierderile de putere cu emisia secundară și reflecția electronilor conform relației [45]:

$$P_2 = \int_0^{U_n} I_2(U_2) dU_2 = I_n U_n \sigma \int_0^1 \frac{I_2}{I_2 \text{ max.}} d\left(\frac{U_2}{U_n}\right) \quad (4.28)$$

unde:  $I_2(U_2)$  - fluxul electronilor secundari și reflectați;  
 $U_2$  - potențialul ce determină energia electronilor secundari.

În esență trece, adică apare folositoare puterea determinată de suprafața cuprinsă între curbele 1 și 2.

Urmare aceea că potențialul suprafeței neconducătoare de curent se deosebește de potențialul anodic al tunului se stabilește un balans prin analogie al puterii și s-a transpus pe figură prin curbele 3 și 4.

De remarcat că puterea conținută de fascicol după

părăsirea tunului electronic este proporțională cu suprafața delimitată de curba 1.

Urmare a acțiunii fascicolului asupra suprafeței o parte din puterea proporțională cu suprafața cuprinsă între curbele 1 și 3 se transmite pereților camerei de către electronii secundari accelerați în câmpul electric format între suprafața de prelucrat și pereții camerei. Mărimea ei  $P_p$  se calculează conform relației (4.27). Relația (4.28) determină valoarea maximă a pierderilor de energie datorită emisiei de particole de către suprafața prelucrată. Condiția indispensabilă acestuia este ca toate particolele emise de suprafața piesei (electroni secundari și reflectați) să vie în contact cu pereții camerei, ceea ce se poate doar în cazul când pereții sînt de potențial pozitiv sau cu potențial nul față de piesă. Din această cauză pentru o eficiență a procesului de încălzire cu fascicol de electroni are importanță construcția și schema legării instalației.

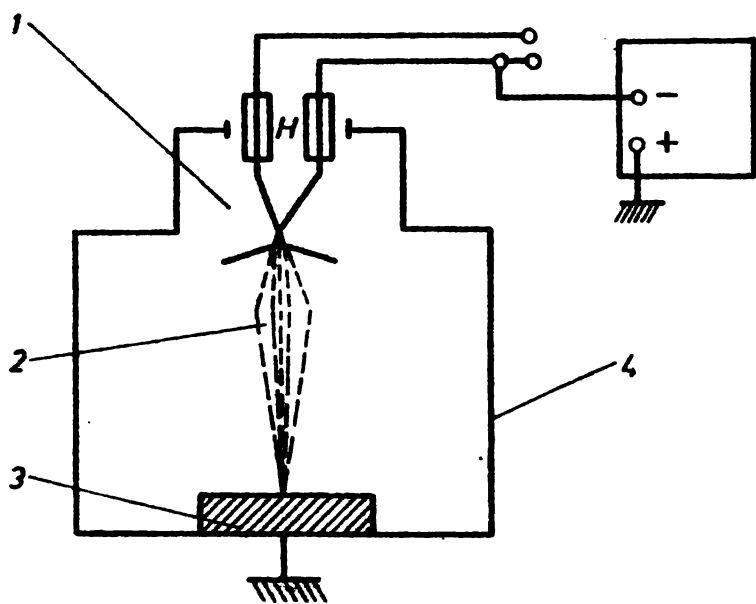


Fig.4.10. Sistem cu piesa anodică.

Tipuri de scheme de instalații care folosesc fascicule de electroni sînt redată în (fig.4.10, 4.12).

În cazul fig.4.10 și 4.11, ca anod apare chiar piesa de prelucrat, iar în fig.4.12 datorită diafragmei anodice, lipsește câmpul electric din camera de lucru ceea ce face să nu existe obstacole în emisia secundară și reflecția

electronilor pe pereții camerei. În acest ultim caz relația (4.28) este valabilă în totalitate. Pe acest principiu sînt construite marea majoritate a instalațiilor de sudat și topit metale și pentru alte procese.

Dacă piesa de prelucrat este anod atunci electronii emiși de suprafața prelucrată cad într-un câmp ce îi retine și

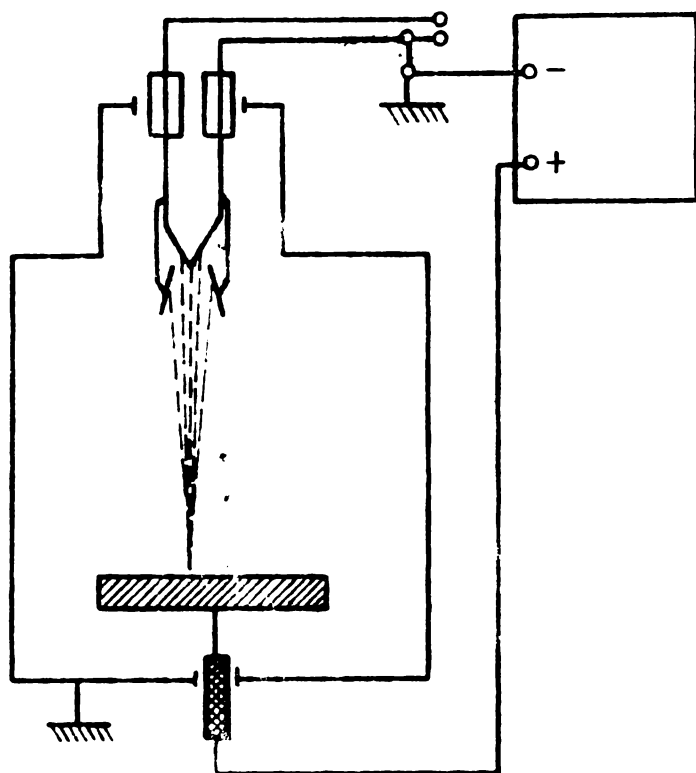


Fig.4.11. Sistem cu piesa anodică izolată față de camera de lucru.

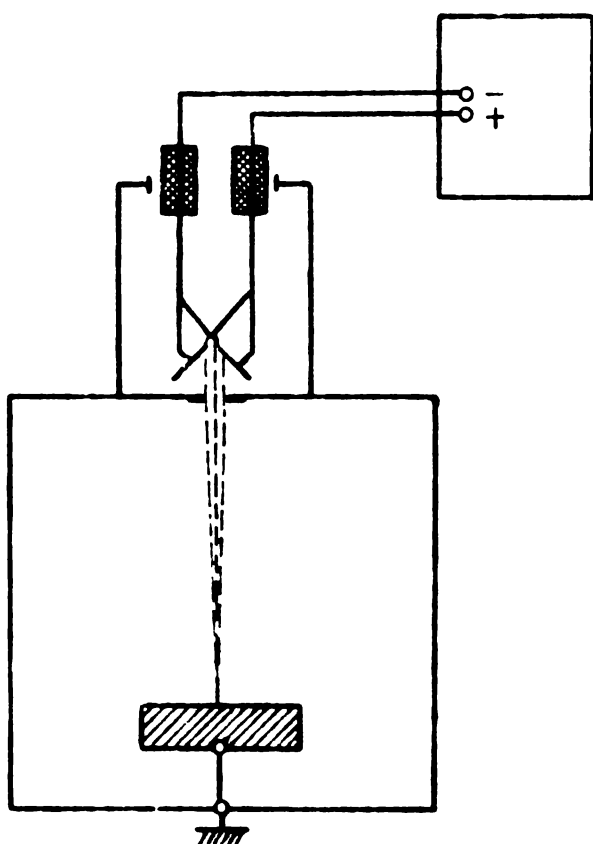


Fig.4.12. Sistem cu piesa legată electric de camera de lucru.

parțial conform (fig.4.10) sau în totalitate (fig. 4.11) se întorc la piesa de prelucrat.

În cazul construcției conform (fig.4.12) pierderile prin emisia secundară și reflecția electronilor nu există.

În construcțiile unde sînt pămîntate și produsele apărînd ca anod, și pereții camerei, o parte din electronii reflecțiți, cei mai rapizi, părăsesc suprafața de prelu-

crat. De sigur pierderile prin emisia secundară ce se exprimă cu relația (4.28) sînt mici dar totuși există. Conform schemelor din (fig. 4.10) și (4.11) s-au construit utilaje pentru topirea metalelor cu catod circular, instalații pentru topiri zonale.

De remarcă este faptul că la utilizarea unei instalații conform (fig.4.12) nu se poate asigura încălzirea și prelucrarea materialelor dielectrice, deoarece supus unui bombardament cu electroni face ca suprafața lui să se încarce cu sarcină negativă ajungînd la un moment dat ca potențialul piesei să devină egal cu potențialul fascicolului.

Balansul energetic se modifică dacă suprafața de prelucrat nu este dreaptă, deoarece în acest caz se modifică condițiile emisie secundare și al electronilor reflectați în vacuum.

În cazul în care fascicolul cade sub un unghi față de normală atunci emisia secundară crește.

Trebuie neapărat avut în vedere diferența în absorbția energiei de către metale la anumite procese tehnologice în funcție de înclinarea fascicolului.

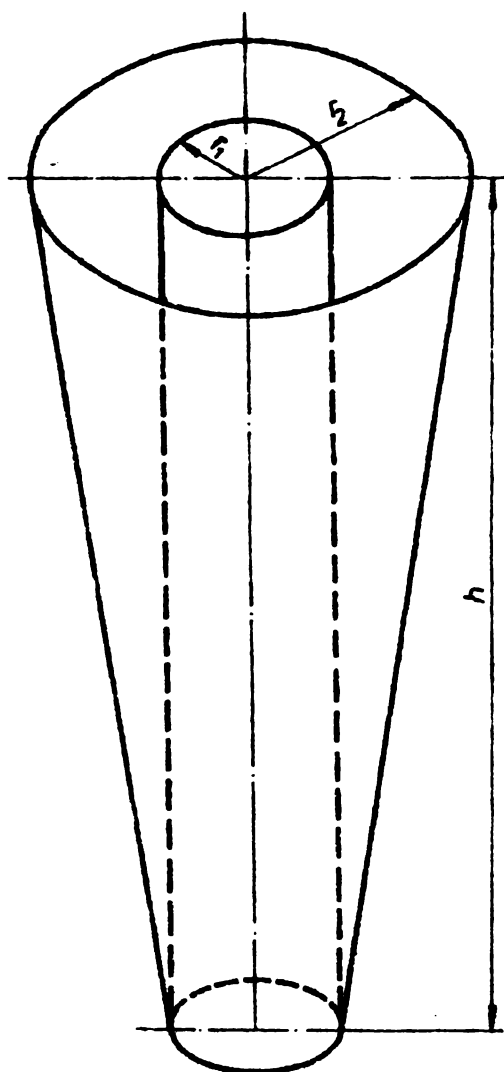


Fig.4.13. Orificiu penetrat de electroni.

Un alt necesar de energie apare în cazul că fascicolul lucrează în adâncimea piesei. Ieșind în vacuum electronii reflectați se depun pe laturile orificiului încălzindu-le suplimentar.

Orificiul pe care îl provoacă un fascicol de electroni are forma unui trunchi de con conform (fig. 4.13).

Raza intrării orificiului " $r_2$ " este totdeauna mai mare ca raza " $r_1$ " a fascicolului. Pentru orificiul cilindric  $r_1 = r_2$ .

Calculul energiei necesare emisie secundare și a electronilor reflectați, la nivelul inferior trunchiului de con, acolo unde cade fascicolul de electroni, ținând cont de suprafața laterală a orificiului se face impunând următoarele condiții:

- fluxul de electroni pe suprafață este constant;
- lungimea drumului liber al electronilor este mai mare ca adâncimea orificiului;
- distribuția unghiulară a emisie secundare și a electronilor reflectați se supune legii cosinusului;
- pereții orificiului absorb în totalitate electronii



ce îi ating.

Pentru a calcula trebuie să se rezolve problema fluxului luminos a cercului de rază "r<sub>1</sub>" și a cercului de rază "r<sub>2</sub>" care se află la distanța h de primul, ~~situatie~~ analizată de Sapoșnicov [39].

Puterea fluxului emisiei secundare și a electronilor reflectați ce trec printr-un crater al orificiului va fi [39].

$$P_{2r_1 - r_2} = \frac{\pi}{2} p_2 \left[ r_1^2 + r_2^2 + h^2 - \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + h^2)^2 - 4 r_1^2 r_2^2} \right] \quad (4.29)$$

Pe pereții craterului acționează o parte a puterii.

$$P_{2p} = \pi r_1^2 p_2 - \frac{\pi}{2} p_2 \left[ r_1^2 + r_2^2 + h^2 - \sqrt{(r_1^2 + r_2^2 + h^2)^2 - 4 r_1^2 r_2^2} \right] \quad (4.30)$$

unde:

$p_2 = \frac{P_2}{\pi r_1^2}$  densitatea energiei consumată de electronii secundari și cei reflectați ca urmare a bombardamentului fascicolului.

Valorile coeficienților de corecție a densității electronilor emisiei secundare, pt.raza orificiului de ieșire și adin- Tabelul 4.3.  
cime funcție de raza fascicolului.

n <sub>r</sub>	n <sub>h</sub>						
	0	1	2	3	5	7	10
1	p <sub>2</sub>	0,38p <sub>2</sub>	0,18p <sub>2</sub>	0,1p <sub>2</sub>	0,05p <sub>2</sub>	-	-
2	p <sub>2</sub>	0,75p <sub>2</sub>	0,47p <sub>2</sub>	0,275p <sub>2</sub>	0,15p <sub>2</sub>	0,75p <sub>2</sub>	-
3	p <sub>2</sub>	0,875p <sub>2</sub>	0,65p <sub>2</sub>	0,45p <sub>2</sub>	0,275p <sub>2</sub>	0,155p <sub>2</sub>	0,085p <sub>2</sub>
5	p <sub>2</sub>	0,965p <sub>2</sub>	0,86p <sub>2</sub>	0,72p <sub>2</sub>	0,455p <sub>2</sub>	0,32p <sub>2</sub>	0,15p <sub>2</sub>
7	p <sub>2</sub>	0,975p <sub>2</sub>	0,925p <sub>2</sub>	0,83p <sub>2</sub>	0,65p <sub>2</sub>	0,425p <sub>2</sub>	0,35p <sub>2</sub>
10	p <sub>2</sub>	p <sub>2</sub>	0,98p <sub>2</sub>	0,92p <sub>2</sub>	0,8p <sub>2</sub>	0,67p <sub>2</sub>	0,49p <sub>2</sub>

Calcululele conform relației (4.29) s-au rezolvat și trecut în tabelul 4.3 ținând cont de raza orificiului de ieșire și adâncimea orificiului luată ca funcție a razei fascico-

lului  $r_1$ :

$$r_2 = n_1 r_1 \text{ și } h = n_h r_1 \quad (4.31)$$

Calcululele s-au făcut pentru valori ale lui  $n_r$  și  $n_h$  de la 1 la 10.

Valorile coeficienților de corecție a razei orificiului și adâncimii de penetrare funcție de emisia secundară și depunerile pe pereții orificiului.

Tabelul 4.4.

$n_r$	$n_h$						
	0	1	2	3	5	7	10
1	0	0,67 $p_2$	0,67 $p_2$	0,9 $p_2$	0,95 $p_2$	$p_2$	$p_2$
2	0	0,25 $p_2$	0,53 $p_2$	0,725 $p_2$	0,85 $p_2$	0,925 $p_2$	$p_2$
3	0	0,125 $p_2$	0,35 $p_2$	0,55 $p_2$	0,725 $p_2$	0,845 $p_2$	0,915 $p_2$
5	0	0,035 $p_2$	0,14 $p_2$	0,28 $p_2$	0,545 $p_2$	0,68 $p_2$	0,85 $p_2$
7	0	0,015 $p_2$	0,075 $p_2$	0,16 $p_2$	0,35 $p_2$	0,575 $p_2$	0,65 $p_2$
10	0	0	0,02 $p_2$	0,08 $p_2$	0,2 $p_2$	0,33 $p_2$	0,56 $p_2$

Rezolvarea relației (4.30) prin care s-au calculat valorile energiei consumate cu emisia secundară și de electroni reflectați care se detașează din pereții orificiului s-a efectuat pentru diferiți parametrii datele fiind trecute în tabelul 4.4 [39].

În (fig.4.14) sînt date curbele  $E_{\text{sec}}/E_{\text{prim}}$  reprezentînd dependența între energia electronilor din emisia secundară ce cad pe pereții camerei de lucru raportul  $n_h = \frac{h}{r_1}$  caracteristic orificiului [39].

Dependența între energia ce cade pe pereții orificiului și raportul  $n_h = \frac{h}{r_1}$  caracteristic orificiului este reprezentată în (fig.4.15) [39].

În afara de pierderile de energie calculate anterior în cadrul cu fascicul de electroni funcție de poziția electronilor asupra materialului bombardat, mai sunt pierderi de energie funcție de caracteristicile instalației. Se poate vorbi în primul rînd de pierderile produse din emișter. La unele

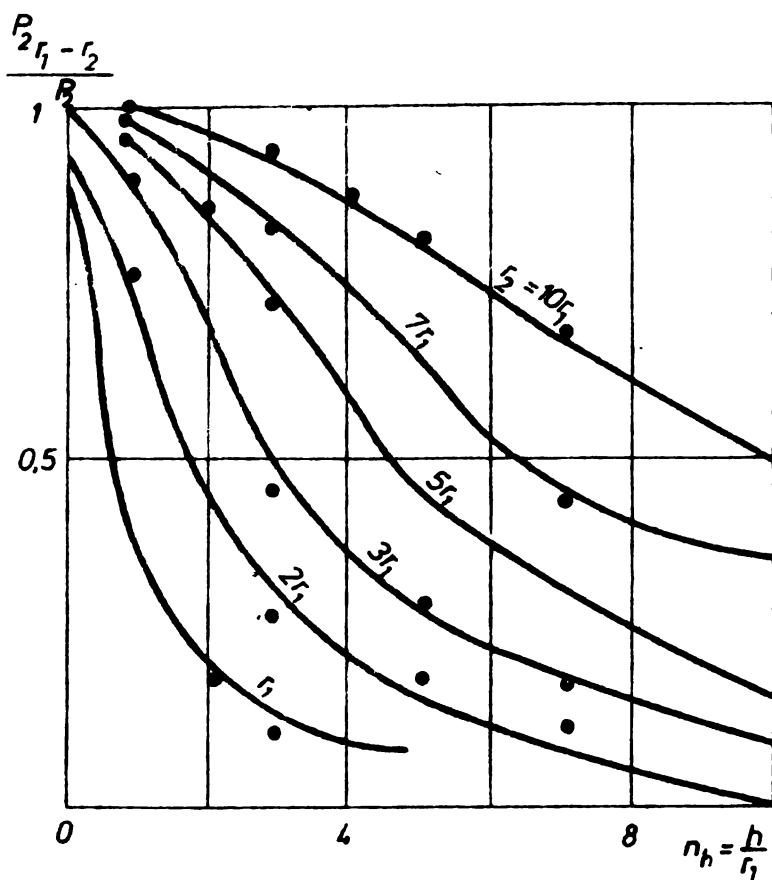


Fig.4.14. Variația lui  $P_{2r_1-r_2}$ .

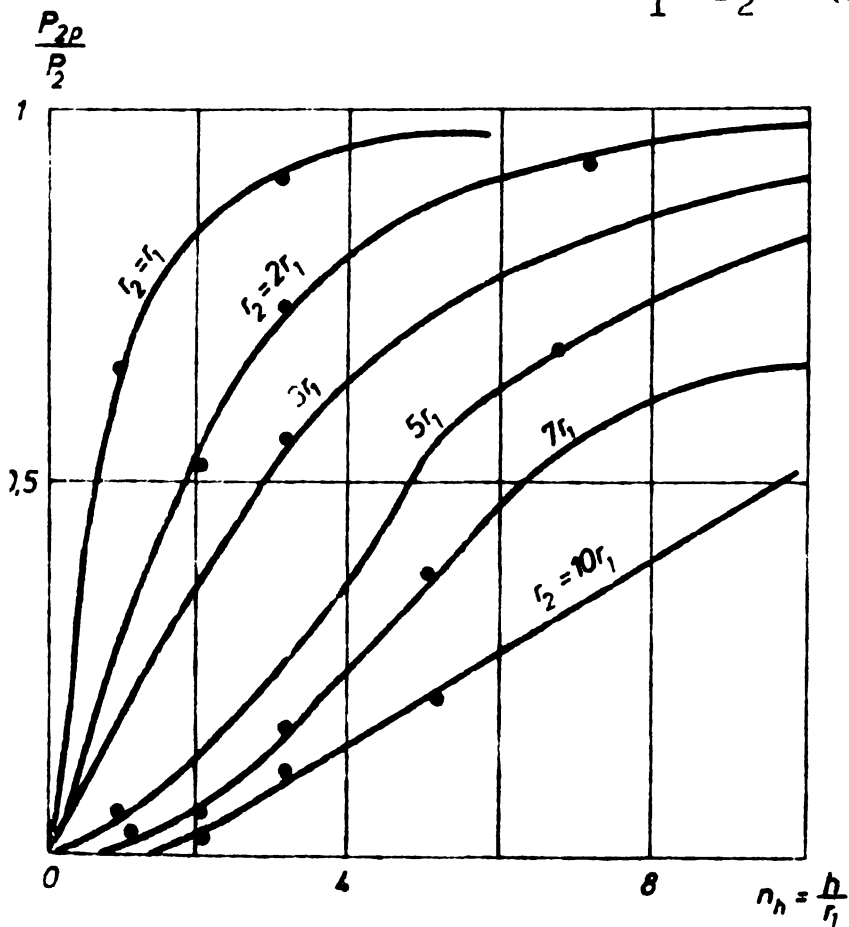


Fig.4.15. Variația  $P_{2p}$ .

instalații emițătorul de electroni se construiește ca un tun care emite un fascicol foarte mic de electroni. Acest fascicol trece în camera de lucru prin diafragma anodică în plus la unele instalații se asigură un vacuum mai mare în camera emițătorului decât în camera de lucru.

În aceste condiții pe marginea diafragmei ajung o parte din electronii fascicolului provocând o încălzire.

Puterea cheltuită pentru încălzirea anodului poate fi exprimată:

$$P_a = I_a \cdot U_a \quad (4.32)$$

unde:

$I_a$  - intensitatea curentului care bombardează diafragma;

$U_a$  - tensiunea anodică a emițătorului.

Valoarea  $P_a$  depinde de construcția și perfecțiunea execuției și calculului emițătorului reprezentând câteva procente din puterea totală.

În condițiile constructive ale tunului cu o diafragmă anodică ce obturează partea periferică a fascicolului, mări-

mea  $P_a$  formează o parte importantă a puterii fascicolului dar trebuie arătat, că puterea acestor emițătoare nu depășesc câțiva zecimi de watt.

La calculul bilanțului energetic al instalației, valoarea  $P_a$  contează în primul rînd pentru alegerea materialului și a construcției sistemului de răcire al diafragmei anodice, întrucît această putere care se degajă într-o zonă limitată poate supraîncălzi sau chiar topi anodul emițătorului.

Cu perfecționarea sistemelor electrono-optice și cu mărirea puterii instalațiilor, valoarea relativă a acestui component al puterii fascicolului se micșorează.

O parte importantă a puterii consumate de la sursa de alimentare se pierde pentru accelerarea ionilor ce se formează în camera de lucru și pătrund în spațiul anod-catod al emițătorului. Întrucît în emițător se menține un vacuum mai înalt decît în camera de lucru, formarea ionilor în acest loc este puțin probabilă. În același timp, ionii pozitivi formați în cameră se adună în zona de trecere a fascicolului care are un potențial negativ. Sub influența cîmpului electric ce străbate diafragma anodică în camera de lucru, ei derivă în interiorul emițătorului, se accelerează în cîmpul electric anod-catod bombardînd catodul și electrodul de focalizare de lîngă catod, apărînd o încălzire și în final o distrugere a acestor ioni. Astfel trecerea ionului prin diafragma anodică în spațiul dintre electrozii emițătorului, provoacă o cheltuială de energie a sursei alimentare la curentul ionic de intensitate  $I_i$ , pentru accelerarea tuturor acestor ioni se consumă puterea.

$$P_{ui} = I_i U_a \quad (4.33)$$

În instalațiile cu tunuri cu emisie electronică această parte a puterii în condițiile evaporării intense a substanței nu depășește cîteva procente din puterea totală a fascicolului și depinde în mare măsură de construcția sistemului de legătură prin care fascicolul electronic ajunge din emițător în camera de lucru și de gradul de rarefiere în camera de lucru.

În instalațiile executate după schemele conform figurilor (4.10) și (4.11) accelerarea ionilor se face în cu totul alte condiții. Aici, orice ion ce se formează în drumul fascicolului electronic se îndreaptă spre anod, absorbind energia de la sursa de alimentare.

Energia ionului ce lovește catodul depinde de repartiția câmpului în interiorul camerei de la locul formării lui. Pierderile pentru accelerarea ionilor în spațiul dintre electrozii emițătorului nu pot fi determinate cu aparatele obișnuite cu care sînt dotate, instalațiile cu radiație electronică. Aceste pierderi se pot determina doar prin calcul considerînd gradul de ionizare al vaporilor de metal în cameră și fracțiunile acestor ioni care pătrund în emițător. Totuși și această determinare este mai curînd calitativă decît cantitativă.

Randamentul instalațiilor cu radiație electronică este dat de raportul dintre puterea razei care se formează în căldură și puterea totală consumată de emițător de la sursa de alimentare [35].

$$\eta = \frac{P_T}{I_e U_a} \quad (4.34)$$

unde:

$I_e$  - curențul de emisie al catodului tunului.

Considerînd toate fenomenele de mai sus se poate scrie:

scrie:

$$\eta = \frac{P_t + P_r + P_v + P_{e^+} + P_{top}}{P_a + P_{ui} + P_i + P_x + P_2 + P_t + P_r + P_v + P_{e^+} + P_{top}} \quad (4.35)$$

unde:

$P_{top}$  - puterea consumată pentru topirea metalului.

Trebuie menționat că aici nu sînt considerate pierderile pentru încălzirea catodului, dar ele trebuie considerate la determinarea randamentului instalației în ansamblu.

Cea mai importantă pierdere de energie o reprezintă consumul pentru respingerea și pentru emisiunea secundară de electroni nu numai ca mărime (comparativ cu alte tipuri de pierdere) ci și pentru că pierderile pentru ionizare și accelerarea ionilor în spațiul anod-catod ( $P_i$  și  $P_{ui}$ ), precum și

pierderile pe seama căderii fascicolului pe diafragma anodică ( $P_a$ ) se pot micșora prin alegerea rațională a construcției instalației.

Valoarea  $P_2$  este determinată doar de compoziția și proprietățile fizice ale materialului prelucrat. De aceea randamentul limită la încălzirea electronică se determină cu o precizie de 2-5% din relația (4.32).

Fascicolul de electroni pătrunde direct în interiorul materialului la distanța " $f\delta$ ", iar după atingerea acestei adâncimi numită adâncime de difuzie, difuzează în toate direcțiile [40].

Adâncimea de difuzie se determină pentru  $Z > 6$  cu relația :

$$\frac{f\delta}{f} = \frac{40}{7.Z} \quad (4.36)$$

iar la  $Z \leq 6$  se admite egală cu unitatea.

În cazul oă adâncimea de difuzie este mai mică decât " $f$ " partea electronilor ce revin spre suprafață și ies în vacuum, formînd fluxul de electroni reflectați se determină conform coeficientului de reflecție:

$$r = \frac{7.Z - 80}{14Z - 80} \quad (4.37)$$

Valorile lui " $r$ " determină cu relația (4.37) concordă bine cu datele experimentale la  $Z \geq 14$ .

Degajarea de căldură pe drumul de propagare al electronilor se determină cu ajutorul teoriei difuziei lui Bethe [46]:

$$\frac{dw_e}{dx} = \frac{2\sqrt{\gamma} N_0 Z^3 e^3}{A U_n} \ln \left( \frac{2e U_n}{U_i} \right) \quad (4.38)$$

unde:

- $N_0$  - numărul lui Avogadro;
- $A$  - greutatea atomică a moleculelor materiei;
- $x$  - lungimea drumului parcurs de electron.

Parcursul electronilor se determină cu ajutorul legii Thomson - Widdington [18]

$$K_T x = U_n^2 - U_x^2 \quad (4.39)$$

$$K_T = \frac{b \gamma Z}{A} \quad (4.40)$$

$U_x$  - potențialul care determină energia electronului în punctul  $x$ .

$b$  - parametrul care caracterizează materialul prelucrat, diferă puțin la diferite substanțe și se admite uzual.

$$b = 7,75 \cdot 10^{11} \frac{e v^2 \cdot \text{cm}^2}{g} \quad (4.41)$$

Adâncimea de pătrundere " $f$ ", unde energia electronului devine practic nulă este:

$$f = \frac{U_n^2}{K_T} \quad (4.42)$$

În (fig.4.16) este redată schema pătrunderii unui fascicol îngust în materialul prelucrat. Volumul în care se produce dispersia căldurii are forma unei sfere de rază " $f$ " cu centrul dispus la adâncimea  $f - f/2$ .

Partea din sferă care iese deasupra suprafeței materiei corespunde puterii luate de electronii reflectați.

Raza electronică îngustă care poartă curentul  $I$ , interacționează suprafața în punctul  $A$ . În punctul  $x$  de coordonate " $r_1$ " și " $Z_1$ ", unde parcursul total al electronului este egal cu  $x$ , densitatea de volum a energiei  $dp$ , degajată de elementul de fascicol care ajunge aici se determină cu relația [35]:

$$dp = dj \frac{dU}{dx} \quad (4.43)$$

unde:

$dj$  - densitatea de curent creată în punctul  $x$  de fascicolul cu curentul  $I_f$ .

Intrucât considerăm că electronii difuzează din

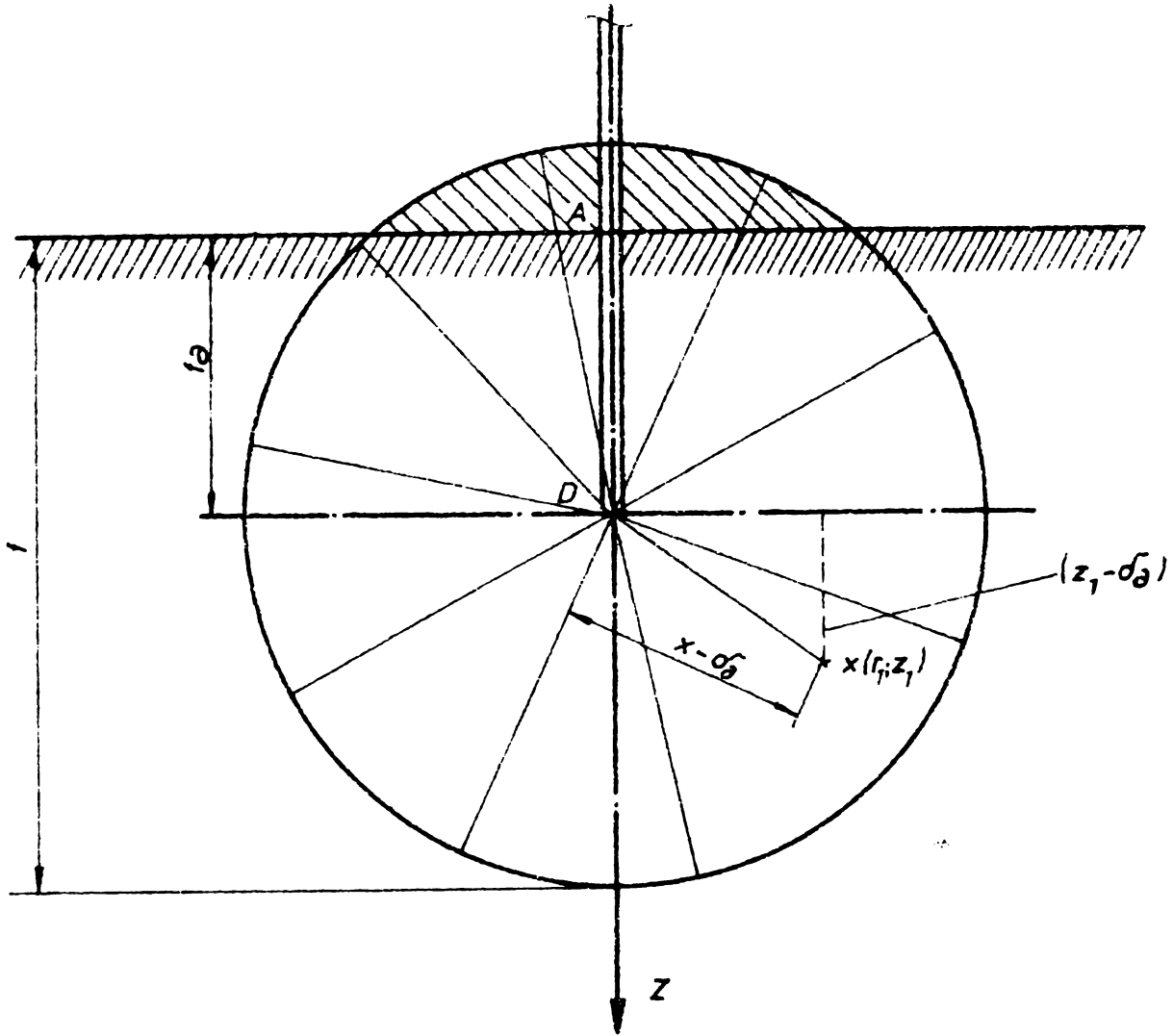


Fig.4.16. Schema pătrunderii unui fascicol în materialul de prelucrat.

punctul D se exprimă densitatea de curent :

$$dj = \frac{dI_f}{4 \pi (x-f\partial)^2} \quad (4.44)$$

Ținînd cont de cele de mai sus se poate da o nouă expresie ecuației (4.43).

$$dp = \frac{K_T \quad dI_f}{8 \pi (x-f\partial)^2 \sqrt{U_n^2 - K_T x}} \quad (4.45)$$

Dacă fascicolul este distribuit, pentru a obține puterea specifică degajată în punctul x de întreg fascicolul, trebuie să se integreze toate elementele dI, care se află în



limitele atingerii de către electroni a acestui punct.

Deoarece fascicolul de electroni are pe acțiune o distribuție Gauss a curentului se poate scrie [58]

$$J = \frac{I_f}{1,44 \sqrt{a^2}} \exp. \left( \frac{-r^2}{1,44 \cdot a^2} \right) \quad (4.46)$$

unde :

$I_f$  - curentul total în fascicol;

$a$  - raza fascicolului la jumătatea maximului de curent.

Elementul de curent al razei  $dI_f$  în relația (4.45) se determină ca "JdS" - element de suprafață al secțiunii fascicolului.

Zona secțiunii fascicolului aflată la limitele: "accesibilității" pentru electroni în punctul "x" este limitată într-un cerc pe suprafața cu centrul în punctul cu coordonatele  $(r_1, 0)$  și raza

$$\left[ (r - r_1)^2 - (z_1 - r_1)^2 \right]^{1/2} \quad (4.47)$$

Pînă acum s-a considerat că  $z_1 > r_1$ , dacă însă  $z_1 < r_1$  aceasta înseamnă că punctul x se află între suprafață și adîncimea de difuzie ce duce la o sporire suplimentară a densității energiei degajate în elementul "x" datorită fascicolului care trece prin el. Această creștere a lui "dp<sub>1</sub>" depinde doar de densitatea curentului razei incidente  $r = r_1$  de axa ei. Înlocuind dj cu J în relația (4.43) și făcînd schimbările necesare se obține :

$$dp_1 = \frac{I_f}{1,44 \sqrt{a^2}} \exp \left( - \frac{r_1^2}{1,44 \cdot a^2} \right) \frac{K_T}{2(U_n^2 - K_T x)^{1/2}} \quad (4.48)$$

Stadiul diferitelor procese tehnologice executate cu fascicol de electroni ne permite să concluzionăm că propagarea căldurii în materie se supune unor legi diferite la diferite energii specifice în fascicol.

Astfel dacă  $P_f < 10 \text{ kW/cm}^2$  atunci propagarea căldurii în materie se supune cu mare precizie legilor termoconductibilității. La rezolvarea problemei trebuie totuși considerate în

condiția limită legile degajării căldurii în materia care influențează asupra formeii izotermelor în zona cea mai apropiată de locul căderii fascicolului pe material.

La energii specifice de  $P_f > 10 \text{ kW/cm}^2$  asupra distribuției căldurii în interiorul materiei își manifestă influența eforturile mecanice care acționează pe suprafața materiei în locul căderii fascicolului.

În primul rând, presiunea căderii atomilor ce se evaporă pe suprafața încălzită, presiunea fascicolului de electroni pe suprafață. Ca exemplu poate servi fenomenul de penetrare a cordonului de sudură datorită topirii anormal de adânci.

Totuși în prezent nu există o imagine destul de precisă a propagării căldurii în materie, considerînd acțiunea mecanică asupra băii de material topit cît și comportarea acestei topituri în condițiile de mai sus.

Pentru calculul propagării căldurii, în materialul supus bombardamentului cu fascicol de electroni, prin termoconductibilitatea, cu considerarea legii degajării energiei în materie este elaborată o metodică pentru diferite regimuri de lucru ale fascicolului și diferite procese tehnologice [41]; [42]. Totuși în aceste metode nu se iau în considerare variațiile stării de fază și în general variațiile proprietăților termofizice ale substanței cu variația temperaturii.

#### 4.2.1. Incălzirea staționară cu fascicol de electroni.

Distribuția staționară a temperaturii "t" în substanță ca rezultat al acțiunii fascicolului se supune ecuației lui Poisson [42].

În coordonatele cilindrice aceasta are forma [42]:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = - \frac{p(r,z)}{8\lambda} \quad (4.49)$$

iar în coordonate sferice va fi :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial t}{\partial r} \right) = \begin{cases} - \frac{p(r)}{8\lambda} \text{ la } r < \sigma \\ 0 \text{ la } r > \sigma \end{cases} \quad (4.50)$$

unde :

$\lambda$  - termoconductibilitatea materialelor;  
 $p(r,z)$  sau  $p(r)$  - puterea specifică.

Aceste calcule s-au făcut considerînd pătrunderea profundă a fascicolului și distribuția corespunzătoare a energiei pe adîncime. Pentru ușurința interpretării se stabilește temperatura [42] :

$$\bar{t} = \frac{t}{t\sigma} \quad (4.51)$$

unde :

$t\sigma$  - temperatura în centrul spotului dacă se admite că distribuția puterii în fascicol este de tip Gauss și toată energia se degajă pe suprafața materialului (așa numitul model de încălzire). Problema a fost rezolvată și s-a obținut [47] :

$$t\sigma = \frac{0,99 P_f}{a \sqrt{\pi \cdot \lambda}} \quad (4.52)$$

La rezolvarea problemei încălzirea suprafeței materiei s-a folosit condiția fluxului termic nul. La încălzirea în interiorul materiei, se rezolvă metoda cunoscînd analitica pentru sursa punctiformă dispusă în originea coordonatelor.

Trebuie considerat că electronii reflectați ies în vacuum micșorînd puterea totală a fascicolului. De aceea în loc de  $P_f$  în expresia (4.52) trebuie introdusă aceea parte a puterii fascicolului care trece direct în căldură și anume :

$$P_T = P_f - P_2 \quad (4.53)$$

Calcululele se fac cu ajutorul calculatoarelor electronice pentru trei parametri variabili  $K_T$ ,  $U_n$ ,  $r_f$  ultimii doi fiind interdependenți, putînd fi reduși la o singură variabilă dacă se calculează în unități relative

$$\frac{f\sigma}{2 r_f} = \frac{f\sigma}{d_f} \quad (4.54)$$

Astfel ca variabile se aleg  $K_T$  și  $\frac{U_n^2}{K_T d_f}$  ultimul parametru fiind adîncimea relativă de pătrundere a electronilor  $\frac{f\sigma}{d\lambda}$ .

După rezultatele calculului s-a obținut curba de

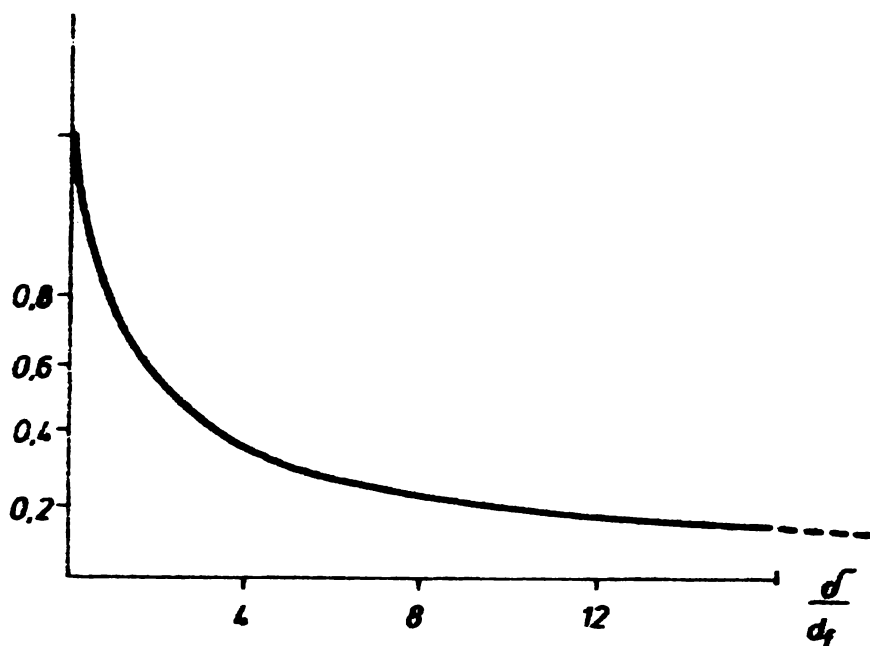


Fig.4.17. Curba de încălzire a suprafeței în centrul spotului.

încălzire a suprafeței pentru elementele tabloului lui Mendeleev reprezentată în (fig.4.17).

Calculul s-a făcut cu considerarea pierderilor de energie pentru reflectarea electronilor. În (fig.4.18) se dau configura-

țiile izotermelor pentru un regim tehnologic concret al fascicoului și izotermele ce se obțin din calculul regimurilor fără a

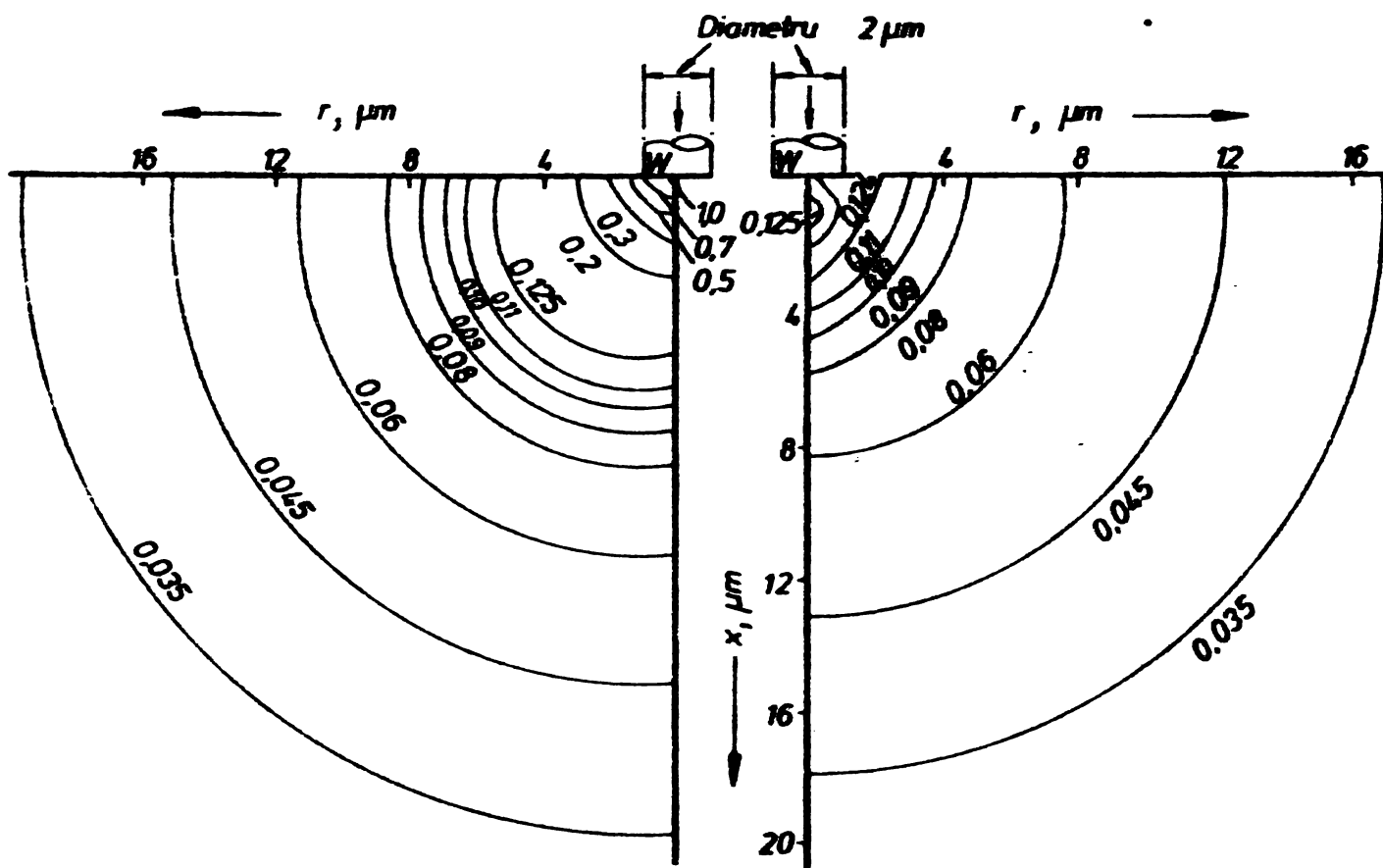


Fig.4.18. Curbele izoterme ale regimului tehnologic.

considera adâncimea de pătrundere a electronilor. Se vede că la suprafața materiei, modelul disc de calcul dă valori de temperaturi prea ridicate, pe cînd în adîncimi și la distanțe de la marginea fascicolului comparabile cu adîncimea de pătrundere a electronilor, izotermele calculate după ambele metode practic coincid.

Problema larg răspîndită a prelucrării termice cu fascicol de electroni a unei pelicule metalice depuse pe un suport dielectric este un exemplu de propagare a căldurii în mediul cu două straturi. La pelicule subțiri acțiunea termică a fascicolului asupra peliculei este comparativ mică dar poate să aibă loc acțiunea termică asupra suportului. La necesitatea micșorării maxime a acțiunii termice asupra suportului, parametrii fascicolului și ai materiei peliculei trebuie astfel aleși ca încălzirea suportului de către fascicol să fie exclusă sau redusă la minim.

De regulă pelicula metalică pe suportul dielectric introduce următoarele corelații în propagarea căldurii la încălzirea cu fascicol electronic;

- cantitatea de căldură degajată direct în peliculă este foarte mică, întrucît grosimea ei este mult mai mică decît adîncimea de pătrundere a fascicolului;

- răcirea suprafeței ca urmare a termoconductibilității peliculei micșorează mult temperatura, chiar dacă grosimea peliculei nu depășește cîteva sute de angstromi,

- disiparea electronilor în materialul suportului mărește zona de încălzire.

Influența parametrilor suportului asupra distribuției temperaturii în interiorul materialului este arătată în (fig. 4.19) [48].

Temperatura crește cu îndepărtarea de suprafață și atinge maximum în apropierea adîncimii de difuzie limitată  $f_g$ .

Existența peliculei reduce brusc temperatura suprafeței. Astfel pelicula groasă de 350 Å reduce temperatura cu 60% iar cea de 700 Å cu 85 % [49].

În procesele de prelucrare cu fascicol de electroni mai ales în cazurile cînd este necesară evaporarea locală a substanței la o încălzire generală minimă a materialului se

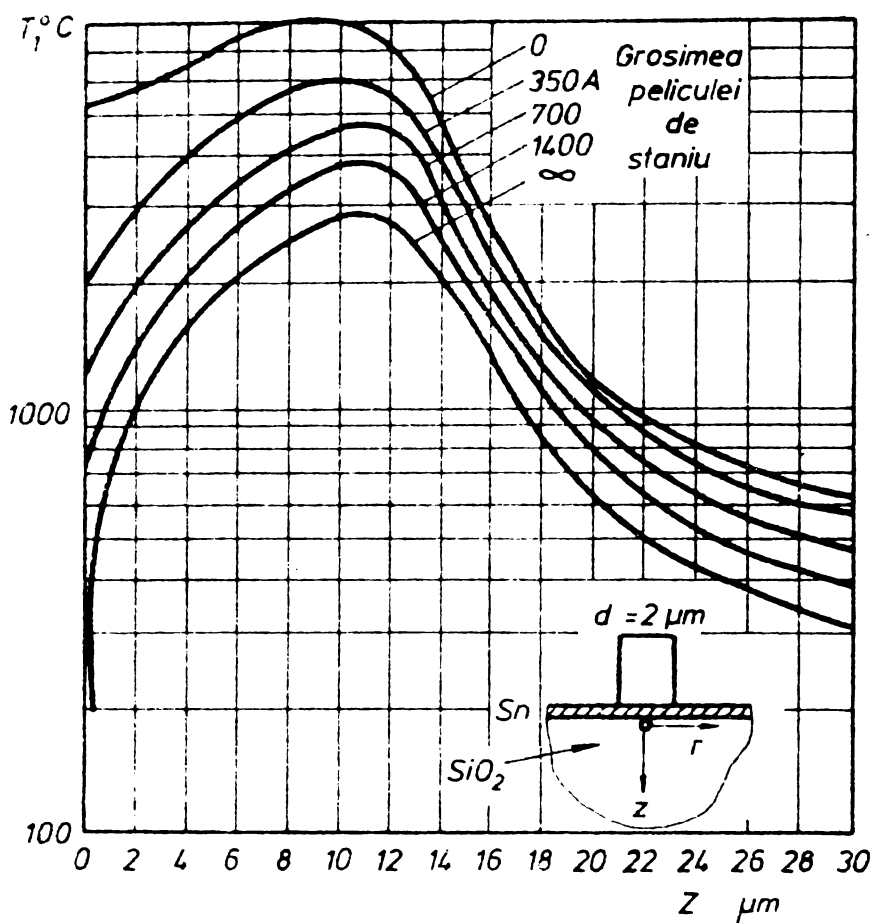


Fig.4.19. Distribuția temperaturii în interiorul materialului.

și marele consum de căldură pentru sublimarea materialului din zona de incidență a fascicolului.

Pentru determinarea dimensiunilor spotului și densitatea de energie este necesar să se rezolve matematic problema transferului de energie de la fascicol de electroni la piesa de prelucrat. La voltaje de accelerare mari și dimensiuni mici ale spotului această problemă este considerabil complicată datorită mersului electronilor în piesă. La obținerea unei soluții apropiate de realitate este necesar să se rezolve problema fluxului de căldură, fiind necesar să se definească distribuția spațială a propagării energiei în piesă. Dacă acest lucru nu are importanță la sudarea cu fascicolul de electroni, la prelucrarea cu fascicol de electroni, unde se folosesc fascicole cu diametru foarte mic, problema încălzirii piesei, a penetrării fascicolului și a pierderilor de energie datorită reflecției și emisiei de electroni este foarte importantă.

Deoarece diametrul fascicolului este mult mai mic

folosește încălzirea prin impuls. O mare putere a fascicolului în impuls permite o încălzire a materialului, în zona de acțiune a fascicolului până la temperaturi maxime chiar sub acțiunea unui scurt impuls, în pauzele dintre impulsuri căldura se difuzează ceea ce face ca să nu se producă o încălzire puternică a întregii mase a materialului, la aceasta contribuie

față de adâncimea de penetrare, degajarea radială de căldură în piesă este esențială în determinarea în spațiul tridimensional a cantității de căldură degajată. Din punct de vedere matematic rezolvarea acestei probleme este destul de dificilă, încercându-se o calculare prin metoda Monte-Carlo.

Un model tridimensional a fost studiat de Archard și utilizat de el pentru calcularea coeficientului de reflecție al electronilor [40]. Aplicarea modelului lui Archard pentru evaluarea energiei reflectate și definirea distribuției energiei disipate în piesă este redată mai jos. Folosirea datelor obținute pe această cale în legătură cu problema fluxului de căldură este subliniată și de rezultatele obținute pentru creșterea temperaturilor pentru diferite materiale la o varietate de fascicule.

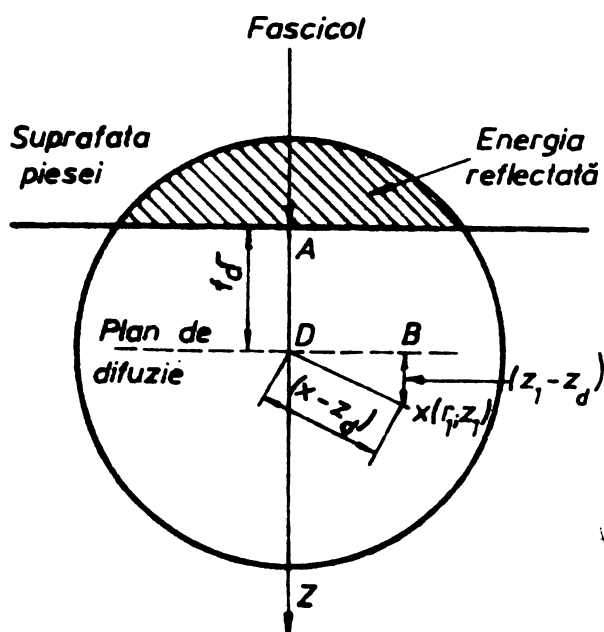


Fig.4.20. Model Archard.

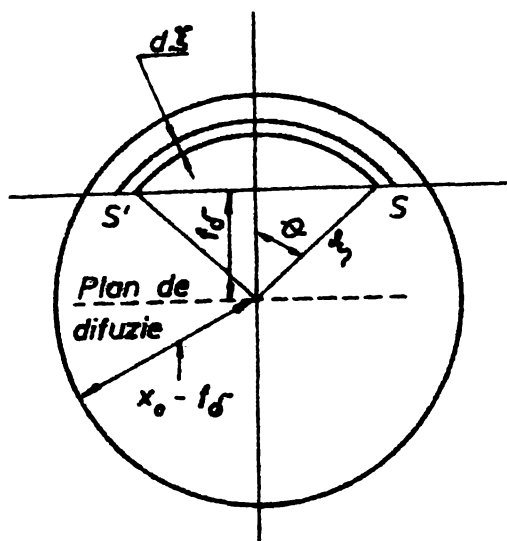
În conformitate cu modelul lui Archard, electronii reflectați sînt aceia conținuți în conul format de calota sferică (fig.4.20). Archard a folosit volumul conului, divizînd prin aceasta o sferă complexă pentru a deriva coeficientul de reflecție al electronilor. Într-o asemenea situație se calculează și energia reflectată  $W_b$  în watt ce

se va disipa în calota sferică și care se poate calcula ușor.

Considerăm energia absorbită de piesa  $W_a$  și energia totală  $W = W_a + W_b = W_0$ .

Pentru evaluarea lui  $W_b$  trebuie considerată energia ce se va disipa într-un element de calotă sferică de la raza și de grosime  $d$  conform cu (fig.4.21).

Suprafața crustei va fi  $2\pi r (\xi - r_d)$  iar curentul va fi :



$$I_b = \frac{I(\tilde{f} - f\partial)}{2\tilde{f}} \quad (4.55)$$

Energia disipată în crustă va

fi:

$$dW_b = - I_b dV \quad (4.56)$$

unde:

$dV$  - scăderea voltajului ce străbate crusta.

Fig.4.21. Element de calotă sferică.

din (4.37) și folosind relațiile (4.38) și (4.56) se obține [28]:

Substituind pentru  $dV$  valoarea

$$dW_b = \frac{W}{4x_0^{1/2}} \cdot \frac{(\tilde{f} - f\partial)}{\tilde{f}(x_0 - f\sigma - \tilde{f})^{1/2}} d\tilde{f} \quad (4.57)$$

integrând aceasta în domeniul  $f\partial \leq \tilde{f} \leq f - f\partial$  se obține valoarea totală pentru energia reflectată:

$$W_b = \frac{W}{2} \left[ \left(1 - \frac{2f\partial}{x_0}\right)^{1/2} - \frac{\frac{f\sigma}{x_0}}{\left(1 - \frac{f\partial}{x_0}\right)^{1/2}} \cdot \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{1 - \frac{2f\partial}{x_0}}{1 - \frac{f\sigma}{x_0}} \right)^{1/2} \right] \quad (4.58)$$

Folosind numărul atomic  $Z$  pentru un element dat, va-

loarea raportului  $f\sigma/x_0$  se poate obține din (4.34) iar raportul  $W_b/W$  este calculat din (4.58).

De mai mare importanță este factorul energiei re-

ținute  $P = \frac{W_a}{W} = 1 - \frac{W_b}{W}$ .

Din relațiile (4.34) și (4.58)  $P$  este funcție doar de  $Z$  și este independent de voltaj.

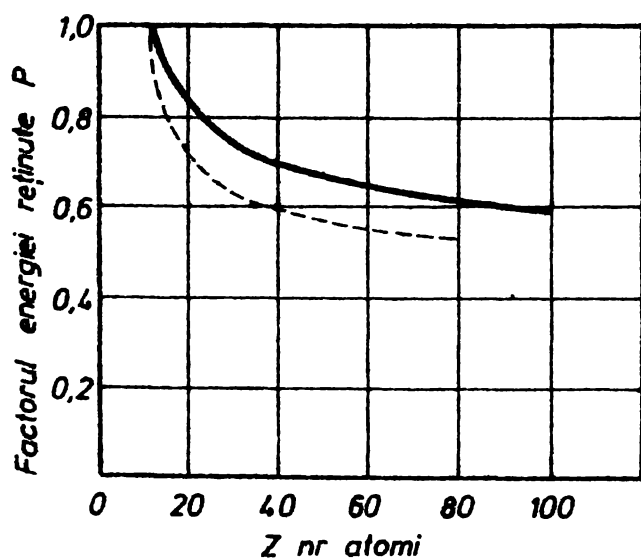


Fig.4.22. Variația factorului de reținere  $P$ .

In (fig.4.22) se re-



prezintă variația calculată (linie continuă) a lui P funcție de Z.

Ca rezultat al celor de mai sus este că P devine 1 când  $\frac{fd}{x_0} = 0,5$  ceea ce apare pentru  $Z = \frac{80}{7}$ .

Relația (4.58) este implicabilă pentru  $Z < 12$  ( $\frac{fd}{x_0} > 0,5$ ). Curba din (fig.4.22) este pentru domeniul  $Z = 12 \rightarrow 100$ , pentru valori mai mari ea devine asimptomă la valoarea de 0,5.

Pentru comparare, curba punctată din (fig.4.22) reprezintă partea de electroni rămași în piesă, după rezultatele lui Archard. Această curbă este sub curba continuă ținând cont că electronii reflectați cedează o parte din energia lor înainte de a părăsi piesa. La fel ca și mai sus această curbă pornește de la  $Z = \frac{80}{7}$  căreia îi corespunde valoarea 1 și tinde asimptotic la valoarea de 0,5 pentru valori mari ale lui Z.

De fapt variabilele care interesează la penetrarea metalului sînt voltajul de accelerare  $V_0$  și diametrul fascicolului  $d = 2 \cdot r_1$ .

Materialul de prelucrat este caracterizat de coeficientul  $K_T$  definit de relația (4.40).

S-au prelucrat rezultatele pentru Aluminiu ( $Z=13$ ), seleniu ( $Z=34$ ) și tungsten ( $Z=74$ ) reprezentînd o bună împrăștiere în cadrul tabelului periodic [50]. Lucrul s-a efectuat cu potențiale de accelerare de 20 și 50 kV. La voltaje mai ridicate aplicarea legii lui Thomson-Whiddinton devine incorectă.

Rezultatele transpuse în tabelul (4.5) în care factorul energiei deținute P este conform relației (4.58). Raza și adîncimea de difuzie sînt date în ochiuri ale rețelei pentru a evidenția problema scalar.

Coloana 5 arată rezultatele obținute pentru o creștere normală a temperaturii  $U_0$  la centrul spotului.

Variația lui  $n_n$  în funcție de voltajul de accelerare  $U_n$  este dat pentru unele materiale în tabelul 4.6.

Valorile tabelului 4.4 sînt transpuse în reprezentarea din (fig.4.23) sub forma unor curbe a lui  $U_0$  funcție de  $x/d$  pentru fiecare din cele 3 materiale măsurate.

Două efecte contribuie la neatingerea temperaturilor

Tabelul 4.5.

Material și voltaj	Diame- trul fasci- colului	Raza fasci- col	Adîncimea de difu- zie	Crește- rea nor- mală de tempe- ratură	Mărime/ dia- metru	Crește- rea nor- mală de tempe- ratură
Aluminiu 50 kV 24,8 m p=0,97	m					
	8	1.65	4.5	0.294	3.10	0.302
	4	1.19	6.5	0.175	6.20	0.180
	2	0.60	6.5	0.104	12.40	0.107
Aluminiu 20 kV	8	3.45	1.5	0.747	0.50	0.767
	2	2.59	4.5	0.400	2.00	0.410
	1	1.58	6.6	0.244	4.00	0.250
	0.4	0.75	6.5	0.122	10.00	0.125
Seleniu 50 kV	16	1.53	0.5	0.384	0.98	0.530
	8	2.29	1.5	0.323	1.95	0.447
	4	1.15	1.5	0.204	3.90	0.281
	2	0.57	1.5	0.129	7.80	0.178
	1	0.29	1.5	0.068	15.60	0.094
Seleniu 20 kV	4	2.39	0.5	0.459	0.63	0.633
	2	1.19	0.5	0.347	1.25	0.479
	1	1.79	1.5	0.276	2.50	0.381
	0.4	0.72	1.5	0.149	6.25	0.205
Tungsten 50 kV	8	6.25	0.5	0.525	0.52	0.850
	2	1.56	0.5	0.248	2.10	0.386
	1	0.78	0.5	0.154	4.20	0.249
	0.4	0.31	0.5	0.078	10.50	0.126

Randamentul radiației röntgen pentru unele materiale.

Tabelul 4.6

	Z	$n_r$ în relație cu $U_n$		
		15	50	100
Fier	26	0,017	0,057	0,11
Wolfram	74	0,05	0,16	0,33
Platină	78	0,05	0,17	0,35
Uranu	92	0,06	0,2	0,4

indicate de modelul discului încălzit, aceste efecte sînt limitarea reflecției și dispersia sursei. Discutînd despre reflecție o parte determinată din reflecția electronilor este pierdută, conducînd la o reducere proporțională a creșterii temperaturii.

Cînd voltajul de accelerare este suficient de mare pentru a face o penetrare de o adîncime comparabilă cu diametrul

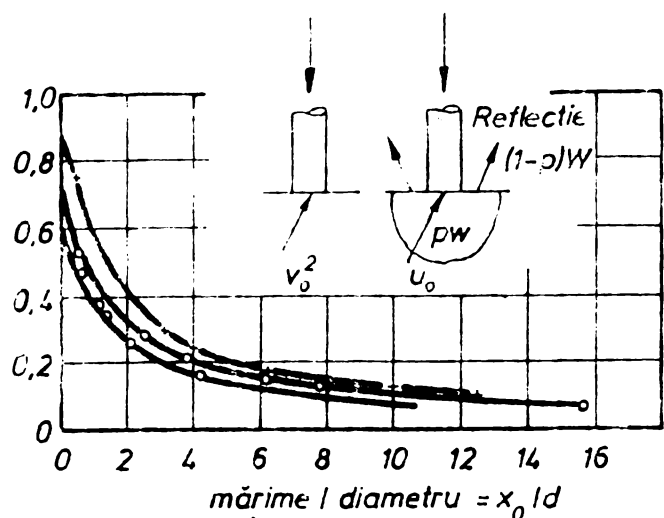


Fig.4.23. Variația lui  $U_0$ .

re. Conform celor de mai sus mărimea secțiunii fascicolului poate fi făcută mai bine prin creșterea curentului decât prin ridicarea voltajului.

Efectul sursei de dispersie este în primul rând dependent de  $x/d$ . Aceasta mai poate varia cu materialul piesei deoarece dînd raportul  $d\partial/x_0$  se modifică pentru o valoare dată a lui  $x/d$  se modifică conform sursei de căldură. Acest efect este mai mic după cum se poate vedea din (fig.4.23). In această figură sînt transpuse rezultatele arătate în (fig.4.23)

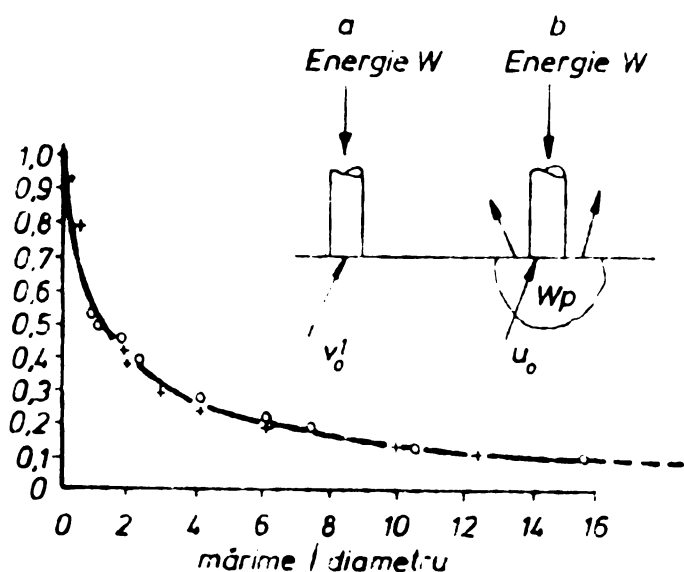


Fig.4.24. Variația lui  $\bar{U}_0^*$ .

fascicolului, sursa de căldură nu poate fi mult timp asemănată cu un disc subțire la suprafață iar dispersia căldurii se va face după valorile calculate mai sus  $U_0$ . Astfel la o penetrare cu o adîncime de 10 diametre, temperatura maximă atinsă în piesă a fost de numai 0,1 din valoarea celei calculate pe baza discului model de încălzire.

efectul reflecției a fost eliminat prin împărțirea lui  $U_0$  cu factorul energiei reținute  $p$  (folosind valorile lui  $\bar{U}_0^*$  date de coloana 7 a tabelului 4.4).

Figura (4.24) compară temperaturile cu o putere absorbită dată și aici se observă că este o foarte mică diferență între materiale ce se prelucreză.

Efectul de dispersie al sursei poate fi considerat ca depinzând de  $x/d$  și unica curbă reprezentată în (fig.4.24) poate fi considerată o curbă universală aplicată pentru toate materialele piesei.

Efectele de mai sus, argumentează faptul prin care temperaturile atinse sînt mai mici decît cele arătate de modelul discului de încălzire.

Prima din această reflecție, este doar o funcție a materialului piesei iar reducerea funcțională duce la aproximativ (egală cu  $p$  - factorul energiei reținute) valori ce pot fi determinate conform (fig.4.22).

Cel al doilea efect, dispersia cursei, este o funcție de  $x/d$  și diametrul de penetrare al fascicolului.

În scopul extinderii curbei din (fig.4.24) pentru valori mai mari ale lui  $x/d$  fără condiția calculării pe viitor a efectului dispersiei sursei, acesta a fost determinat analitic.

Rezultatele obținute pînă în prezent au arătat că adîncimea de difuzie este importantă doar pentru determinarea energiei reflectate. La o putere dată  $W_a = pW$  absorbită de material se poate simplifica efectul încălzirii punînd condiția că adîncimea de difuzie este zero. În continuare se consideră fascicolul ca o sursă punctiformă la nivelul materialului după care se consideră că se obțin rezultate variabile în funcție de diametru. Problema este astfel exprimată în termenii unui sistem cu o singură coordonată, raza sferică  $R$ , distanța dintre cîmpul punctului și sursa punctiformă luată ca origine.

Valoarea distribuției puterii este dată de relația:

$$P(R) = - J \frac{dV}{dR} \quad (4.59)$$

Deoarece se consideră că electronii difuzează radial de la sursa  $J$  va avea valoarea  $I/2 \pi R^2$  pentru distanțe mari.

Luîndu-se :

$$J = \frac{I_a}{a \pi (R^2 + c^2)} \quad (4.60)$$

apoi prin schimbarea

$$c = 0,848 \cdot a_1 = 0,424 \cdot d \quad (4.61)$$

la  $R = 0$ , se obține densitatea de curent pentru centrul fascicolului repartizat conform curbei lui Gauss. Se înlocuiește  $a$  în relația (4.60) se dă valoarea termenului  $P$ , legea lui Thomson - Whiddington este destul de neimportantă în acest caz, iar pentru a simplifica analiza se consideră o repartiție uniformă a energiei disipate pe parcursul drumului fascicolului [28].

$$\frac{\partial V}{\partial R} = -K' - \frac{V_0}{x_0} \quad (4.62)$$

unde :

$x_0$  - este mărimea conform legii lui Thomson-Whiddington.

Combinând și integrând valorile (4.59), (4.60) și (4.62) se obține [28]:

$$U = \begin{cases} - \frac{I_a V_0}{8,47 K x_0} \left[ \frac{c}{R} \operatorname{tg}^{-1} \frac{R}{c} + \frac{1}{2} \log (R^2 + c^2) + \right. \\ \left. + \frac{C_1}{R} + C_2 \right] \text{ pt } (R < x_0) \\ - \frac{C'_1}{R} \text{ pt } R > x_0 \end{cases} \quad (4.63)$$

unde:  $C_1$   $C_2$  și  $C'_1$  sînt constante de integrare iar soluția pentru  $R > x_0$  duce la valori  $U \rightarrow 0$  cînd  $R \rightarrow \infty$ . Deoarece  $U$  trebuie să fie finit pentru  $R = 0$  este necesar ca  $C_1 = 0$ . Va trebui să se determine valori rămase ale constantelor de integrare.

Energia reprezentată de acest model va fi :

$$W_a = \int_0^{x_0} 2 \pi R^2 \cdot P \cdot dR \quad (4.64)$$

iar substituind pentru valorile lui  $P$  în (4.59); (4.60) și (4.62) se obține :

$$W_a = V \cdot I \cdot \left( 1 - \frac{c}{x_0} \operatorname{tg}^{-1} \frac{x_0}{c} \right) \quad (4.65)$$

Acesta tinde către valoarea  $V_0 I_a$  atunci când  $\frac{x_0}{c}$  tinde către infinit. Precizia acestui model se mărește cu creșterea valorii diametrului. Pentru determinarea lui  $C'_1$  se crează  $W_a$  energia totală se străbate semisfera de raza  $R > x_0$  dată de relația (4.63). Astfel :

$$C'_1 = - \frac{W_a}{8,4 \sqrt{K}} \quad (4.66)$$

Pentru determinarea lui  $C_2$  la cele două soluții ale relației (4.63) se aplică  $R = x_0$

$$C_2 = \frac{W_a}{8,4 \sqrt{K} x_0} \left[ \frac{1 + \frac{1}{2} - \log(x_0^2 + c^2)}{1 - \frac{c}{x_0} \operatorname{tg}^{-1} \frac{x_0}{c}} \right] \quad (4.67)$$

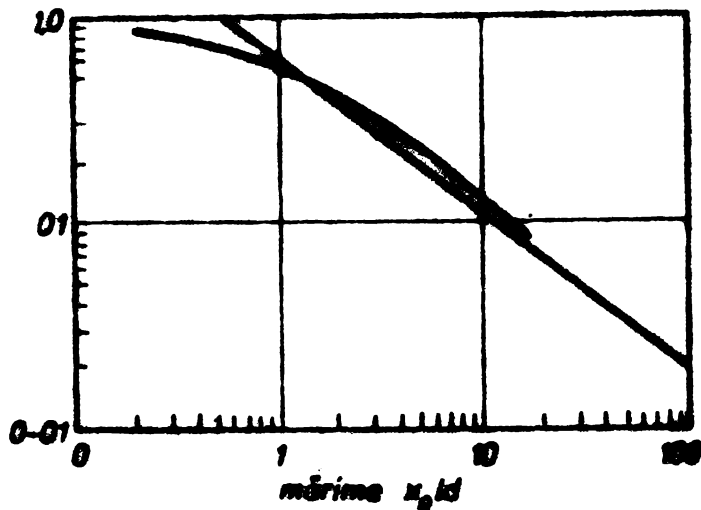


Fig.4.25. Variația energiilor calculate și determinate practic.

Curba rezultată a fost transpusă în (fig. 4.25) reprezentându-se totodată și curba practică.

Concordanța dintre cele două curbe este suficientă pentru a stabili încrederea în curba analitică, care extinde datele la valori pentru adâncimea de penetrare mai mari ca 100 diametre.

Energia necesară obținută într-un fascicol de diametru  $d$  se poate scrie:

$$W = V_1 I = 0,34 \rho_c \frac{eV_0^2}{kT} \left( \frac{d}{c_s} \right)^{2/3} \frac{\sqrt{d^2}}{4} \quad (4.68)$$

unde:

- $\rho_c$  - densitatea curentului catodic;
- $K$  - constanta lui Boltzman;

$T$  - temperatura catodului în  $^{\circ}\text{K}$ ;

$C_s$  - constanta aberației sferice a lentilei de focalizare.

## CAPITOLUL 5. INSTALATIA CU FASCICOL DE ELECTRONI UTILIZATA PENTRU EXPERIMENTARI.

### 5.1. Descrierea schemei de principiu.

S-a utilizat pentru penetrări un tun electronic tip Hamilton-Standard model 1965 a cărui schemă de principiu este redată în (fig.5.1).

Instalația este alimentată cu energie electrică de la rețeaua de curent alternativ prin bornele 3,12,11,14 și 13.

Prin siguranțele de protecție fuzibile F84 și F85 și întrerupătorul principal se alimentează bobina contactorului K99. La închiderea întrerupătorului principal, bobina contactorului atrage armătura și cu aceasta și partea mobilă cu contacte, astfel închizând cicutile 50-73, 54-47, 23-45, 25-42.

De la bornele contactorului K99, bornele 73,47,45 și 42 circuitul trece prin siguranțele fuzibile F88, F87, F90 și F89, iar de la ieșirea din aceste siguranțe, respectiv de la F88 și F87 alimentează direct circuitele auxiliare prin T 899 bornele 1 și 2 iar prin F90 și F89 se alimentează blocul regulator de tensiune.

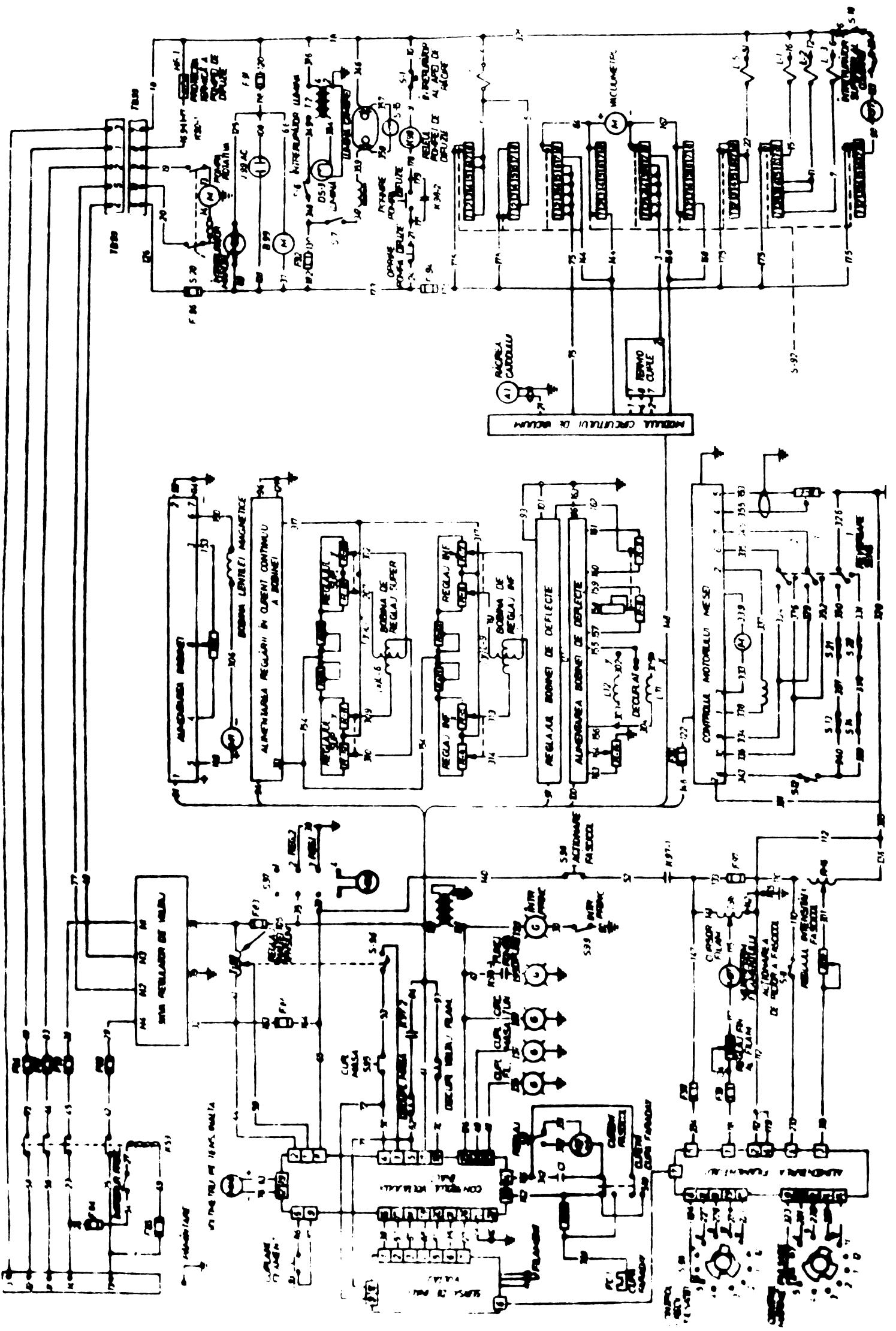
De la blocul regulator de tensiune pleacă la T 899 bornele 4 și 5 tensiunea de 220 V. Prin intermediul punților care sînt făcute pe T 899, tensiunea de 220 Volți ajunge pe bornele 9 și 10 de unde merge la separatorul S20 pornire manuală iar de aici prin releul de protecție merge la pompa rotativă (prin închiderea lui S20).

Tot de la T 899 bornele 7 și 8 prin intermediul contactelor releului de difuzie se aplică tensiune pe bornele pompei de difuzie (la închiderea acestui releu).

Borna 7 a lui T 899 este comună pentru întreaga instalație auxiliară și este considerată și ca bornă de nul a acestei instalații.

Pe borna 6 (T 899) este inserată siguranța de protecție cu fuzibil F96 de la care tensiunea ajunge la siguranțele cu fuzibil F92 și F94 precum și la sistemul de pornire a pompei de difuzie, motorul ventilatorului, lampa cu neon pentru semne-





lizarea prezenței de tensiune și instrumentul de măsură a tensiunii de intrare.

Sistemul de pornire al pompei de difuzie (releul de pornire) este inserat cu contactele întrerupătorului S1 care supraveghează prezența apei de răcire în circuitul pompei de difuzie. Întrerupătorul se deschide atunci când lipsește această apă și face ca să dispară tensiunea de pe bobina de acționare a releului de difuzie, care în acest caz va opri pompa.

Pe bobina acestui releu sînt montate (în serie) butoanele de comandă manuală - pornire pompă de difuzie care este sîntat de contactele de automenținere ale acestui releu și butonul de comandă oprire pompa de difuzie.

Prin siguranța cu fuzibil F92 este alimentat iluminatul (tubul cu neon) și T2, astfel de la siguranță prin contactele întrerupătorului S6 se închide circuitul primar al transformatorului T2, de pe secundarul acestui transformator se captează energia pentru filament.

De la siguranța cu fuzibil F94 se alimentează contactele mobile ale etajelor 1,2,7,8 și 9 ale lui S92 selector de vacuum.

De pe una din înfășurările regulatorului de tensiune care are o priză mediană legată la masă iar celelalte două capete în circuitul de alimentare al instalației principale se leagă înfășurarea autotransformatorului T97.

Pe bornele 32 și 38 ale regulatorului de tensiune sînt legate siguranțele cu fuzibil F83 și F86 prin care se alimentează blocul de control de înaltă tensiune la bornele 8 și 7 ale acestui bloc. Pe bornele 1 și 2 ale blocului de control de înaltă tensiune se aplică tensiune variabilă între 0-220 V de la autotransformatorul T 97.

Pe capătul cursei la minimă tensiune are întrerupătorul S96 care fiind inserat cu S95, S96 nu permite conectarea sub tensiune a blocului de control de înaltă tensiune decît cînd cursorul autotransformatorului este adus în poziția zero, astfel neputînd apare impulsuri de înaltă tensiune periculoase, străpungeri a unor piese din instalație.

Intre bornele 3 și 4 ale blocului de control de înaltă tensiune se află legat butonul S95 de comandă a conectării blocului sub tensiune care este înseriat cu S96 (contacte de supraveghere împotriva pericolului de străpungere) iar deconectarea acestui bloc o execută fie buton de decuplare fie prin contactele releului K97. Se menționează că punerea sub tensiune a acestui bloc nu se poate realiza decât când contactele releului K97 din circuitul secundar sînt închise, deci selectorul S92 se află în poziția 7 închis și blocajele din circuitul bobinei acestui releu sînt de asemenea închise.

Tot pe blocul de control de înaltă tensiune se găsește legat și butonul de comandă pentru punerea sub tensiune a filamentului tunului, butonul S 73 legat de bornele 6 și 9 iar butonul S34 pentru scoaterea filamentului de sub tensiune se află legat la bornele 7 și 10 ale aceluiași bloc.

Tot pe blocul de control al înaltei tensiuni se găsesc legate și lămpile de semnalizare "filament conectat" legate între masa și borna 23, apoi semnalizarea "Conectări înalte tensiuni, tensiune anodică legat la masă și borna 24.

De asemenea pe borna 25 sînt legate lămpile de semnalizare tun electronic precum și funcționarea pompei de difuzie. Prin închiderea contactului releului de funcționare a pompei de difuzie, iar prin închiderea lui S99 se semnalizează și punerea sub tensiune a circuitului de forță.

Pe blocul de control al înaltei tensiuni este legat și aparatul M 96 care prin raportul de transformare ne indică tensiunea anodică. Acest aparat este legat la bornele 12 și 13 iar tensiunea ce apare aici este în curent continuu.

Pe borna 25 este legat și transformatorul T 96 (înfășurare secundară) iar primarul este legat între masă și siguranța F83.

Tot pe blocul de control de înaltă tensiune este legat pe bornele 11 și 14 sistemul de măsurare a curentului fascicolului de electroni cu cupa Faraday și indicat de instrumentul M2 cu două domenii realizate cu comutatorul S 10.

La conectarea intrerupătorului principal se aprinde lampa tun electronic.

Instalația lucrează cu fascicoll intermitent și cu

reglare automată a frecvenței precum și a duratei impulsului.

Curentul ce străbate filamentul se reglează prin potențiometrul R99 și T96 și este controlat cu ajutorul M97, reglând astfel și intensitatea fascicolului de electroni prin influența numărului de electroni emiși de catod.

Energia cinetică a fascicolului de electroni se reglează din tensiunea anodică reglată din transformatorul T16 și potențiometrul R19. Conectarea tensiunii anodice se realizează cu ajutorul pedalei S11.

Concentrarea fascicolului de electroni este realizată cu ajutorul cîmpului magnetic (cu lentile magnetice, SOLENOIDE) pe cele două axe X și Y.

Focalizarea fascicolului de electroni se realizează din potențiometrul R<sub>3</sub> și se citește pe instrumentul indicator M<sub>1</sub> care este legat în serie cu bobina L 10.

Comanda focalizării sus și jos se realizează cu ajutorul potențioanelor R 10, R 11 și R4, R5 pe axa X și R 12, R 13 și R6, R7 pe axa Y cu aceste potențioame se mărește sau se micșorează cîmpul electromagnetic al bobinelor L6, L7 și L8, L9 al lentilelor electro-magnetice.

Focalizarea poate fi deviată cu ajutorul bobinelor L 11 și L 12 pe cele două axe X și Y.

Reglarea curenților prin aceste două bobine se realizează cu ajutorul potențioanelor R 14, R8, R9 și R 15 și selectorul de axe pe una din pozițiile X sau Y.

Masa se reglează cu ajutorul blocului CONTROL MOTOR MASA care se comandă cu ajutorul pedalei FOOT și comutatorul DEC 1, DEC 2, DEC 3 iar vitezele de rotire motor se reglează cu ajutorul potențioanelor R<sub>1</sub> și turația motorului (mesei) se urmărește pe instrumentul "M" B-2.

Cursa deplasării mesei este limitată de limitatoarele de cursă S 13, S 14 și S 21, S 22.

## 5.2. Funcționarea instalației cu fascicol de electroni.

După conectarea întrerupătorului principal se alimentează regulatorul de tensiune și circuitele auxiliare.

De la blocul regulator de tensiune se alimentează

blocul de control înaltă tensiune prin bornele 2 și 7 pentru circuitul de filament al tunului electronic și la bornele 2 și 1 ( 2 - bornă comună ) pentru circuitul de înaltă tensiune.

Alimentarea pentru tensiune anodică la bornele 1 și 2 se face prin regulatorul de înaltă tensiune (autotransformatorul T 97). Pentru ca să nu fie pornit cu tensiune mare cursorul autotransformatorului are întrerupător de "Zero start".

Tot de la blocul regulatorului de tensiune se alimentează și circuitele de semnalizare a blocului prin transformatorul T 96.

La conectarea întrerupătorului principal se aprinde lampa de semnalizare a lui. În afară de acesta mai sînt semnalizate următoarele funcții: filament, pompa de vid prin difuzie, tensiune anodică și tun electronic.

Instalația lucrează cu fascicol intermitent cu reglarea pulsului (duratei impulsului) prin blocul filament. Curentul prin filament se reglează prin potențiometrul R 99 și T 96 iar curentul este controlat cu ajutorul instrumentului M 97 reglînd astfel și intensitatea fascicolului de electroni emiși de catod. Energia cinetică a fascicolului de electroni se reglează de la tensiunea anodică reglată prin transformatorul T 16 și potențiometrul R 19. Conectarea tensiunii anodice se realizează prin întrerupătorul pedală iar focalizarea fascicolului de electroni este realizată prin cîmp magnetic (lentile magnetice solenoide) după cele două axe X și Y. Reglarea focalizării se măsoară cu instrumentul M<sub>1</sub>. Comanda focalizării se realizează prin potențiometrele R 10, R 11, R 4 și R 5 pe axa X și R 12, R 13 și R 6, R 7, R 13 și R 27 după axa Y.

Focalizarea se poate devia după axa X sau Y prin bobinele L 11 și L 12 cu mărimea reglată prin potențiometrele R 14 și R 9 și conectînd selectorul de axe într-una din pozițiile X sau Y.

Deplasarea mesei este comandată prin potențiometrul R-1 și pedala. Cursa mesei este limitată cu limitatoare de cursă.

Circuitele auxiliare. Intre blocul de vacuum și blocul de control înaltă tensiune există o strînsă legătură de interblocaj. Fascicolul de electroni apare numai după realizarea vidului. Alimentarea circuitelor de protecție și vid este realizată prin T 899.

La prima fază se pornește motorul M al pompei rotative alimentată la 220-230 V c.a.

Prin apăsarea butonului de pornire se conectează contactorul K 96 și se automenține conectînd pompa de vid prin difuzie K 96 - 2 și încălzitorul pentru realizarea unui vid înaintat prin (K 96-1). Pompa de difuzie funcționează cu răcire cu apă iar în cazul lipsei de apă este protejat de S-1. Vidul este controlat cu instrumentul M și se realizează de un grad foarte înaintat cu ajutorul selectorului de vacuum S-92, întrerupător cu 9 contacte și 8 poziții fiecare de aici se reglează și conectarea electrovalvelor principale și de ocire.

Blocul de vid asigură și controlul temperaturii catodului.

Circuitele auxiliare se alimentează prin siguranța F 96 și F 94 și în afară de circuitele descrise mai sus, mai conțin și circuitele de iluminare a camerei de lucru (circuit protejat prin siguranța F 92) precum și contactor K 97 conectat pe poziția 7 a selectorului de interblocaj înaltă tensiune.

CAPITOLUL 6. CONSIDERATIUNI PRIVIND PRELUCRAREA LA  
DIMENSIUNE CU FASCICOL DE ELECTRONI,  
FUNCTIE DE REGIMURILE DE LUCRU

Pentru analizarea penetrației cu fascicol de electroni și a efectelor ei în vederea determinărilor experimentale s-au pregătit probele după următoarea tehnologie de lucru:

Materialele care au fost supuse bombardamentului cu fascicol de electroni pentru a fi penetrate s-au prelucrat mecanic rectificându-se și lustruindu-se câte o suprafață în scopul realizării unei rugozități la circa  $Ra=0,012\ \mu\text{m}$ . Verificarea rugozității suprafețelor prelucrate s-a făcut cu ajutorul microinterferometrului. S-a impus o asemenea calitate la o suprafață a probei, deoarece s-au alăturat câte 2 părți de material, alăturarea făcându-se pe aceste suprafețe lustruite, într-o menghină care s-a montat pe masa de lucru a instalației cu fascicol de electroni. Reglându-se fascicolul de electroni pe linia de separație dintre cele 2 probe s-au obținut penetrări care după scoaterea probelor din dispozitiv prin deslipirea lor au asigurat secționarea orificiilor. Această metodă s-a adoptat, deoarece pentru secționarea unor diametre de la 0,192 mm până la 0,475 mm metodele de prelucrare clasică prin așchiere ar fi fost foarte migăloase distrugându-se prin așchiere o parte din orificiu iar partea ce ar fi rămas ar fi fost deformată în timpul așchierii. Asigurarea unei lipiri a acestor probe lustruite datorită strîngerii în menghină cu ajutorul unei chei dinamometrice la o valoare de 1000 daN nu influențează rezultatele obținute față de penetrare a unui material unitar mai ales, că în zona respectivă materialul ajunge până la temperaturi de aproape 4400 °K.

Avînd în vedere utilajul folosit, - Hamilton-Standard, - s-au executat penetrări cu fascicol de electroni continuu și pulsator lucrîndu-se cu cele două frecvențe ale mașinii 1000 și 350 cicluri pe secundă.

Timpii de lucru s-au asigurat riguros prin montarea în circuitul de comandă al filamentului a unui cronometru electronic care asigură oprirea precisă conform timpilor pro-

puși întrerupînd circuitul de alimentare al filamentului. Sistemul normal de lucru cu acest utilaj impune prezența operatorului care dirijează procesul de prelucrare cu fascicol de electroni cu ajutorul butonului de închidere a circuitului de alimentare al filamentului, acesta fiind un contact normal deschis care atunci cînd nu este acționat întrerupe circuitul de alimentare al filamentului oprind emisia de electroni.

Datorită gabariturii redusă a camerei de lucru lungimea 800 mm lățimea 500 mm și înălțimea de 400 mm, și ținînd mai ales cont de înălțimea menghinei de fixare a probelor cît și a bucății de cupru pe care se focalizează fascicolul grosimea maximă de penetrat s-a ales 12 mm (bacurile menghinei aveau această lățime) asigurîndu-se un contact total între probă și menghină.

Prin această alegere s-a avut în vedere ca disiparea căldurii din probă să se facă în partea de contact cu menghina pe toată suprafața de sprijin.

Focalizarea s-a făcut la cota +70 mm față de partea inferioară a camerei de vid, poziționarea pieselor făcîndu-se ținînd cont ca pentru grosimea cea mare focalizarea fascicolului să se facă în jumătatea inferioară iar pentru grosimea de 3 mm pe suprafața inferioară [58].

S-a ales o focalizare cît mai aproape de partea inferioară a camerei de lucru pentru a se lucra cu un semiunghi de incidență al fascicolului  $\alpha_1$  cît mai mic posibil pentru această mașină în scopul limitării la maximum a aberației de sfericitate. Practic s-a respectat aceeași distanță focală în cazul tuturor grosimilor, lucrîndu-se cu aceeași focalizare, conform (fig.6.1).

Urmare a penetrărilor cu diferite regimuri de lucru s-a obținut variații ale raportului  $\frac{l}{d}$  de la 29,05 la 38,3 pentru grosimea de 12 mm valori care prin așchierea convențională la asemenea diametre nu se pot obține.

Măsurarea diametrelor la ieșirea fascicolului de electroni s-a făcut înainte de a se desface cele două părți componente ale probei, cu microscopul de atelier avînd precizia de 0,001 mm. Abaterile între diametrele unui orificiu se



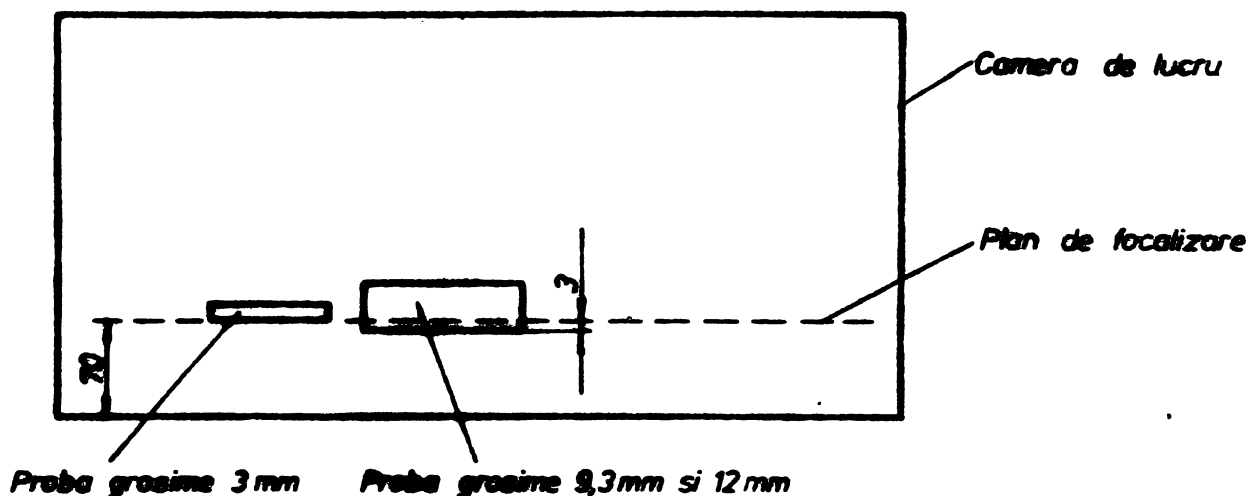


Fig.6.1. Poziționare probe și focalizare.

încadrează în  $\pm 1\%$ , tabelându-se valorile maxime ale acestora.

Prelucrarea valorilor experimentale s-a rezumat la determinarea ecuațiilor ce exprimă dependența între durata de timp a interacțiunii fascicolului de electroni cu materialul de prelucrat și diametrul orificiului obținut.

Pentru determinarea ecuațiilor de corelație s-a recurs la metoda celor mai mici pătrate.

Trasarea grafică a mărimilor experimentale a sugerat utilizarea unor ecuații exponențiale de forma:

$$Y = c - \frac{1}{Ae^{xB}} \quad (6.1)$$

în care:

- c - este o constantă adoptată în cazul fiecărui experiment ca fiind egală cu 105-110% din valoarea diametrului maxim;
- A - constantă necunoscută, urmînd a fi determinată;
- B - exponent necunoscut, urmînd a fi determinat în baza prelucrării datelor experimentale;
- Y - valoarea măsurată a diametrului penetrării;
- x - durata intervalului de timp.

Ecuația (6.1) mai poate fi scrisă și sub forma

$$Yc = A e^{xB} \quad (6.2)$$

unde:

$$Yc = \frac{1}{c-Y} \quad (6.3)$$

Logaritmind ecuația (6.2) se ajunge la forma

$$\ln Y_c = \ln A + Bx \quad (6.4)$$

Necunoscutele A și B urmează a fi determinate în ipoteza că suma pătratelor rezidurilor va fi minimă, înțelegind prin reziduri diferența între valoarea  $\ln Y_c$  și valoarea sa dată de ecuația drepte de cea mai bună aproximație pentru aceiași valoare a lui x.

Notind cu S suma pătratelor rezidurilor

$$S = \sum_{r=1}^n (\ln Y_{cr} - \ln A - Bx_r)^2 \quad (6.5)$$

Determinarea necunoscutelor A, și B pentru ca S să fie minim se va determina în baza relațiilor

$$\frac{\partial S}{\partial A} = 0 \quad \text{și} \quad \frac{\partial S}{\partial B} = 0 \quad (6.6)$$

Prin derivare se obține

$$-2 \sum_{r=1}^n (\ln Y_{cr} - \ln A - Bx_r) = 0 \quad (6.7)$$

$$-2 \sum_{r=1}^n x_r (\ln Y_{cr} - \ln A - Bx_r) = 0$$

Aceste 2 ecuații se pot scrie sub forma

$$\sum_{r=1}^n \ln Y_{cr} = n \ln A + B \sum_{r=1}^n x_r \quad (6.8)$$

$$\sum_{r=1}^n x_{or} \ln Y_{cr} = \ln A \sum_{r=1}^n x_r + B \sum_{r=1}^n x_r^2$$

Rezolvarea acestui sistem de două ecuații cu două necunoscute va indica valorile optime ale lui B și  $\ln A$  respectiv A, pentru care se obține ecuația drepte de cea mai bună apro-

ximație :

$$A = e \frac{\sum_{r=1}^n \ln Y_{cr} \cdot \sum_{r=1}^n x_r^2 - \sum_{r=1}^n x_r \cdot \ln Y_{cr} \sum_{r=1}^n x_r}{n \sum_{r=1}^n x_r^2 - \sum_{r=1}^n x_r \cdot \sum_{r=1}^n x_r} \quad (6.9)$$

$$B = \frac{\sum_{r=1}^n \ln Y_{cr} \cdot \sum_{r=1}^n x_r - n \sum_{r=1}^n x_r \ln Y_{cr}}{\sum_{r=1}^n x_r \sum_{r=1}^n x_r - n \sum_{r=1}^n x_r^2}$$

In relațiile de mai sus "n" reprezintă numărul de citiri efectuate.

Pentru o prelucrare rapidă și exactă s-a întocmit un program de prelucrare a datelor pe calculator Felix C 256. Programul scris în FORTRAN are organizare conform (fig.6.2).

Ecuatiile de corelație determinate prin utilizarea acestei metode de prelucrare cit și valorile calculate grafic câteva din regimurile utilizate sînt trecute în tabelul 6.1.

Conform datelor din tabelul 6.1 se reprezintă câteva din curbele de variație a diametrului orificiului funcție de timpul de acționare la un anumit regim dat.(fig.6.3...6.12)

Analizînd datele tabelului 6.1 se concluzionează următoarele:

a - penetrarea materialului cu fascicol de electroni se realizează mult mai bine cu un regim pulsatoriu cu o frecvență mică. Conform teoriei penetrării cu fascicol de electroni microexploziile au loc la intervale de circa 70 microsecunde iar frecvențele scăzute apropiate de frecvența microexploziilor realizează orificii mai mari decît frecvențele ridicate.

b - frecvențele mai ridicate asigură bombardarea în exces a piesei de prelucrat îngreunînd exploziile care au loc

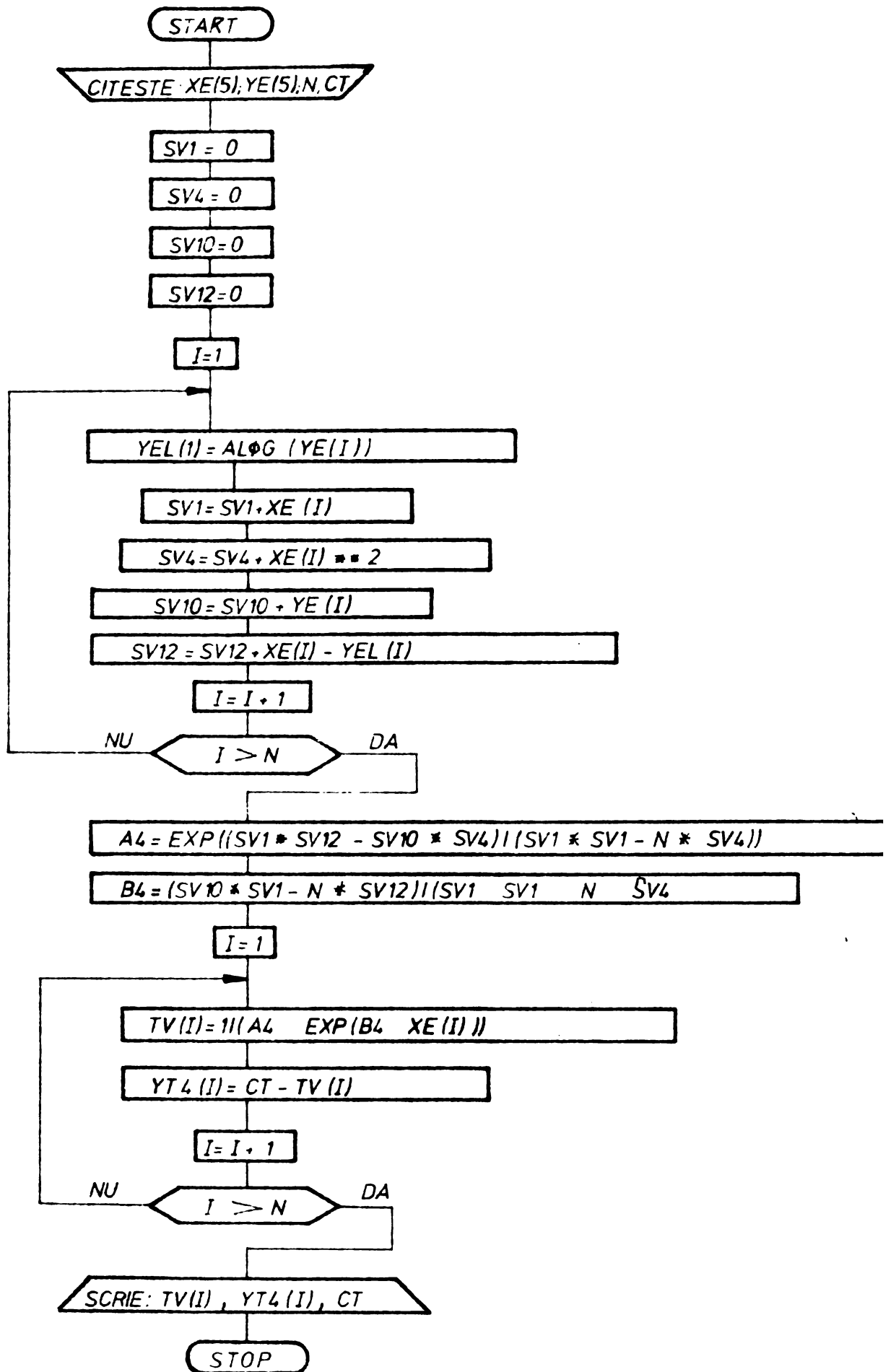


Fig.6.2. Organizarea programului de lucru cu calculatorul Felix C 256

Tabelul 6.1

Valorile măsurate și calculate.

Regim de lucru		Timpul de acționare a fascicolului							Execuția		
Voltaj kV	Amperaj mA	frecv. c.p.s.	Gros. mm	0,	1,8	2,4	2,8	4,2		8	10
149	10	1000	9,3	0,202	0,215	0,296	0,350	0,350	0,404	0,404	Y=0,410 - 1
149	9	1000	9,3	0,008	0,243	0,243	0,313	0,365	0,404	0,408	Y=0,380 - 1
149	7	1000	9,3				0,310	0,323	0,336	0,336	Y=0,340 - 1
134	10	1000	9,3	0,202	0,220	0,310	0,322	0,333	0,339	0,340	Y=0,342 - 1
149	10	350	9,3	0,144	0,285	0,306	0,316	0,333	0,341	0,341	Y=0,425 - 1
149	7	350	9,3		0,256	0,283	0,296	0,310	0,424	0,424	Y=0,365 - 1
149	10	1000	6		0,209	0,267	0,296	0,363	0,416	0,421	Y=0,415 - 1
149	9	1000	6			0,192	0,259	0,269	0,362	0,362	Y=0,385 - 1
149	7	1000	6			0,213	0,246	0,315	0,360	0,363	Y=0,372 - 1
134	10	1000	6		0,222	0,232	0,255	0,300	0,411	0,411	Y=0,345 - 1
					0,026	0,296	0,338	0,358	0,394	0,414	Y=0,372 - 1
						0,194	0,311	0,379	0,382	0,382	Y=0,372 - 1
						0,270	0,302	0,358	0,383	0,384	Y=0,372 - 1
						0,313	0,335	0,352	0,370	0,370	Y=0,372 - 1
						0,314	0,334	0,363	0,371	0,371	Y=0,372 - 1
						0,250	0,311	0,312	0,344	0,344	Y=0,345 - 1
						0,280	0,298	0,330	0,344	0,344	Y=0,345 - 1

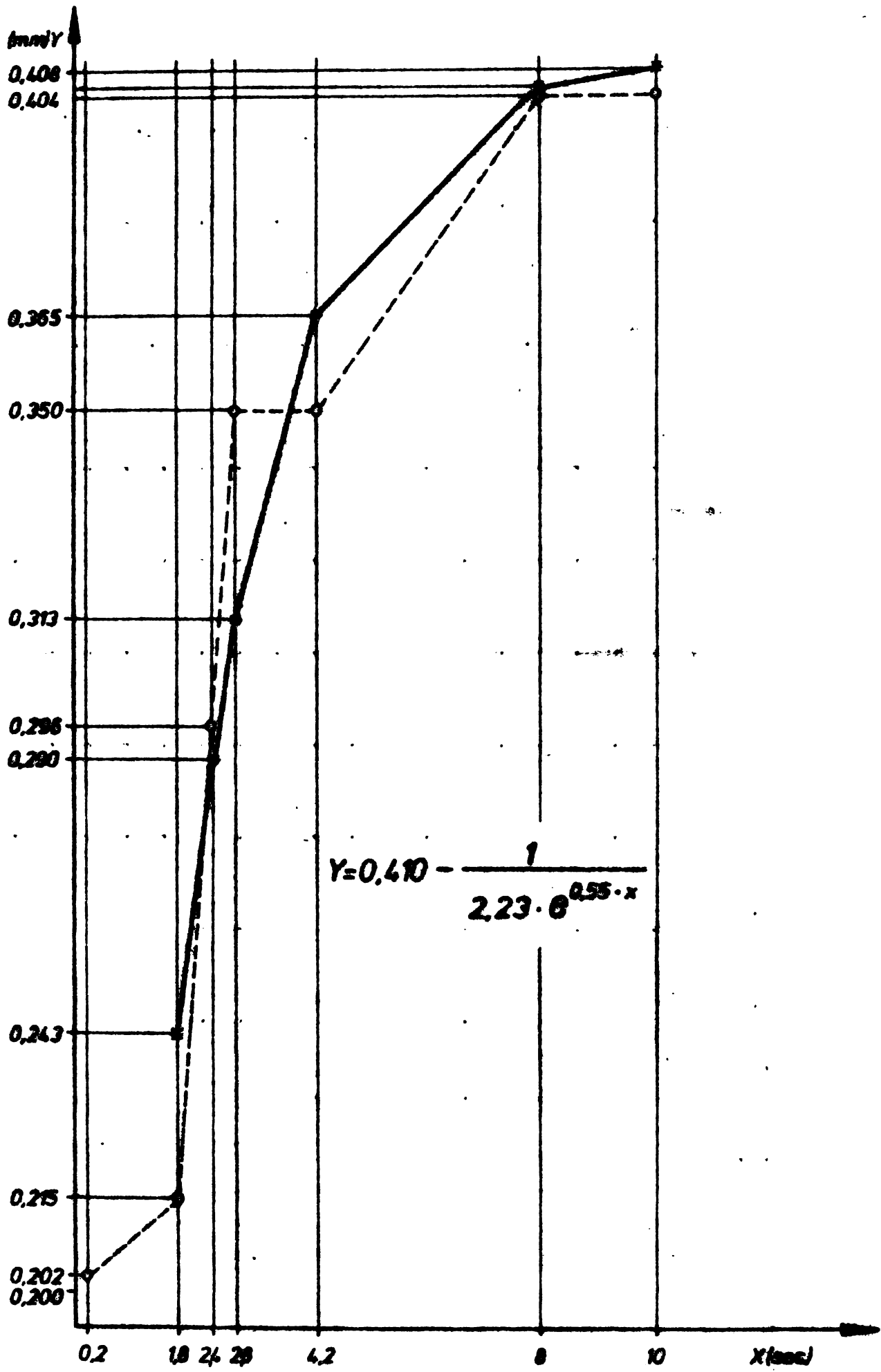


Fig. 6.2. Variații de mărime a penetrării în condiția regiunii de penetrare: 240 kN, 10 mm; 1000 c.p.m.; 9,2 mm.

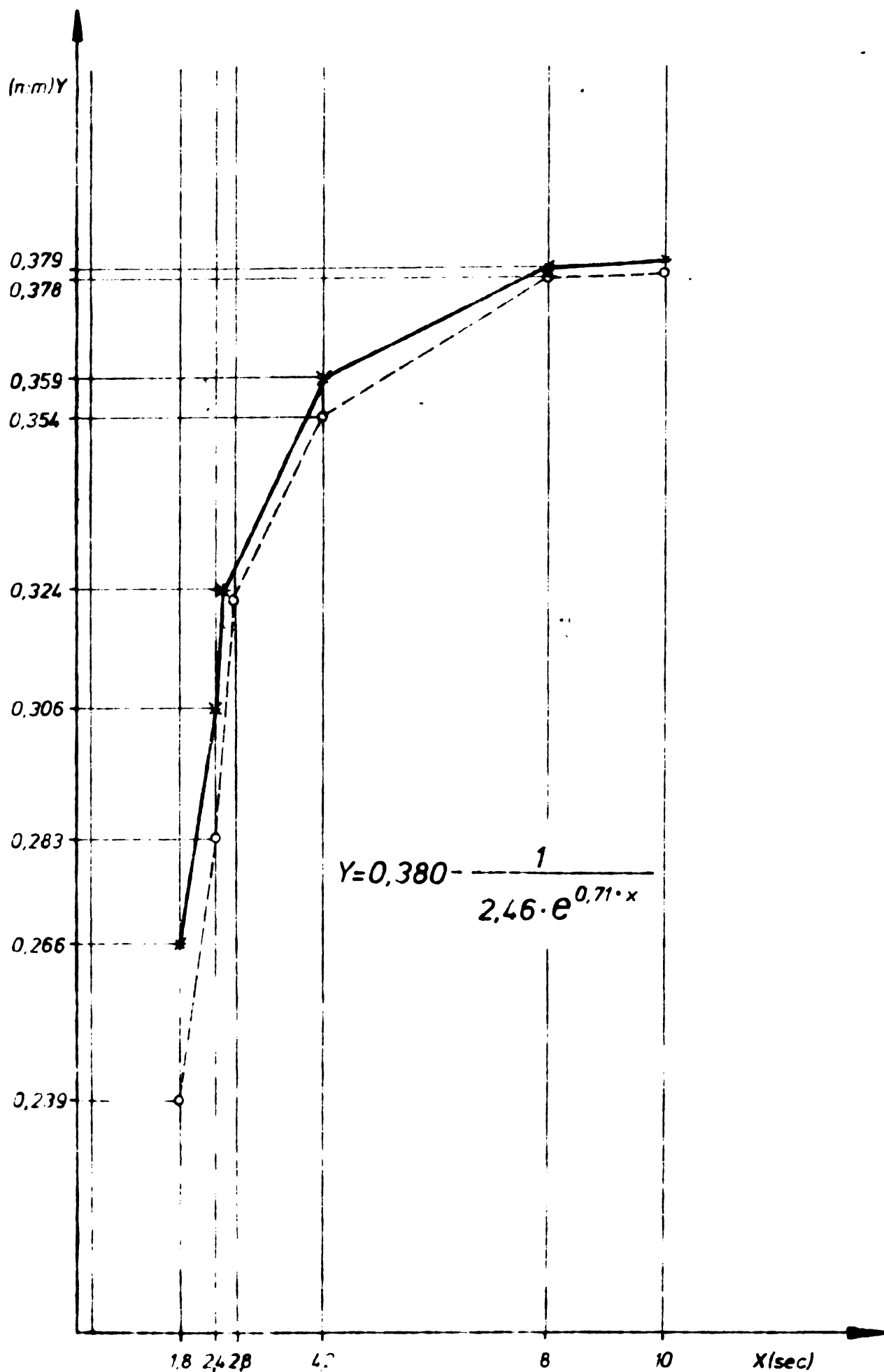


Fig.6.4. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 9 mA; 1000 c.p.s.; 9,3 mm.

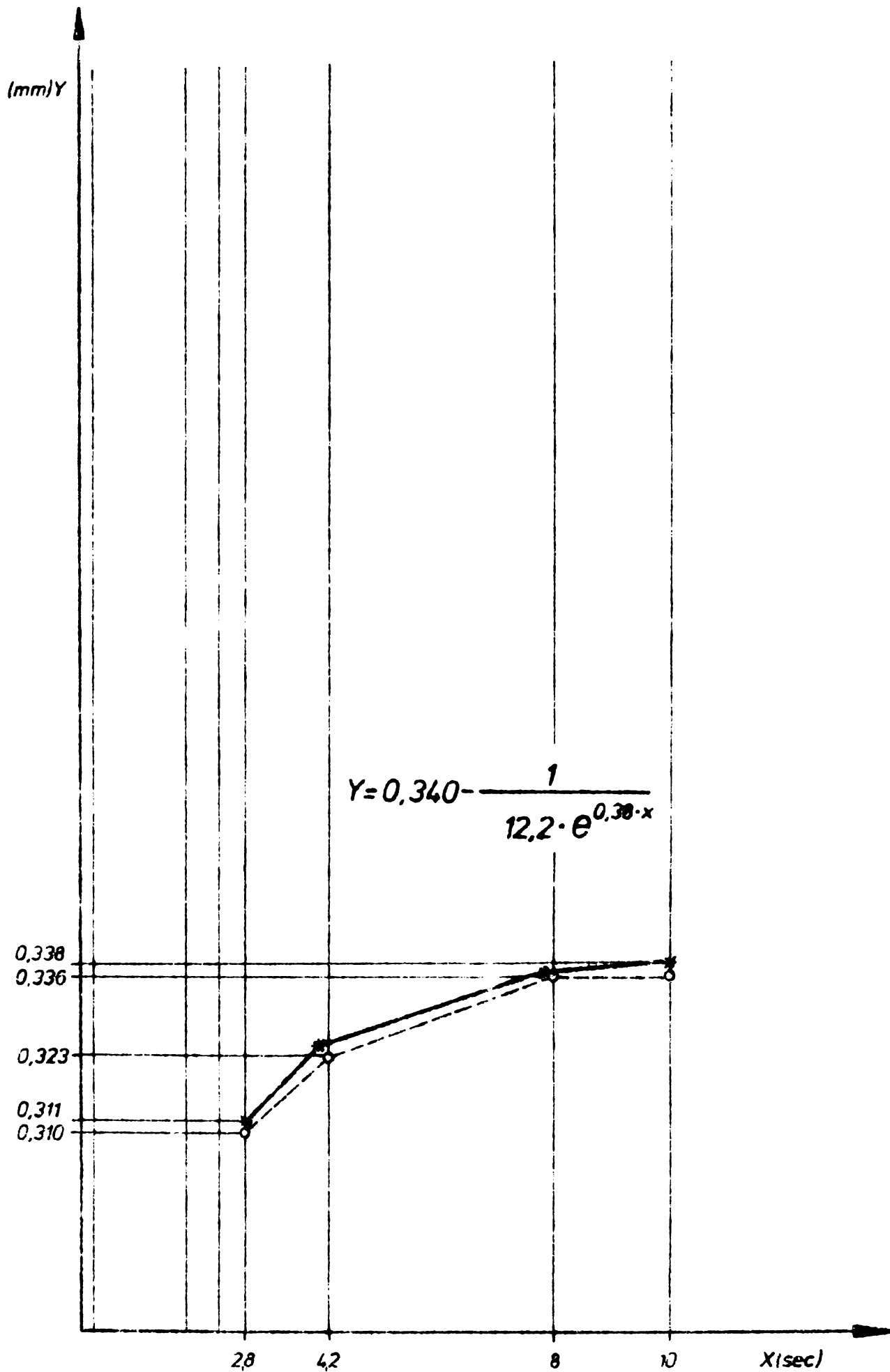


Fig.6.5. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 7 mA; 1000 c.p.s.; 9,3 mm.



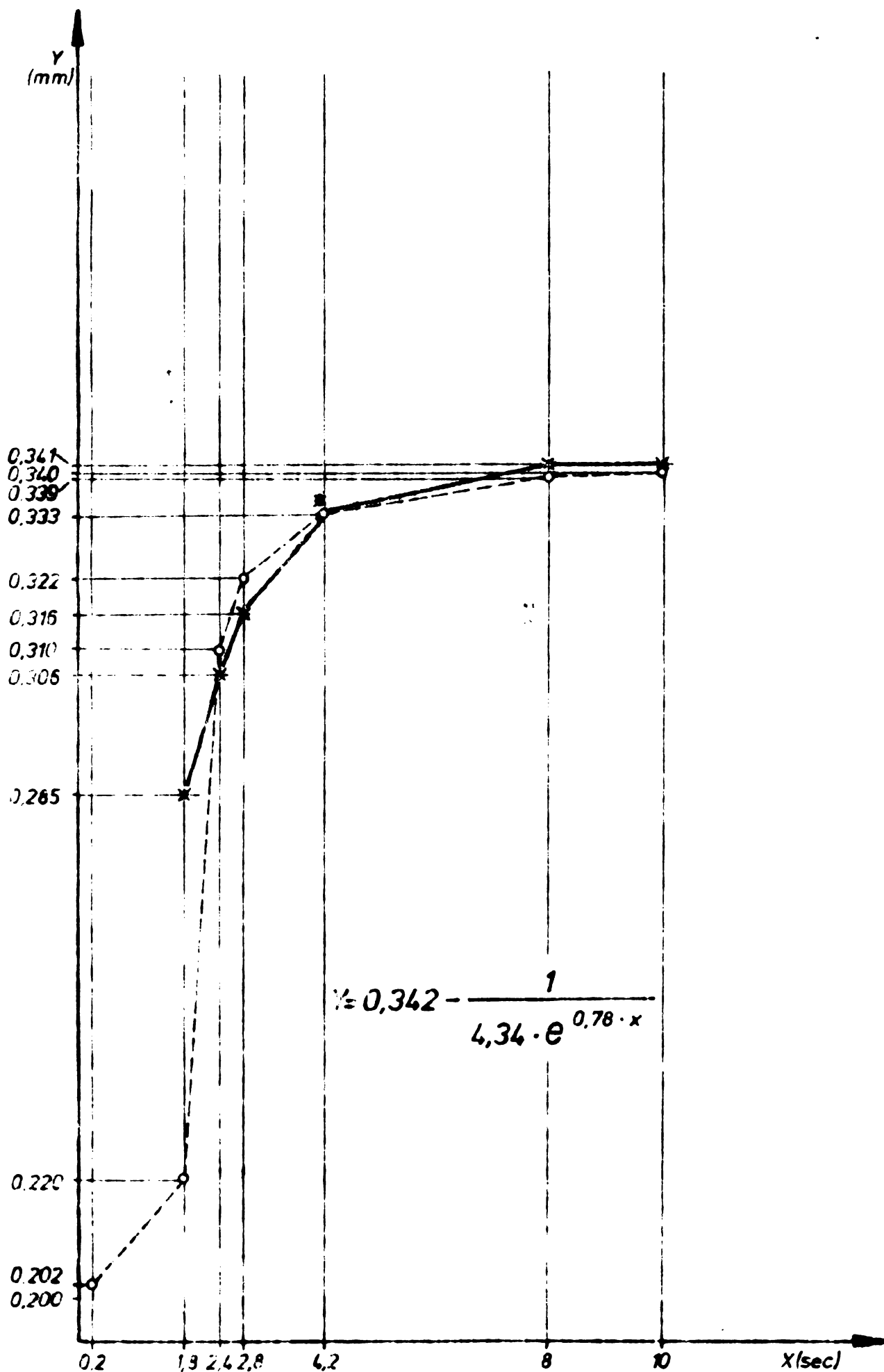


Fig.6.6. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 154 kV; 10 mA; 1000 c.p.s.; 9,3 mm.

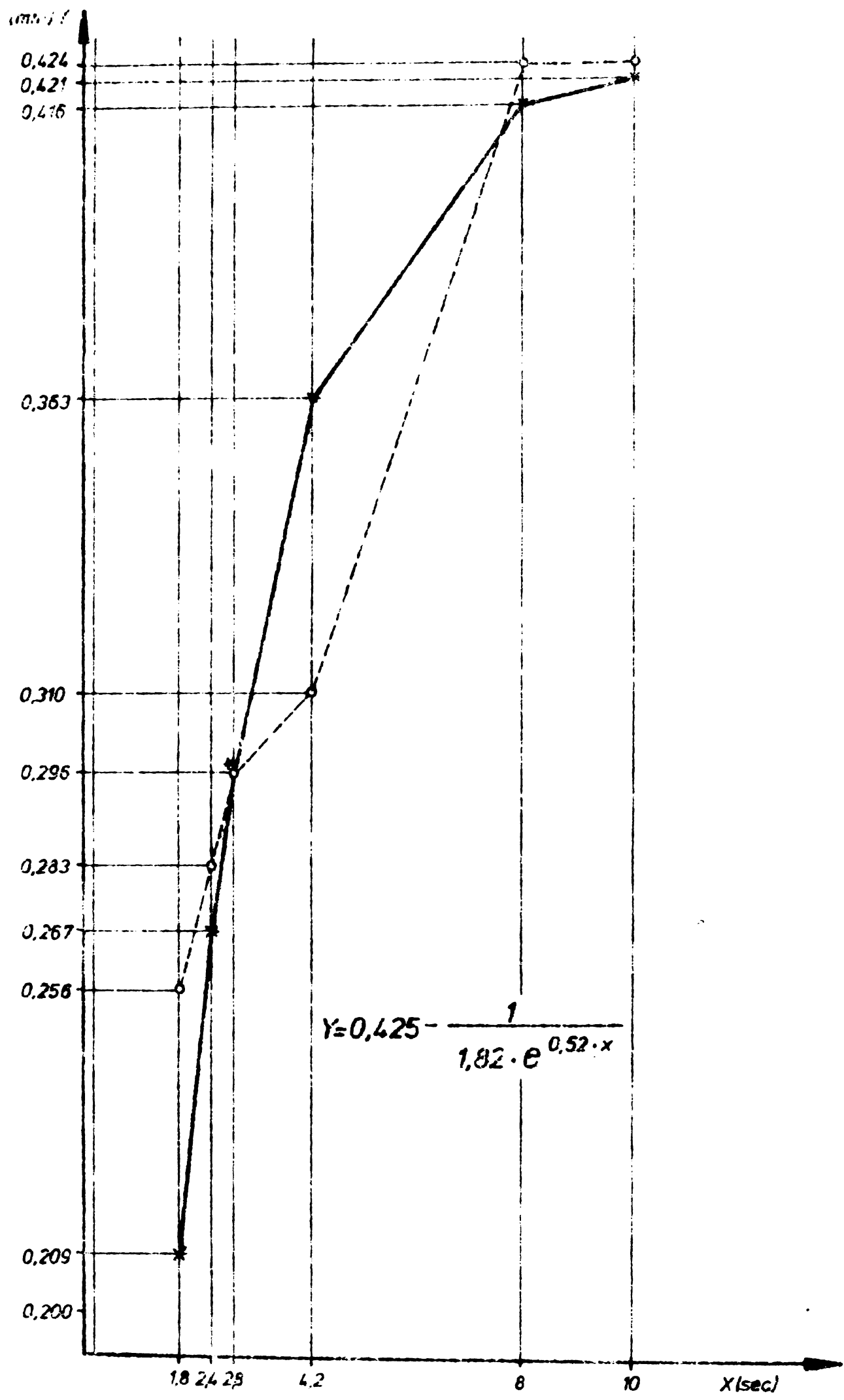


Fig.6.7. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 10 mA; 350 c.p.s.; 9,3 μm.

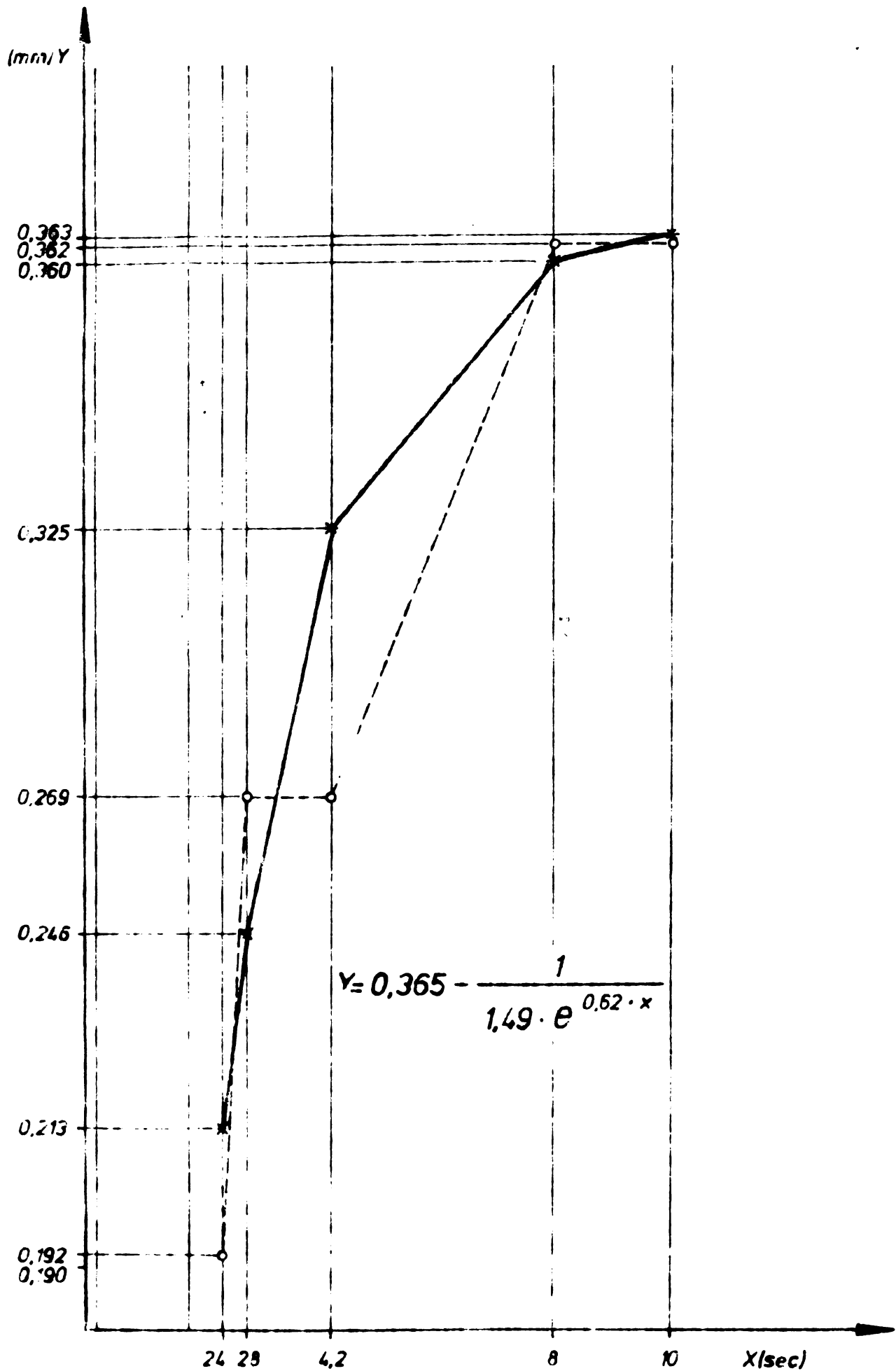


Fig.6.9. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 7 mA; 350 c.p.s.; 9,3 mm.

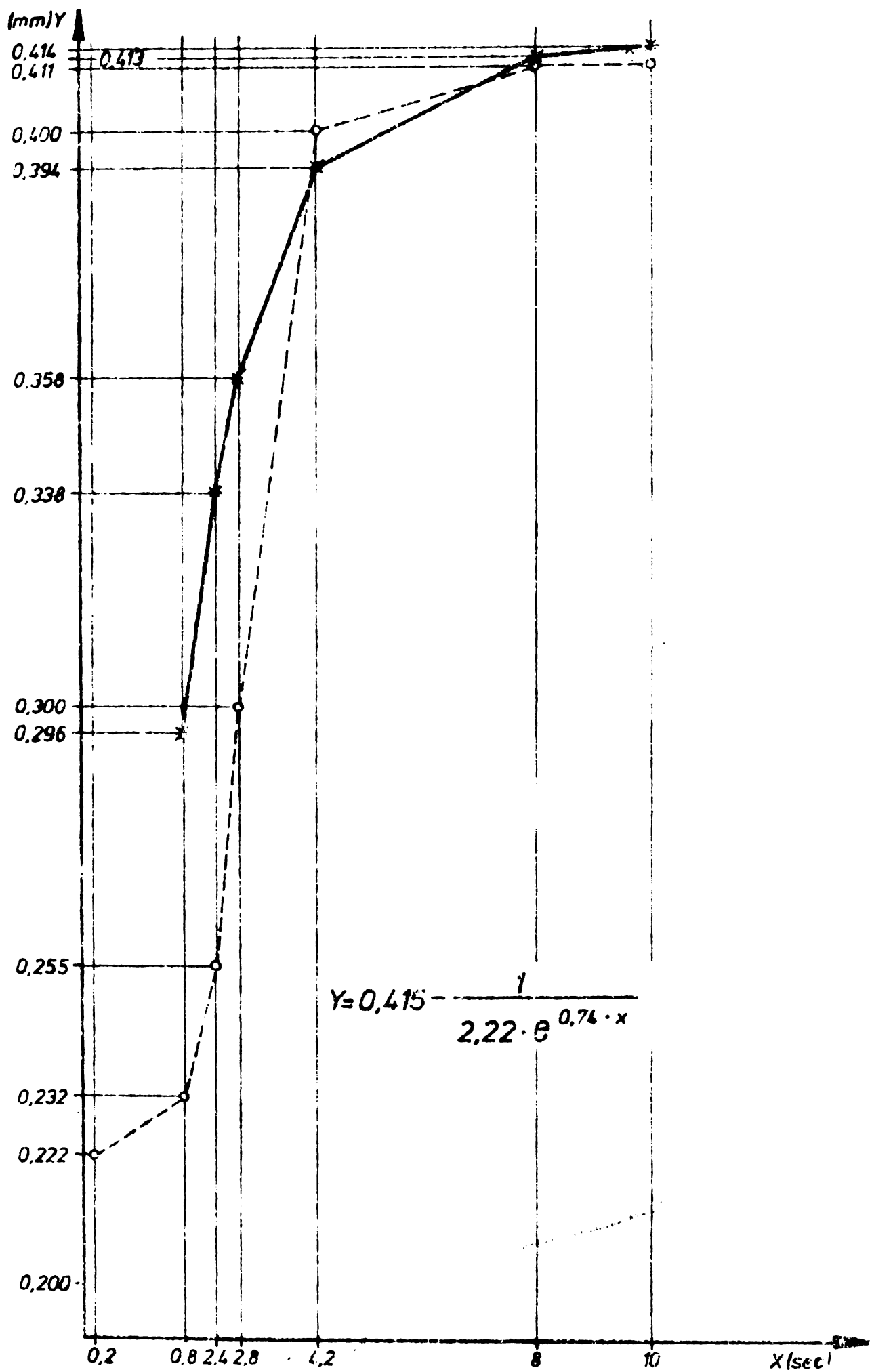


Fig.6.9. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 10 mA; 1000 c.p.s.; 5 mm.

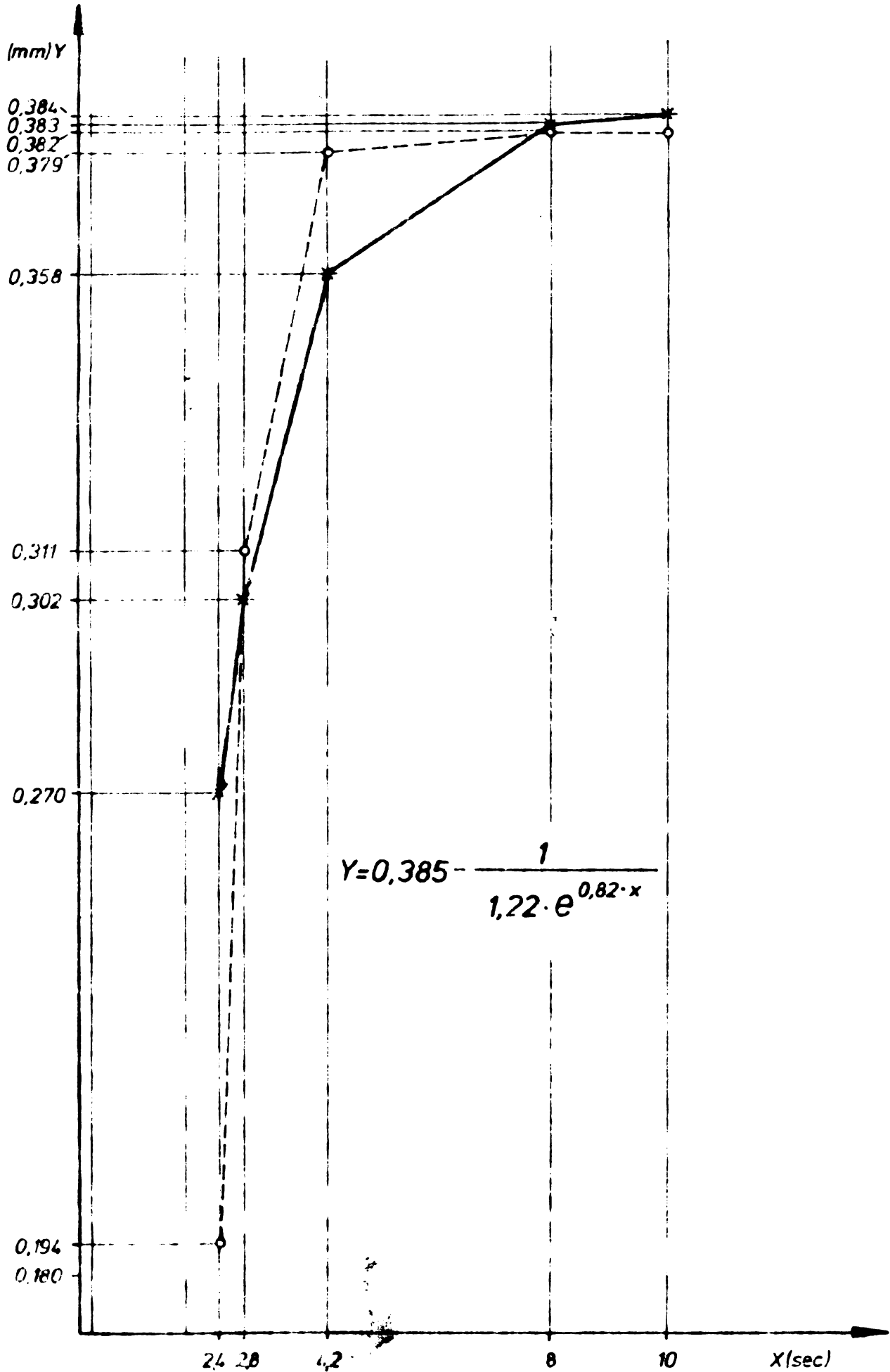


Fig. 6.10. Variația diametrului penetrării în condiția regimului de penetrare 149 kV; 9 mA; 1000 c.p.s; 6 mm.

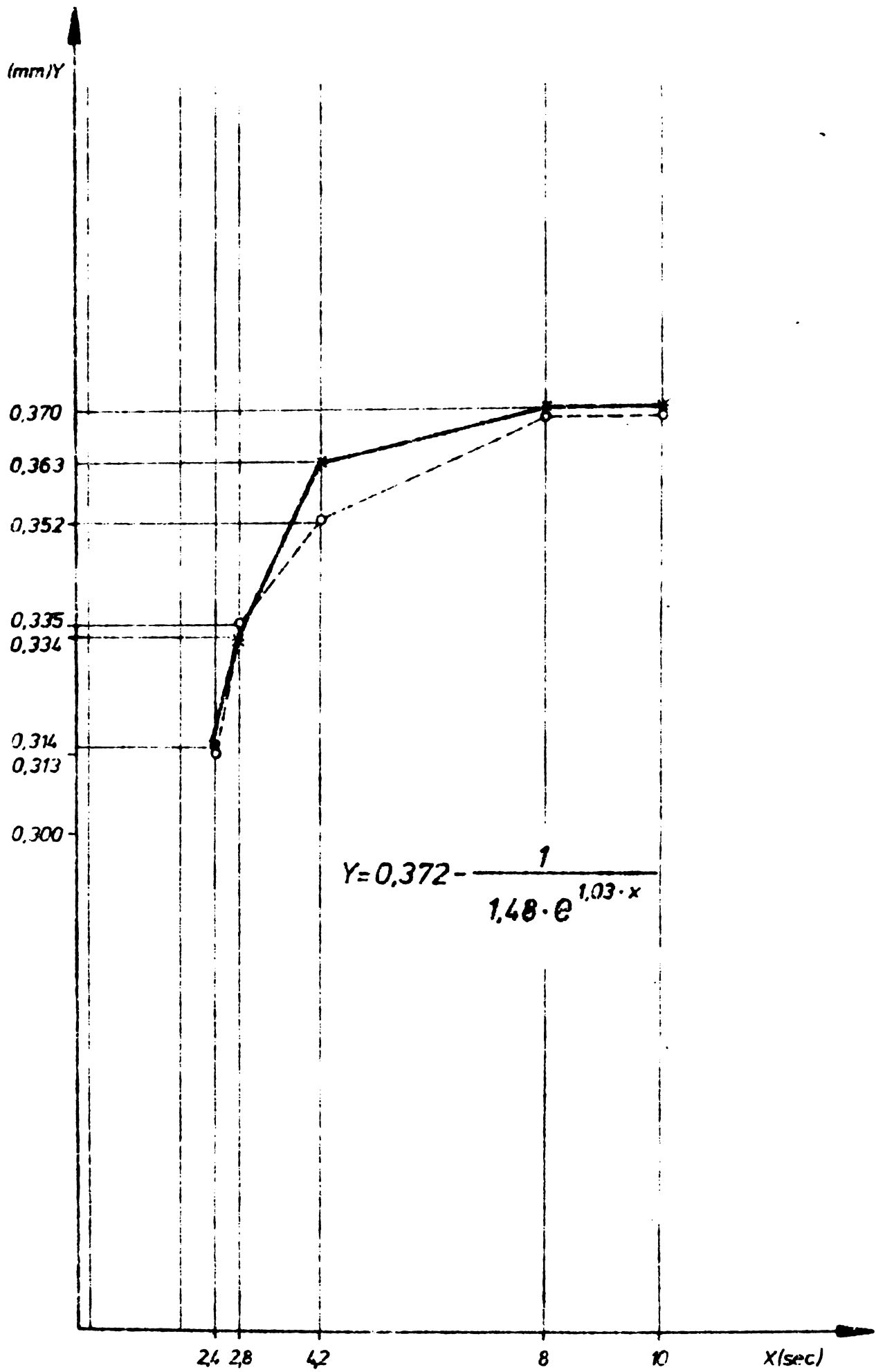


Fig.6.11. Variația diametrului penetrării în condiția regi-  
mului de penetrare 149 kV; 7 mA; 1000 c.p.s.; 6 mm.

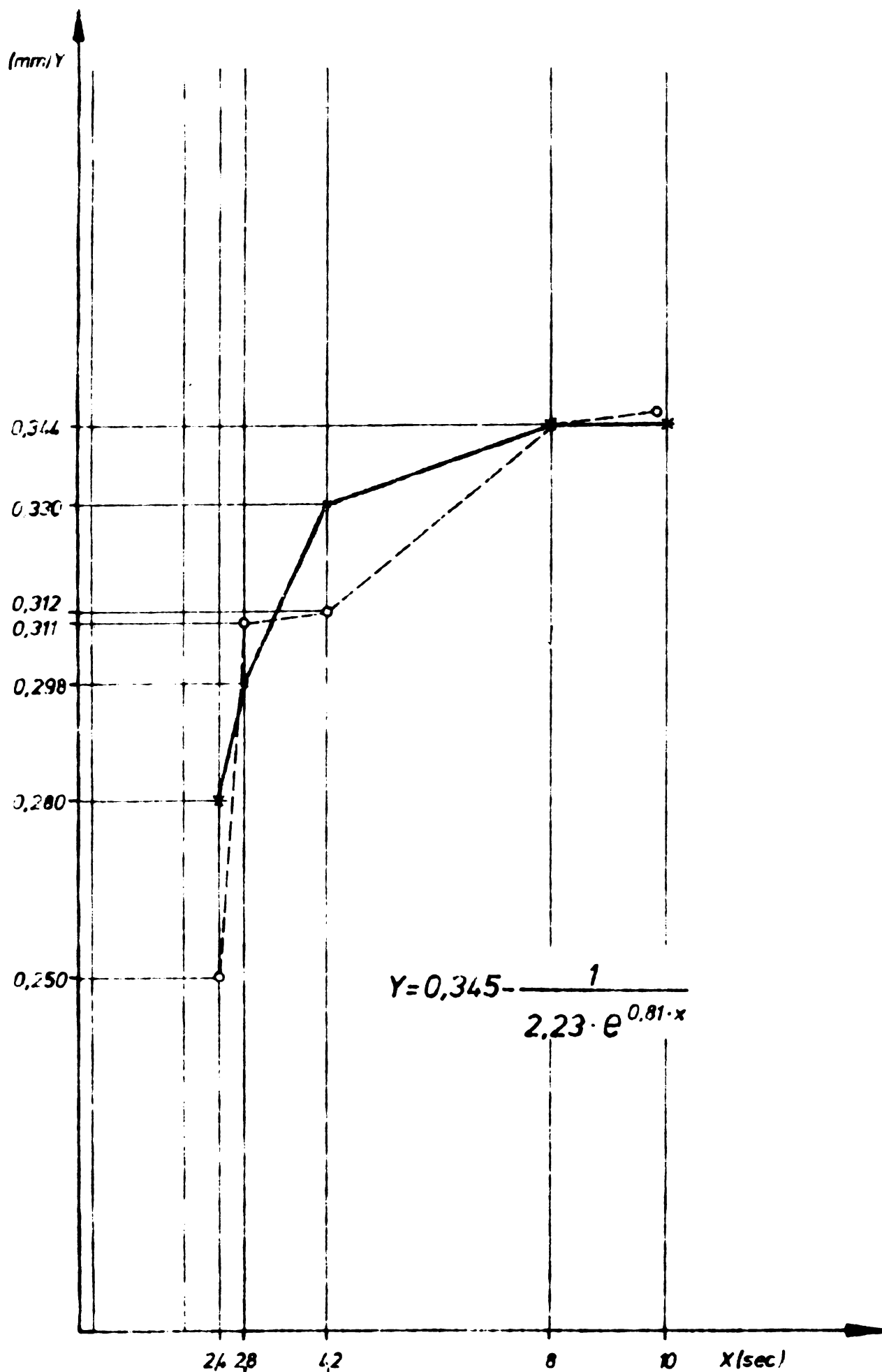


Fig. 6.12. Variația diametrului penetrării în condiția regi-  
mului de penetrare 134 kV; 10 mA; 1000 c.p.s.; 6 mm.

in material in zona penetrării.

c - durata penetrării este de ordinul secundelor, ea fiind funcție de mărimea voltajului de accelerare, intensitatea fascicolului de electroni și grosimea piesei de prelucrat.

d - ecuația penetrării are forma exponențială avînd o pantă foarte mare pînă la timpul de penetrare de 4,2 sec după care panta scade foarte mult

e - panta ecuației de penetrare este invers proporțională cu frecvența emisiei fascicolului, exemplul regimurile de lucru 149 kV; 10 mA; 1000 c.p.s. și 149 kV; 10 mA; 350 c.p.s. 149 kV; 7 mA; 1000 c.p.s. și 149 kV; 7 mA; 350 c.p.s. la grosimea de 9,3 mm

f - durata mică a penetrării necesită sisteme de reglare foarte rapidă în cazul executării mai multor alezaje cum este cazul filtrelor, filierelor pentru industria textilă sau a orificiilor de răcire, lucru care nu este economic să se realizeze mecanic prin deplasarea piesei. Automatizarea în acest caz se pretează foarte bine prin devierea fascicolului cu ajutorul unor bobine de deflecție montate sub bobina de focalizare și care să asigure devierea fascicolului pe cele două coordonate plane ale mașinii x și y. Aplicarea acestui sistem de deviere se pretează foarte bine la mecanizare cu ajutorul calculatului, asigurîndu-se și grupări de alezaje conform unui program dorit. Sistemul de deviere al fascicolului asigură precizii dimensionale ridicate d.p.d.v. al distanței dintre alezaje deoarece este eliminată inerția mecanică a sistemului de deplasare a piesei cît și jocurile mecanice ale acestuia, lucru ce este foarte important ținînd cont de dimensiunile ce se prelucrează.

g - penetrarea diferitelor alezaje se face prin reglarea diametrului de focalizare al fascicolului eliminîndu-se operația de înlocuire și ascuțire a sculei cum se procedează la sistemele clasice

h - în condițiile aceleiași focalizări și reglări a diametrului fascicolului de electroni, mărimea alezajului este direct influențată de intensitatea fascicolului în cazul păstrării unui voltaj de accelerare constant

i - durata penetrării este direct proporțională cu



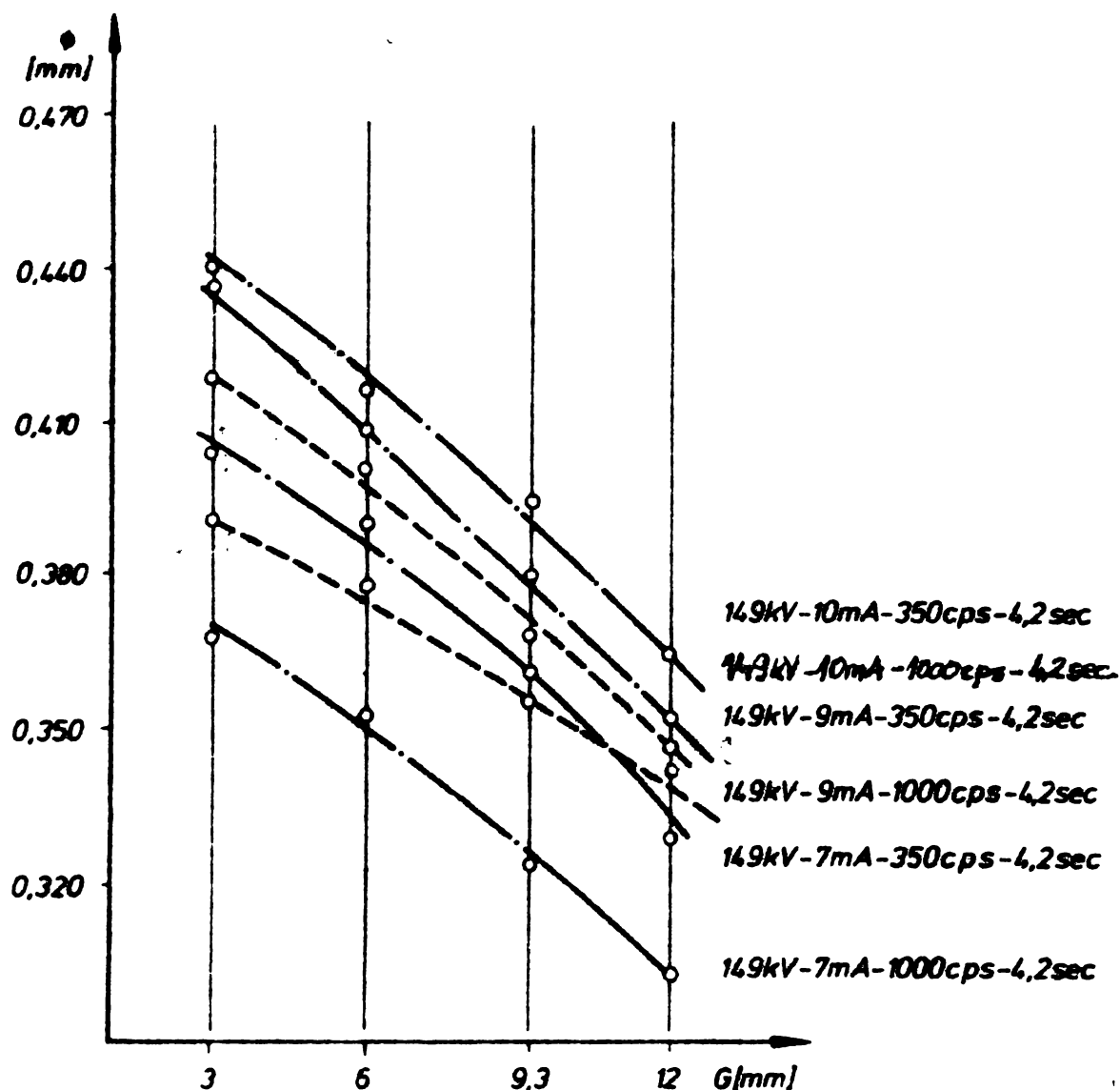


Fig. 6.13. Variația diametrului orificiului la  $t=4,2$  sec.

grosimea piesei de prelucrat

j - în condițiile penetrării cu fascicol de electroni dacă se obține diametrul orificiului apropiat de cel al fascicolului, procesul de penetrare încetează imediat, orificiul obținut nu se mai lărgeste și nici nu se mai încălzește piesa avînd în vedere că ea practic nu mai este supusă bombardamentului fascicolului de electroni.

k - în condițiile varierii intensității curentului fascicolului la aceeași tensiune de accelerare și condiții optime la 70% valorile diametrelor obținute scad la 83% față de valorile inițiale.

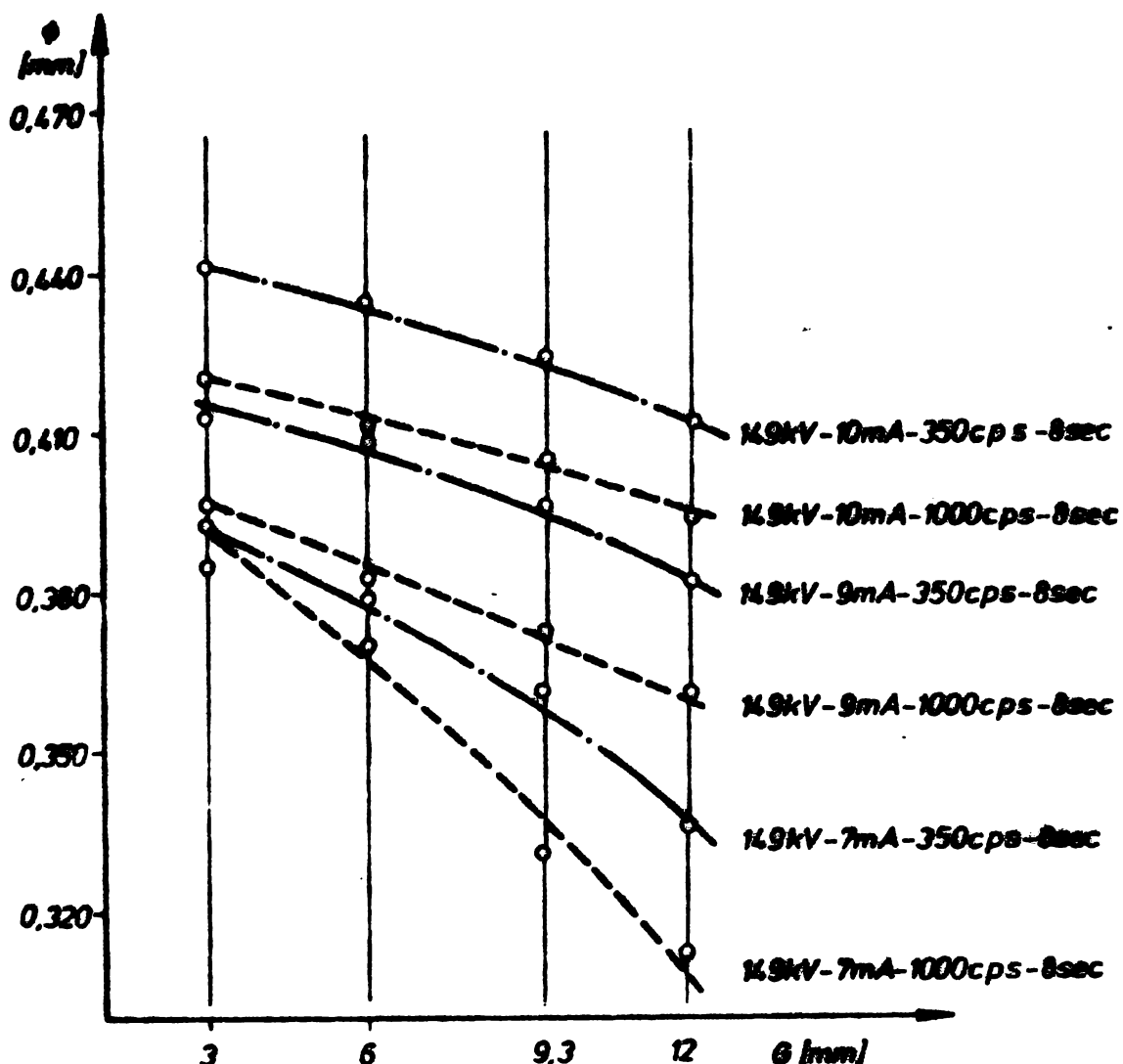


Fig.6.14. Variația diametrului orificiului la  $t=8$  sec.

l - în condițiile varierii tensiunii de accelerare a fascicolului la aceeași intensitate și condiții optice la 89,9% valorile diametrelor obținute scad la 83% față de valorile inițiale

m - în condițiile scăderii și a voltajului de accelerare ca și a intensității cu 70% se obțin valori ale diametrului în valoare de 64,9% din diametrele inițiale, lucru ce confirmă scăderea voltajului de accelerare duce la o scădere mult mai rapidă a diametrului alezajului.

Conform tabelului 6.2 se constată

a - în condițiile aceluiași regim și parametrii de lucru variația diametrului este invers proporțională față de adâncimea de penetrare

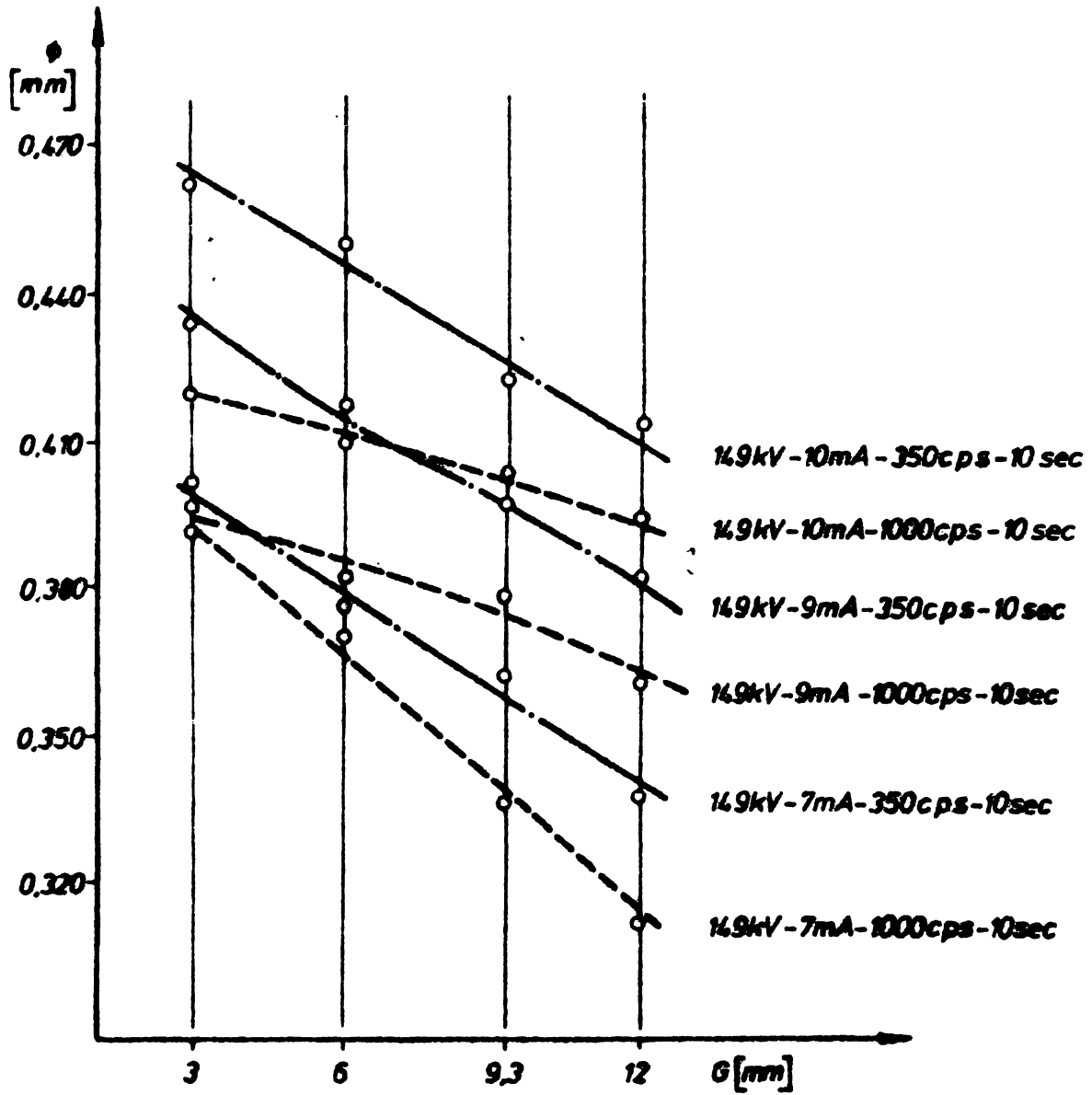


Fig. 6.15. Variația diametrului orificiului la  $t=10$  sec.

b) - variația diametrelor alezajelor este mult mai mare în timpul de lucru mic și devine mult mai mică în timpul de lucru mare.

c) - variația diametrelor alezajelor este influențată de viteza de lucru a mașinii.

Variația diametrului alezejului  
funcție de grosimea piesei și a  
regimului de lucru.

Tab. 6.2

Diametru alezaj (mm)				Regim de lucru			
3	6	9,2	12	kV	ma	c.p.s.	tsec.
0,452	0,450	0,424	0,420	149	10	350	10
0,452	0,450	0,424	0,420	149	10	350	10
0,424	0,408	0,396	0,380	149	9	350	10
0,400	0,382	0,381	0,338	149	7	350	10
0,438	0,426	0,418	0,412	134	10	350	10
0,426	0,404	0,384	0,372	134	9	350	10
0,386	0,364	0,342	0,322	134	7	350	10
0,420	0,411	0,404	0,394	149	10	1000	10
0,396	0,382	0,378	0,361	149	9	1000	10
0,391	0,370	0,336	0,312	149	7	1000	10
0,352	0,344	0,340	0,328	134	10	1000	10
0,336	0,332	0,326	0,316	134	9	1000	10
0,324	0,319	0,310	0,307	134	7	1000	10
0,442	0,426	0,424	0,412	149	10	350	8
0,410	0,409	0,396	0,382	149	9	350	8
0,393	0,378	0,362	0,342	149	7	350	8
0,420	0,411	0,424	0,394	149	10	1000	8
0,396	0,382	0,378	0,361	149	9	1000	8
0,392	0,370	0,336	0,312	149	7	1000	8
0,440	0,415	0,383	0,365	149	10	350	4,2
0,437	0,410	0,380	0,352	149	9	350	4,2
0,404	0,390	0,360	0,329	149	7	350	4,2
0,418	0,400	0,370	0,348	149	10	1000	4,2
0,391	0,379	0,354	0,342	149	9	1000	4,2

Conform tabelului 6.2 se pot prezenta variațiile  
diametrelor de penetrare funcție de grosimea materialului  
prelucrat (fig. 6.13; 6.14; 6.15).

CAPITOLUL 7. STUDIUL ACŢIUNII INFLUENŢEI PARAMETRIILOR  
DE PRELUCRARE CU UN FASCICOL DE ELECTRONI,  
ASUPRA MODIFICĂRII DE STARE  
ÎN STRATUL MARGINAL.

A fost abordat acest studiu deoarece din bibliografia consultată am constatat că s-au studiat mai puțin aceste aspecte, deși pentru comportarea materialului în exploatarea aceasta are o importanță deosebită. În acest sens s-au studiat macro și microstructural precum și influența asupra modificării microdureții.

Pentru cercetări au fost admise în limitele considerate valori de puteri între 134 kV și 7 mA și 149 kV și 10 mA pulsații de 350 și 1000 cicluri pe secundă cit și fascicol continuu, acțiunea în timp de la 0,2 sec la 10 sec.

S-a studiat probe de oțel de construcție cu următoarea compoziție chimică : C 0,22% , Si...0,25%, Mn...0,5%, S...0,03%, P...0,04%.

7.1. Cercetarea macroscopică.

Probele au fost pregătite metalografic conform prevederilor STAS 4202-74 și au fost cercetate cu ajutorul unui microscop stereoscopic la mărirea 10:1.

7.1.1. Prelucrarea oțelului de construcție cu pulsația de 350 cicluri pe secundă.

Executând prelucrarea cu aceeași pulsație 350 cps dar cu energii și timp de lucru diferiți se obțin diverse calități de suprafețe prelucrate după cum se poate constata din macrostructurile prezentate în figurile de mai jos.

În planșele nr.7.1, 7.2 și 7.3 sînt prezentate o parte din microfotografii stereo din analiza cărora se constată următoarele :

a - sub acțiunea fascicolului de electroni materialul pe direcția fascicolului se topește, o parte vaporizîndu-se îndepărtarea făcîndu-se atât prin vapori cît și microparticule topite iar o parte din materialul topit rămîne pe marginile obiectivului și s-a format solidificîndu-se.

- după 0,2 sec. conform fig.7.1.1, se constată că stratul marginal este penetrat la o distanță raportului mare între

MASURATORI DE DURITATE IN DIFERITE ZONE ALE PROBELOR  
PRELUCRATE CU DIFERITE ENERGII ALE FLUXULUI DE ELECTRONI

Tabela nr 7.1

Pulsatii	Putere KV x mA	Temp s	DISTANTA DE LA MARGINEA CANALULUI - mm -																												
			0,03			0,18			0,35																						
cps	KV x mA	s	ZONA MĂSURATĂ																												
			A	B	C	A	B	C	A	B	C	A	B	C																	
350	149 x 10	0,2 x	Val. msu rate	366	272	254	357	397	519	376	322	299	348	215	159	279	228	299	285	254	190	339	357	272	397	238	306	173	219	228	
			medii	283,6	405,3	341,0	289,8	292,1	272,8	296,6	267,1	209,4	187	238	387	194	279	228	173	254	299	272	306	254	254	285	409	330	322		
			Val. msu rate	299	285	330	519	473	387	366	330	339	366	306	314	348	215	159	279	228	299	285	254	190	339	357	272	397	238	306	173
1000	149 x 10	2,4 o	Val. msu rate	366	397	409	420	387	420	409	397	330	433	314	330	330	348	397	503	376	554	306	314	299	339	387	322	387	292	285	
			medii	347,6	434,3	354,0	352,0	343,5	428,5	299,3	307,8	354,1	285	330	330	330	348	397	503	376	554	306	314	299	339	387	322	387	292	285	
			Val. msu rate	322	387	348	143	170	228	202	143	238	228	243	285	330	238	233	357	206	151	279	249	238	289	2	219	224	279	183	161
ct	149 x 10	2,4 o	Val. msu rate	308,5	199,6	210,8	333,8	250,5	233,3	289,2	261,8	191,7	330	272	314	322	194	254	228	206	194	420	420	366	420	366	420	366	420	366	
			medii	317,2	303,4	211,7	388,3	232,6	250,0	350,0	238,5	210,3	322	194	254	228	206	194	420	420	366	420	420	366	420	366	420	366	420	366	
			Val. msu rate	322	299	348	322	194	260	219	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224
ct	149 x 10	2,8 o	Val. msu rate	150	187	183	194	254	260	187	173	183	260	206	254	194	339	330	206	173	260	190	190	190	190	190	190	190	190	198	
			medii	184,6	262,5	185,8	227,5	275,6	197,8	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6	184,6
			Val. msu rate	249	228	228	254	215	215	260	177	215	314	266	260	206	224	156	295	322	348	206	206	273	190	228	243	285	322	285	
ct	149 x 10	10 o	Val. msu rate	210	279	266	339	228	266	215	322	228	215	266	260	292	266	260	292	266	206	143	348	348	224	224	224	224	224		
			medii	243,3	252,8	260,1	226,6	276,3	187,0	328,2	202,2	253,6	243,3	252,8	260,1	226,6	276,3	187,0	328,2	202,2	253,6	243,3	252,8	260,1	226,6	276,3	187,0	328,2	202,2	253,6	
			Val. msu rate	317,2	303,4	211,7	388,3	232,6	250,0	350,0	238,5	210,3	322	194	260	219	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224	224

PLANSA Nr.7.1

Regimul de lucru: 350 cps; 149 kV, 10 mA

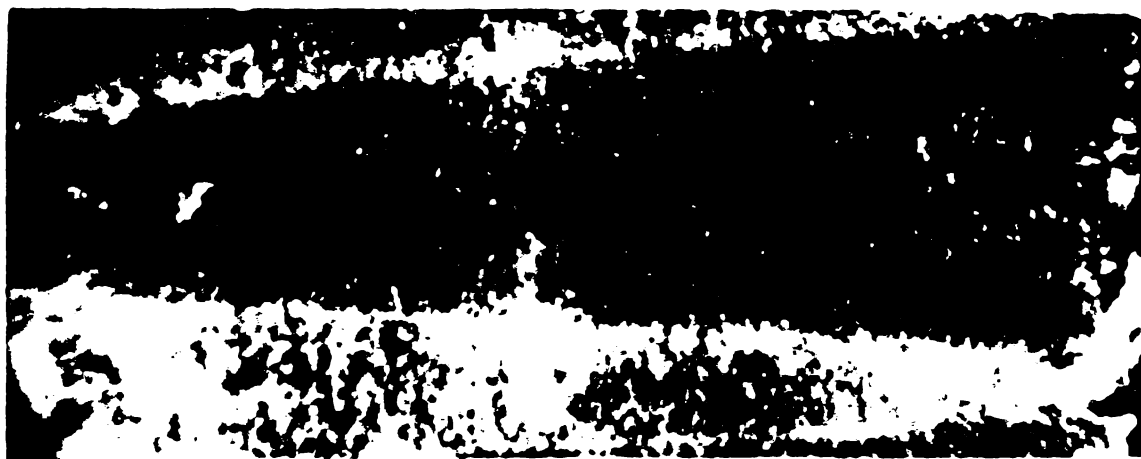


Fig. 7.1.1

t=0,2 sec

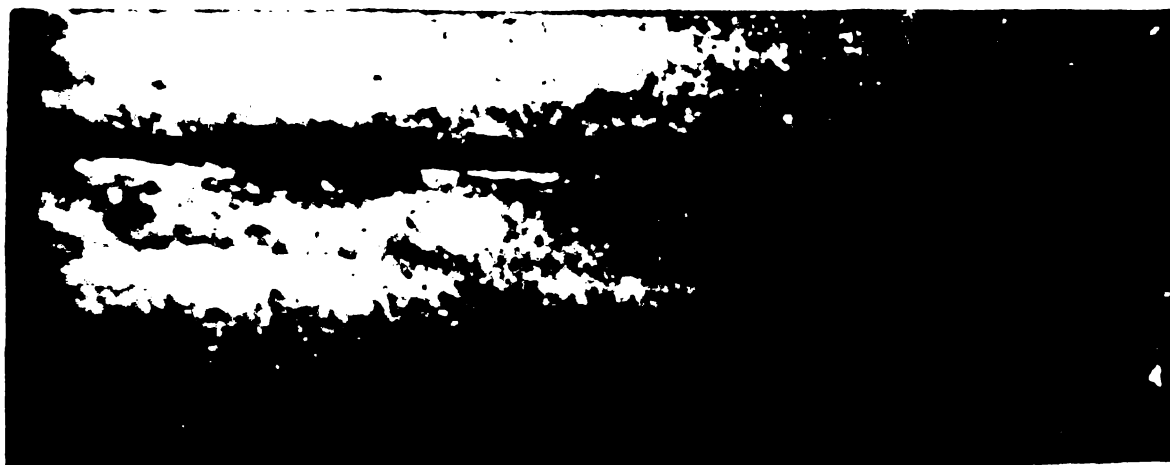


Fig. 7.1.2

t=1,8 sec



Fig. 7.1.3

t=2,4 sec

PLANSA Nr.7.1 (continuare)

Regimul de lucru: 350 cps; 149 kV; 10 mA

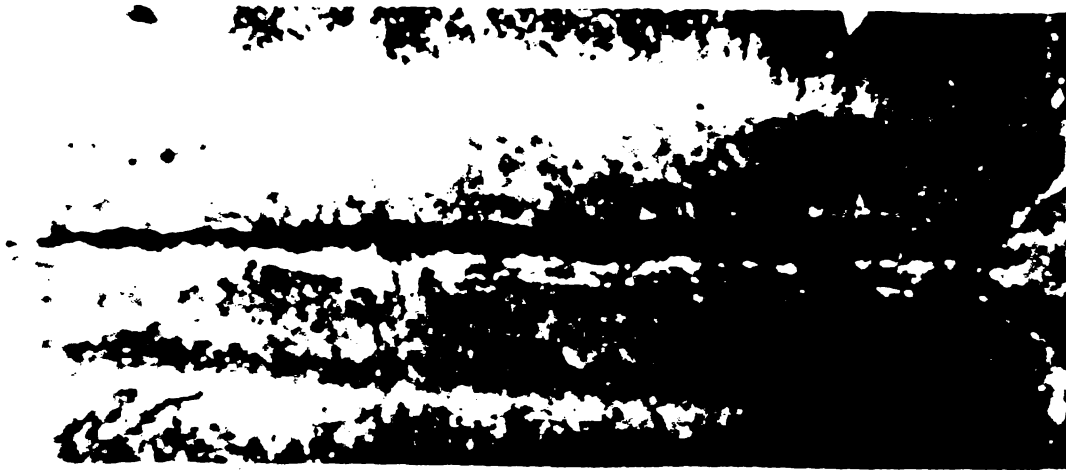


Fig. 7.1.4

t=2,8 sec



Fig. 7.1.5

t=4,2 sec

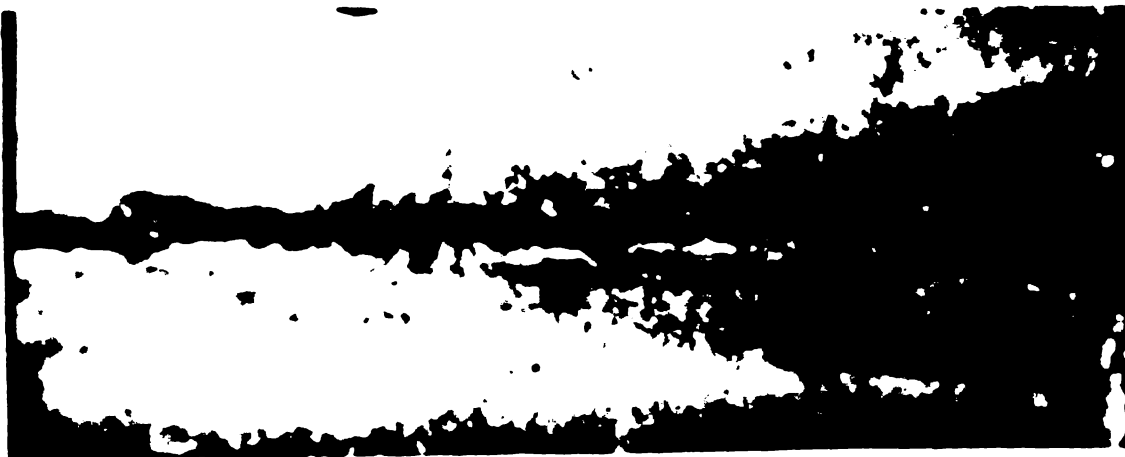


Fig. 7.1.6

t=8 sec



PLANSA Nr.7.1 (continuare)

regimul de lucru: 350 cps; 149 kV; 10 mA



Fig.7.1.7

t=10 sec

diametrul orificiului format și grosime 35,43 nu s-a putut face evacuarea completă a orificiului de către materialul topit, vapori degajați, aceștia solidificându-se pe pereții orificiului creându-se cavități a căror părți inferioare au fost străpunse de fascicol și penetrate. Pereții canalului au din această cauză asperități mari.

c - cavitățile formate se regăsesc pe partea inferioară a materialului, parte care a venit mai târziu în contact cu fascicolul și datorită forțelor de capilaritate nu a avut încă în faza finală de orificiu prelucrat la diametrul dorit.

d - orificiul obținut conform fig.7.1.6, corespunzător timpului de lucru de 8 sec are finalizată partea superioară iar microasperitățile se reduc în partea inferioară a canalului.

e - orificiul obținut conform fig.7.1.7, corespunzător timpului de lucru de 10 sec reprezintă un orificiu gata prelucrat cu microasperități mici cu pereți bine conturați.

În condițiile reducerii puterii fascicolului prin păstrarea voltajului de accelerare și scderea intensității

Regimul de lucru: 350 cps; 149 kV; 7 mA



Fig.7.2.1

$t=0,2$  sec



Fig.7.2.2

$t=1,8$  sec

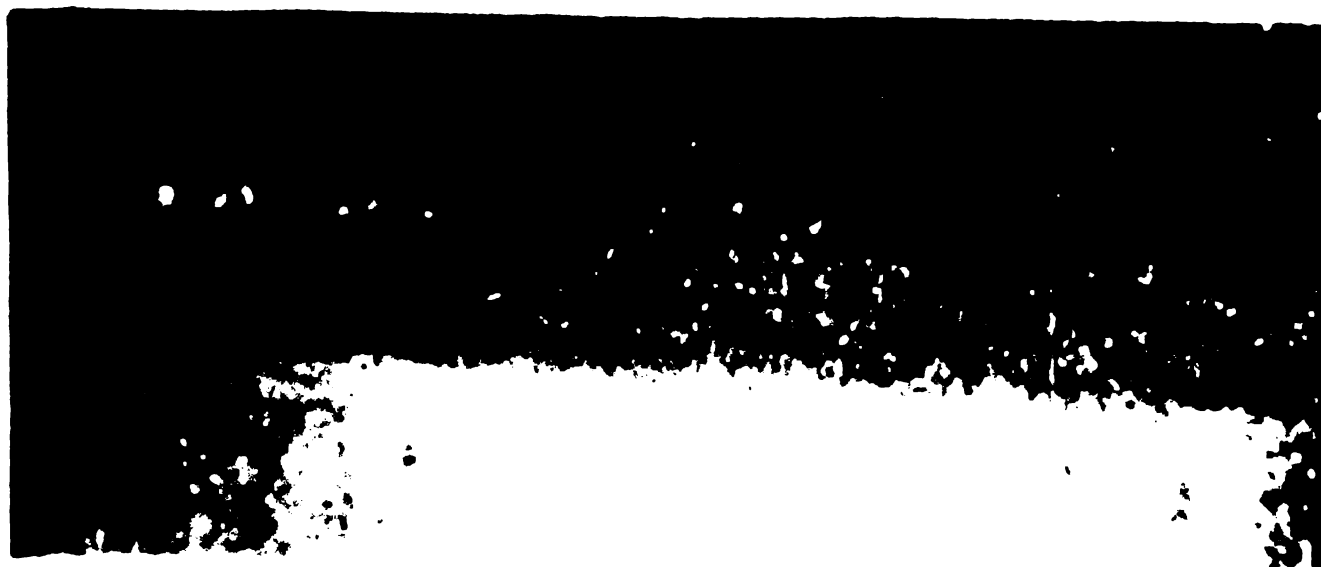


Fig.7.2.3

$t=...$  sec

PLANSA Nr.7.2 (continuare)

Regimul de lucru: 350 cps; 149 kV; 7 mA



Fig.7.2.4

t=2,8 sec

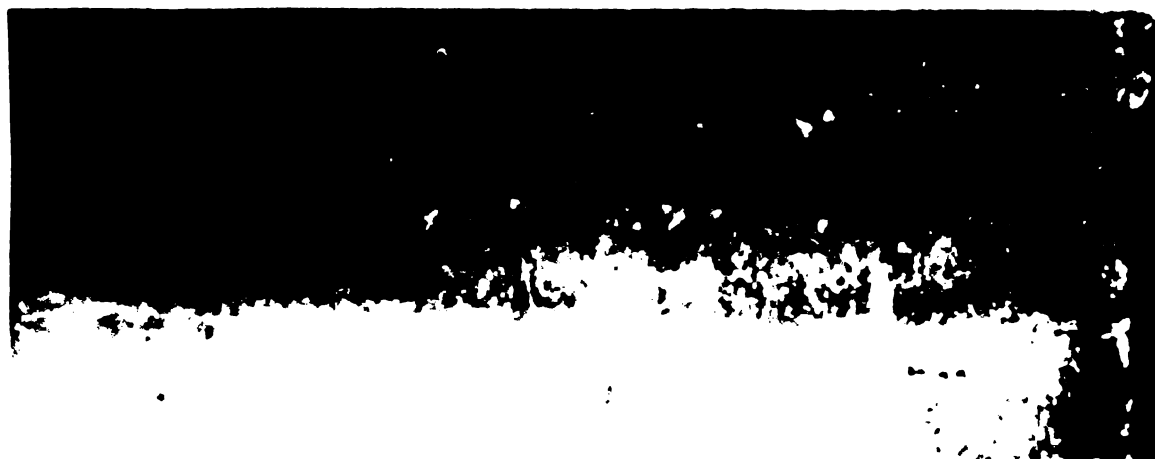


Fig.7.2.5

t=4,2 sec

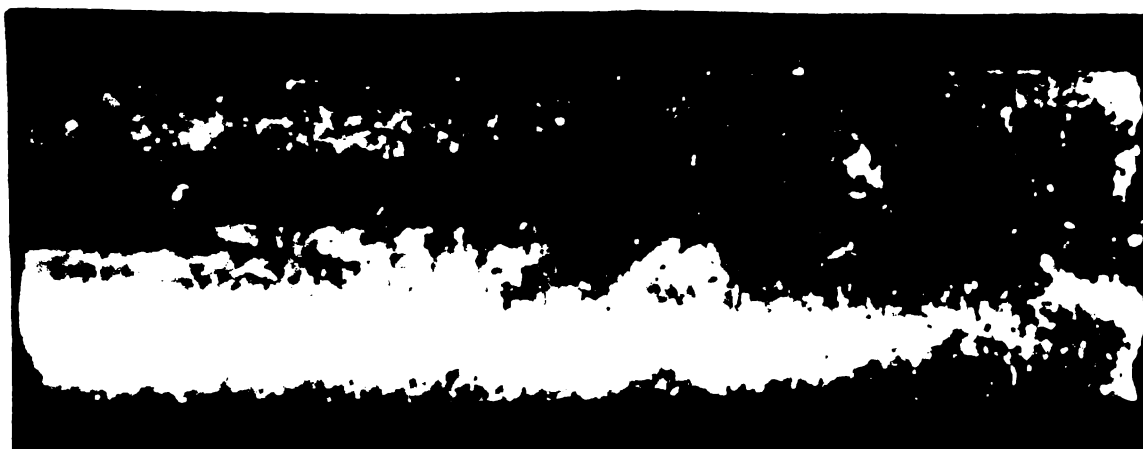


Fig.7.2.6

t=5,6 sec

PLANSA Nr.7.2 (continuare)

Regimul de lucru: 350 cps; 149 kV; 7 mA

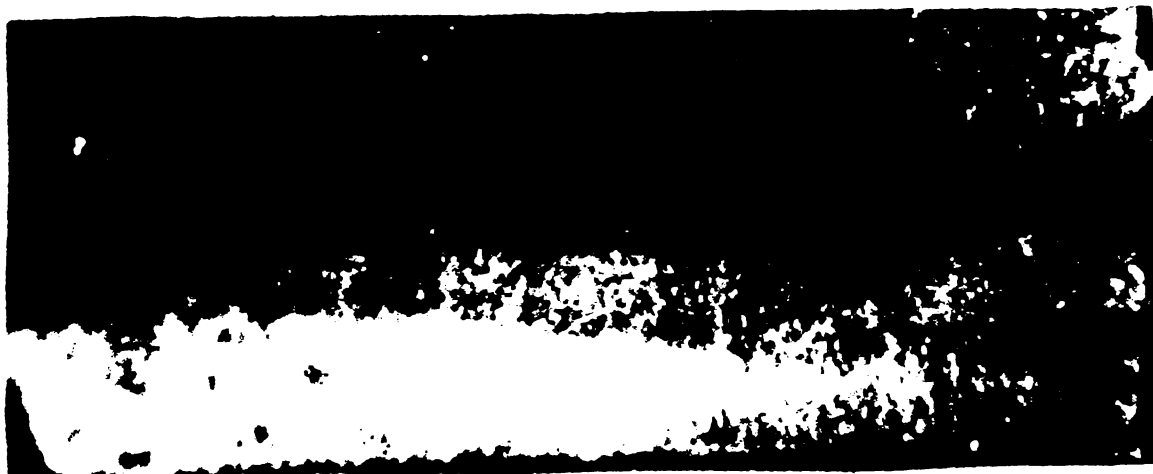


Fig.7.2.7

t=10 sec

fascicolului se desprind următoarele :

a - la timpul de lucru de 0,2 sec conform fig.7.2.1 nu se mai obține o penetrare a materialului ca în fig.7.1.1. Cavitățile formate au forme lunguiețe fiind caracterizate prin părți inferioare groase provenite din materialul topit care neputând să părăsească orificiul s-au solidificat și care vor fi în final evacuate parțial sub formă lichidă sau vaporizată.

b - suprafața periferică a canalului are microasperități mult mai mari la aceleași timpuri de lucru ca la regimul prezentat în figurile din planșa 7.1.

c - diametrele cavităților cresc odată cu timpul de lucru, ele fiind o stare tranzitorie până la penetrarea finală, fig.7.2.1 comparativ cu fig.7.2.2.

d - orificiul obținut la timpul de prelucrare de 10 sec conform fig.7.2.7, are microasperitățile pe partea periferică mai mari decât cele din fig.7.1.7, iar diametrul inferior este cu 15% mai mic față de cel precedent.

În condițiile reducerii puterii fascicolului prin păstrarea intensității fascicolului și scăderea tensiunii de accelerare a fascicolului se observă următoarele :

a - se obține penetrare la timpul de lucru de 0,2 sec

PLANSA Nr.7.3

Regimul de lucru: 350 cps; 134 kV; 10 mA



Fig.7.3.1

t=0,2 sec.



Fig.7.3.2

t=1,6 sec.



Fig.7.3.3

t=2,0 sec.

FIANSA Nr.7.3 (continuare)

Reginul de lucru: 350 cps; 134 kV; 10 mA



Fig.7.3.4

t=2,8 sec.

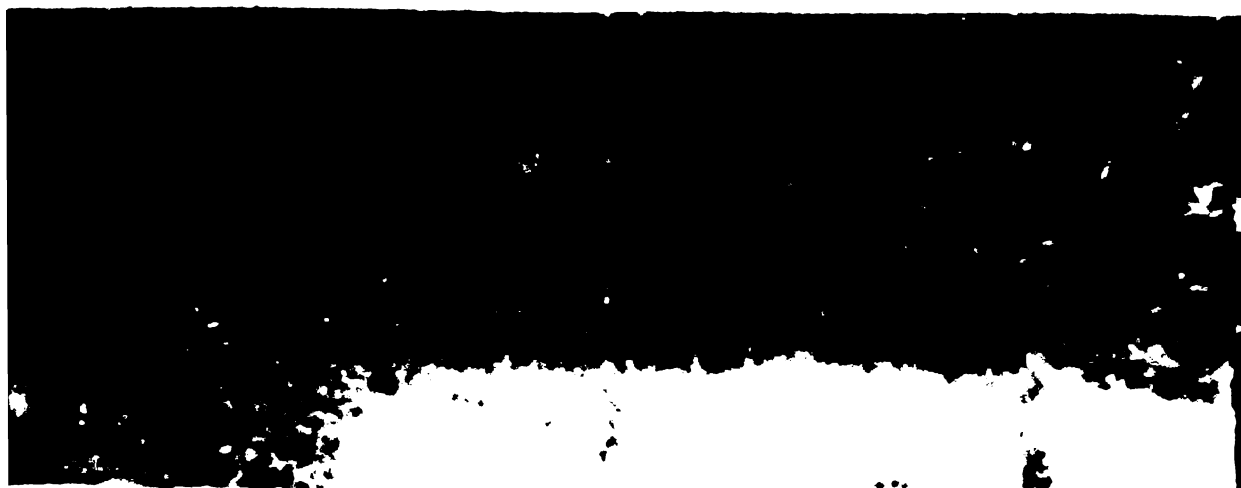


Fig.7.3.5

t=4,2 sec.



Fig.7.3.6

t=8 sec.

Fig. 7.3.7  
t = 10 sec.



Fig. 7.3.7

t=10 sec.

conform fig. 7.3.1 orificiul fiind bine conturat din cavități ce s-au format în material pe drumul parcurs de fascicol

b - materialul topit și solidificat pe pereții orificiului este mult mai gros comparativ cu cel din figurile planșei 7.1 lucru ceea ce atestă că datorită voltajului mic de accelerare energia cinetică a fascicolului este mai mică și cantitatea de material dizlocată de fascicol se face pe calza topirii și mai puțin pe cea a vaporizării

c - microasperitățile pereților orificiilor sînt mult mai mari decît în cazul celor corespunzătoare din planșele 7.1

- Diametrul părții superioare a orificiului este mult mai mic decît în cazul celor corespunzătoare din planșele 7.1 și 7.2, lucru datorindu-se aglomerării de material

- solidificat aici

- numărul microasperităților este mult mai mare decît în cazul celor din planșele 7.1 și 7.2.

Pe baza celor de mai sus se poate concluziona că în cazul unui fascicol de electroni cu o frecvență de impulsuri de 100 MHz și o durată de acțiune a

Fig. 7.4.1

Power level: 1000000000; 100 kW; 1



Fig. 7.4.1

t=2,4 sec.



Fig. 7.4.2

t=2,8 sec.





Orificiul de lucru: 1000 cps; 149 kV; 10 m



Fig. 7.4.4

t=10 sec

fascicolului diametrul orificiului este funcție de putere, valori mari ale acestuia corespunzând puterilor mari. Când se utilizează puteri mici ale fascicolului și în speșele la care s-a scăzut voltajul de accelerare al fascicolului orificiile au diametre mai mici. Calitatea suprafeței orificiului este calitativ superioară la fascicolele de putere mare cu voltaj mare de accelerare. Datorită scăderii voltajului de accelerare pe parații orificiului obținut, stratul de material depus pe parații și s-a solidificat în orificiu este mai puțin gros și defectele generate de fascicol de electroni au fost mai puține.

7.1.2. Producerea oțelului de construcție

Producerea oțelului de construcție

Producerea materialului cu pulsația de

și timpi diferiți, se constată influența

asupra modificărilor în metal de pe

calității producerii pe de altă parte.

Fig. 7.4.5. Producerea oțelului de construcție

cu pulsația de



Fig. 7.5.1

$t=0,2$  sec.

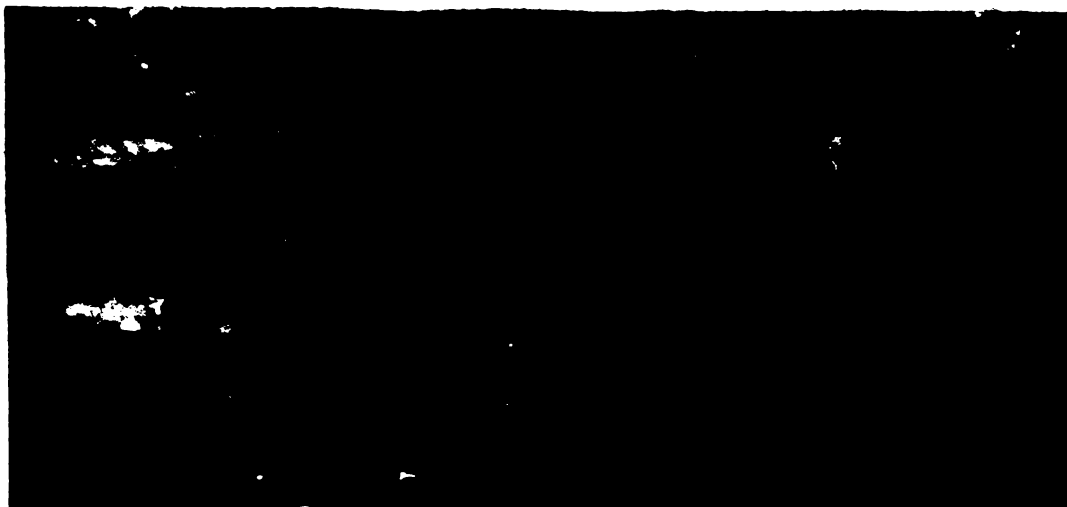


Fig. 7.5.2

$t=2,4$  sec.



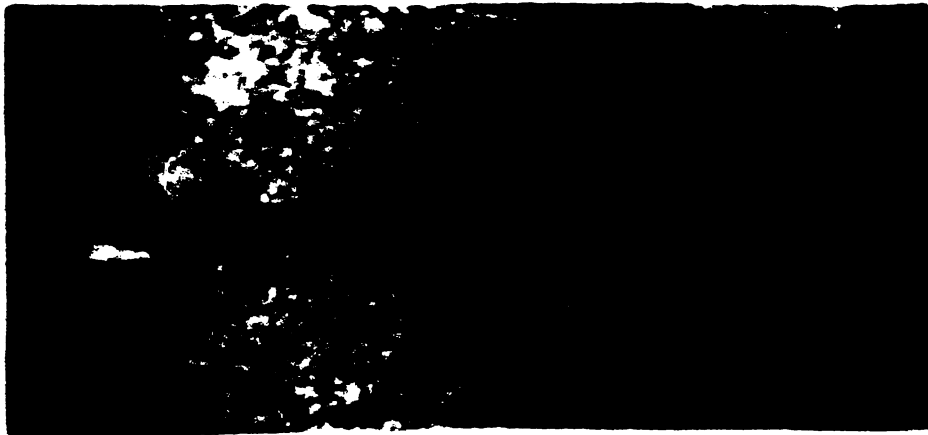


Fig.7.5.4

$t=1,2 \text{ sec.}$

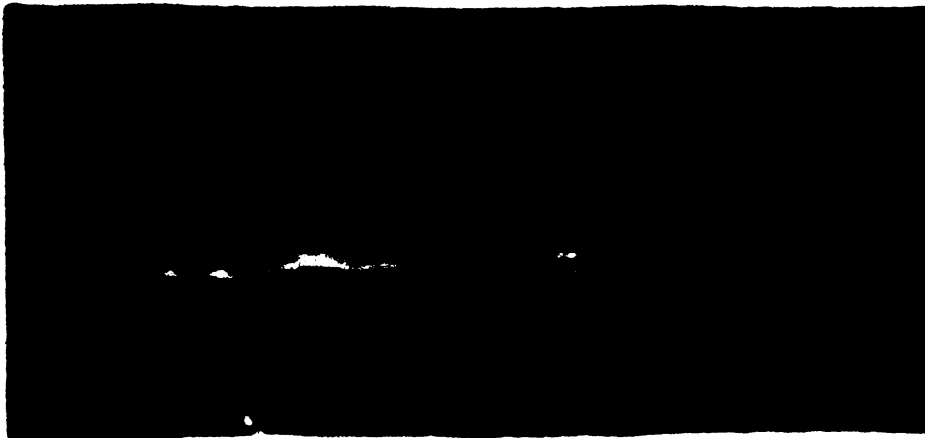


Fig.7.5.5

$t=11 \text{ sec.}$

Prelucrarea orificiului cu un fascicul de electroni accelerat de un voltaj de 149 kV și cu o intensitate de 1 mA este caracterizată prin:

a - orificiu conform fig.7.4.1; 7.4.2 și 7.4.3 care s-a penetrat materialul ca urmare a acțiunii fascicului de electroni și a microasperităților pe pereți

b - pasul microasperităților este mic dar amplitudinea lor este mare

c - stratul de material rămas pe pereții orificiului este mic

PIANSA Nr.7.6

Regimul de lucru: 1000 cps; 149 kV; 7 mA.

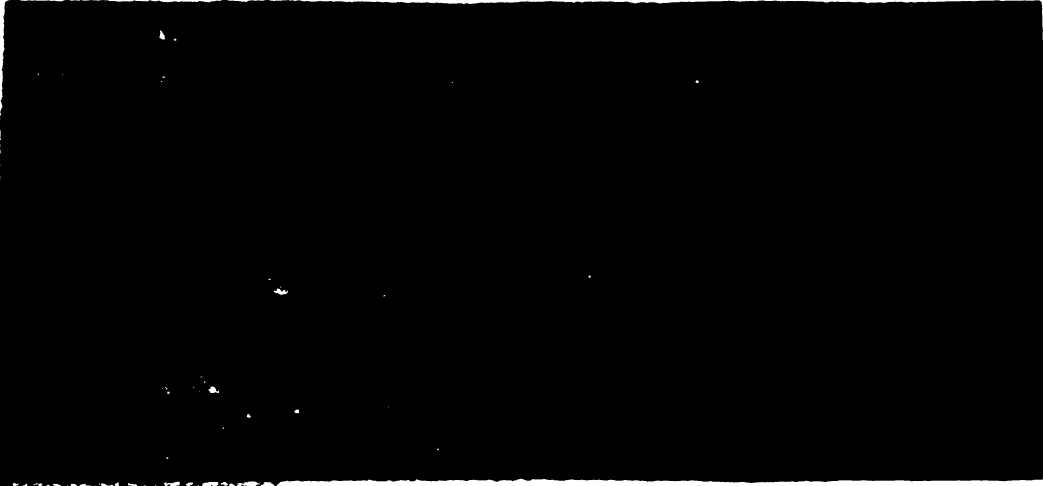


Fig.7.6.1

t=1,8 .



Fig.7.6.2

t=9, sec .

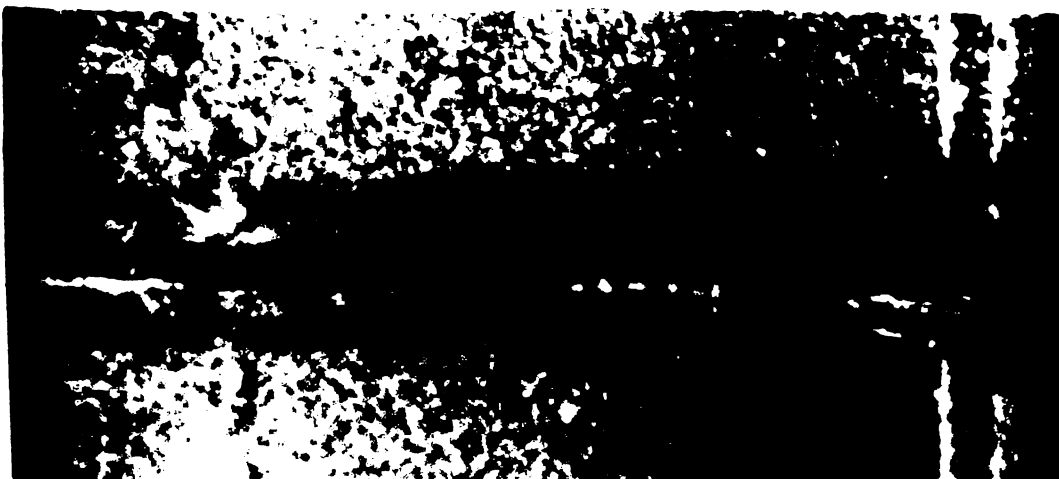


Fig.7.6.3

t=10 sec.

d - comparativ cu orificiul obținut cu același regim de lucru dar cu frecvența de 350 c.p.s. diametrul inferior este cu 4% mai mic (tabelul 6.1).

În condițiile păstrării voltajului de accelerare dar a reducerii intensității fascicolului de electroni se obține:

a - penetrare cu microasperități mari lucru evidențiat de fig.7.5.1; 7.5.4; 7.5.8.

b - stratul de material topit și solidificat în orificiu este mic

c - diametrul inferior al orificiului corespunzând timpului de 10 sec fig.7.5.5 este cu 6% mai mic decât celui corespunzător fig.7.4.4 obținut cu regimul de lucru de 149 kV 10 mA și aceeași frecvență.

La scăderea în continuare a intensității fascicolului se constată următoarele situații diferite de cele prezentate până acum la această frecvență.

a - diametrul inferior al orificiului obținut ca urmare a prelucrării cu fascicol de electroni al probei din fig.7.6.2 este mai mic cu 16% față de cel al probei din fig.7.4.4.

Penetrând un oțel de construcție cu un fascicol de electroni la care se scade voltajul de accelerare păstrându-se intensitatea fascicolului la maxim se constată următoarea situație diferită față de precedentă:

a - diametrul orificiului conform probei din fig. 7.7.4, prelucrat la un timp de 10 sec este cu 21% față de diametrul probei din fig.7.3.7 și cu 15% față de diametrul probei din fig.7.4.4.

Prelucrarea rezultatelor de mai sus corespunzătoare frecvenței de lucru de 1000 c.p.s. duce la același concluzii ca și în cazul frecvenței de lucru de 350 c.p.s. atât doar că în acest caz diametrele sînt mai mici decât cele de la regimul de lucru anterior.

7.1.3. Prelucrarea oțelului de construcție cu fascicol continuu.

Prelucrarea materialului este asemănătoare cu cazurile precedente, fapt ilustrat prin fotografiile din următoarele plășe.

Datorită fascicolului continuu care exercită o încălzire uniformă a materialului presiunea fascicolului împiedicând procesul de penetrare, nu se obține perforarea materialului cu toate că se folosesc puteri și timpi mari de prelucrare.

Penetrarea cu fascicol constant de electroni cu voltaj de accelerare și intensitate mari se caracterizează prin următoarele :

a - nu s-au obținut orificii, materialul încălzindu-se dar partea topită a fost în mică măsură expulzată din orificiu.

b - microasperitățile din partea unde s-a generat orificiul sînt mari și distanțele la un pas mare

c - la partea superioară a orificiului s-a depus materialul topit care a fost expulzat din canal.

În condițiile reducerii voltajului de accelerare și a păstrării intensității maxime a fascicolului nu se obține nici orificiu parțial constatîndu-se următoarele:

a - apar chiar topiri în partea superioară care generează un crater a cărui adîncime crește cu timpul de lucru

b - sub acțiunea fascicolului de electroni materialul supus bombardamentului este influențat termic pe aceeași suprafață ca și în cazul prelucrării cu fascicol pulsatoriu.

Din compararea planșelor acestui capitol și pe baza măsurărilor diametrelor din capitolul precedent se evidențiază faptul că din cele 3 regimuri de lucru cel care asigură o penetrare mai optimă este cel cu pulsația de 350 cicluri pe secundă. Acest regim asigură intermitența necesară ruperii prin explozie a peliculei străbătute de electronii fascicolului. Cu cît crește numărul de cicluri pe secundă mărindu-se timpul de acțiune a fascicolului asupra piesei, cazul la 1000 cicluri pe secundă sau fascicol continuu nu se asigură timpul necesar ruperii peliculei străpunse, presiunea fascicolului de electroni împiedicînd acest lucru.

## 7.2. Cercetări privind modificări ale structurii oțelului de construcție.

Din analiza macroscopică a rezultat că în jurul orificiului executat prin prelucrarea cu fascicol de electroni

Fig. 7.7

Regimul de lucru: 1000 cps; 134 kV; 10 ml.



Fig.7.7.1

t=0,2 sec



Fig.7.7.2

t=1,8 sec



Fig.7.7.3

t=7,

Fig. 7.7 (continuare)

Regimul de lucru: 1000 cps; 100 kV; 10 mA



Fig. 7.7.4

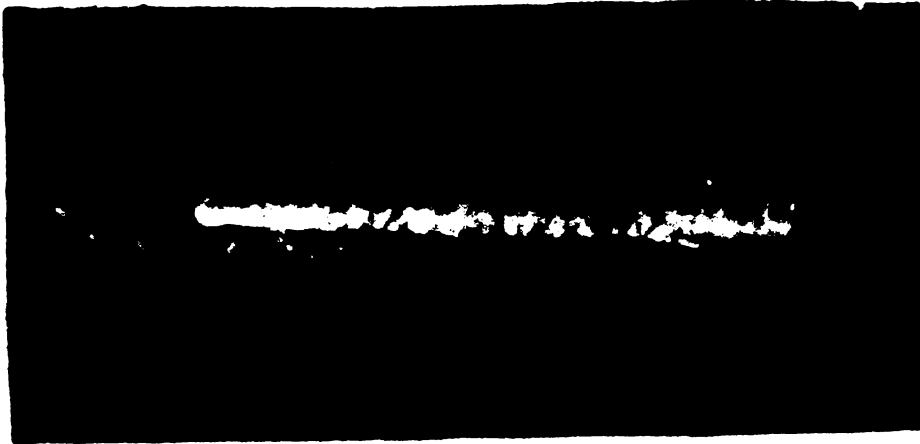


Fig. 7.7.5

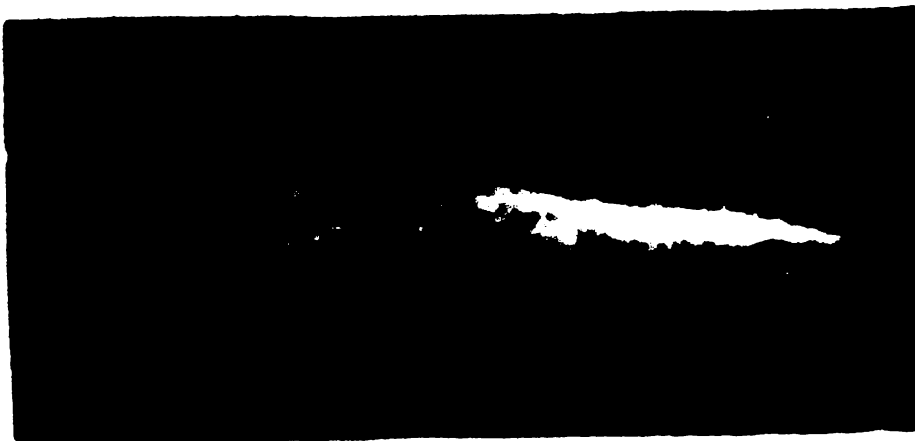


Fig. 7.7.6



Fig. 7.7 (continuare)

Regimul de lucru: 1000 cps; 134 kV; 10 mA



Fig.7.7.7

t=10 .sec

talul a suferit transformări de fază. Cu scopul de a face precizări asupra acestor modificări structurale s-au făcut secțiuni metalografice asupra stratului marginal al probelor.

Probele au fost pregătite pentru examinarea metalografică în conformitate cu prevederile STAS 4203-74. Pentru studiu s-a folosit un microscop metalografic cu posibilități de fotografiere a microstructurii.

În scopul ilustrării transformărilor structurale din interiorul orificiului prelucrat, se reproduse câteva din microstructurile studiate.

La probele conform planșei nr.7.1 la care regimul de lucru a fost 350 c.p.s. și 149 kV 10 mA se prezintă următoarele modificări de structură.

Oțelul înainte de prelucrare are o structură ferito-perlitică - granulație corespunzătoare punctajului N=8 STAS 4203-74 (Fig.7.10).

Urmasrindu-se transformările structurale pe conturul orificiului pe toată lungimea, insistându-se asupra zonei în care pătrunde fascicolul de electroni, s-a observat și asupra zonelor de ieșire a fascicolului pozițiile de ... (Fig.7.11).

.....

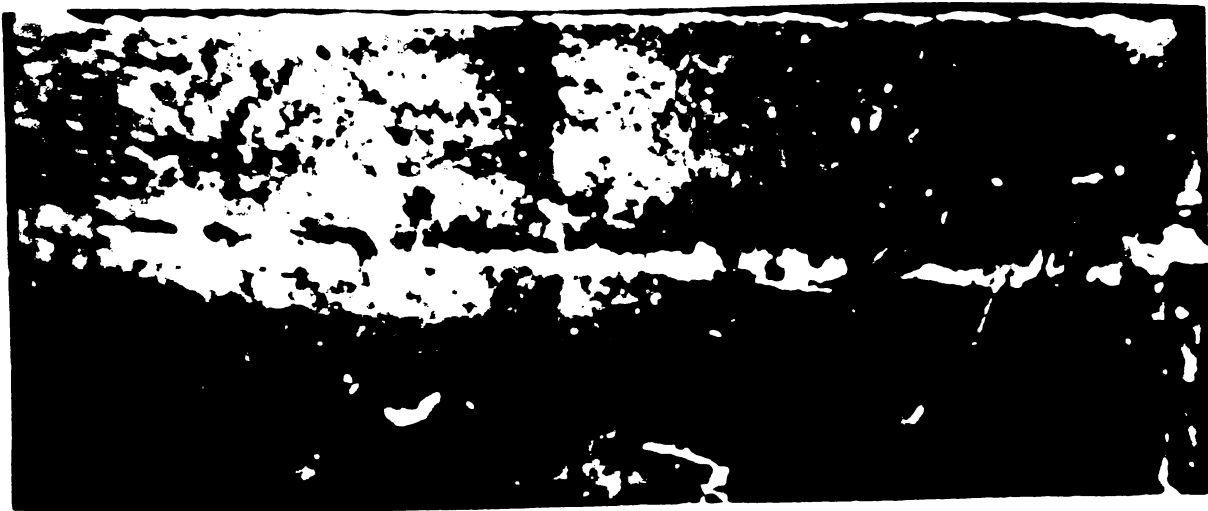
instal. de lucru: 0 eps; 110 kW; 2



.....



.....



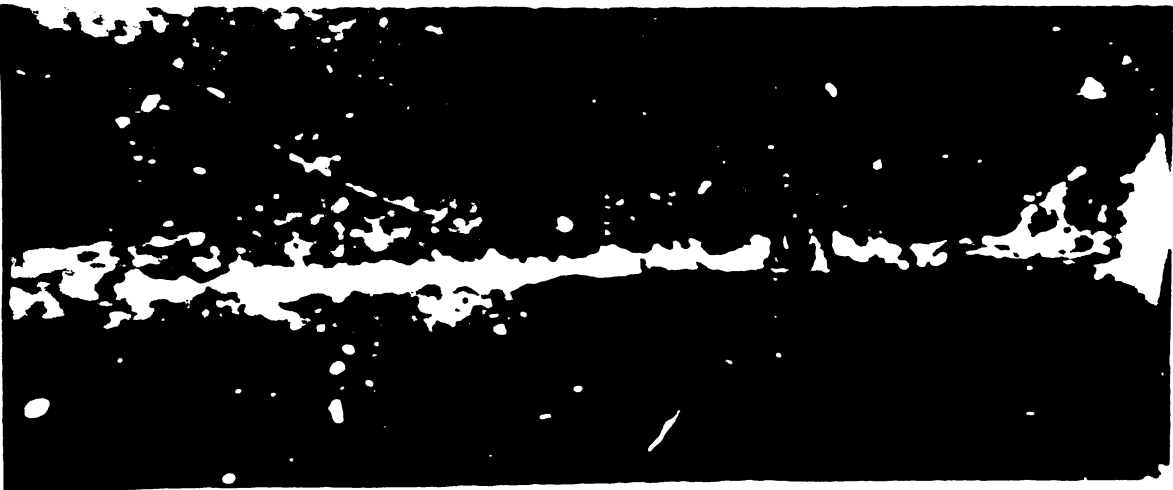
.....



...



...



Regimul de lucru: 10 cps; 149 kV; 10 mi



Fig.7.8.7

a. La prelucrarea orificiului timp de 0,2 sec se observă următoarea structură:

- structura are caracter dendritic în zona la distanță mică de fasciculul de electroni (fig.7.12).

Se observă și apariția unor cratere și fisuri în material. Se observă că structura este formată din sorbită de revenire cu precipitații de ferit la limitele foștilor grăniți austenitici.

În zona centrală a orificiului se observă clar cratere formate în material și transformarea de tip sorbitic a structurii, ne mai apărând separări de ferită (fig.7.13).

În zona de ieșire a fasciculului de electroni se observă îngustirea orificiului (zona 1), o ciocnire a materialului și apariția structurii sorbitice (fig.7.14).

La sfârșitul de acțiune al fasciculului de electroni

se observă următoarea structură în zona de ieșire

și în zona centrală a orificiului.

Structura este formată din sorbită de revenire

PLANA Nr.7.9

Regimul de lucru: 0 cps; 134 kV; 10 mA



Fig.7.9.1

t=0,2 sec



Fig.7.9.2

t=1,8 sec

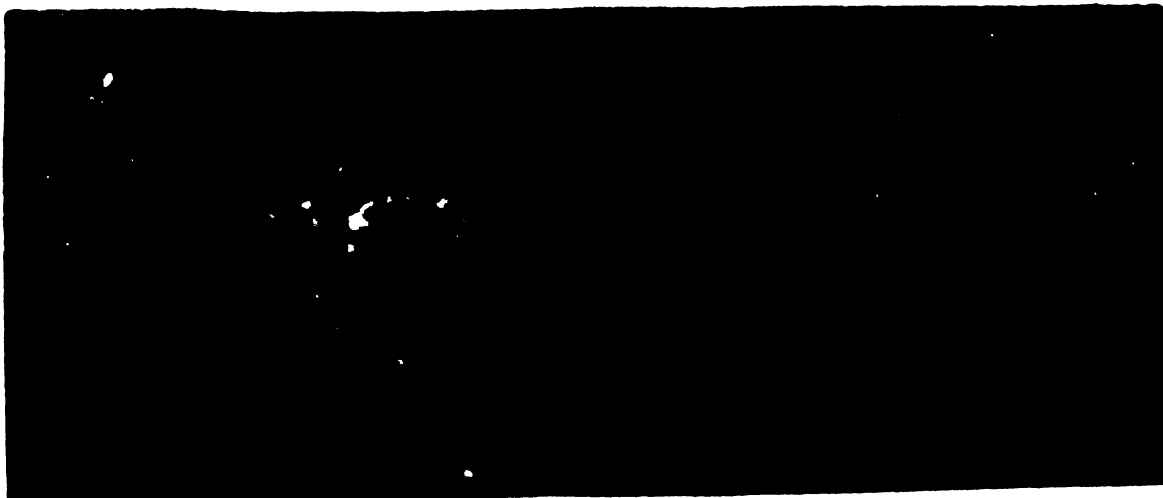


Fig.7.9.3

t=2,8 sec

...



...

$t=1.2$  sec



Fig. 7.9.5

$t=3$  sec

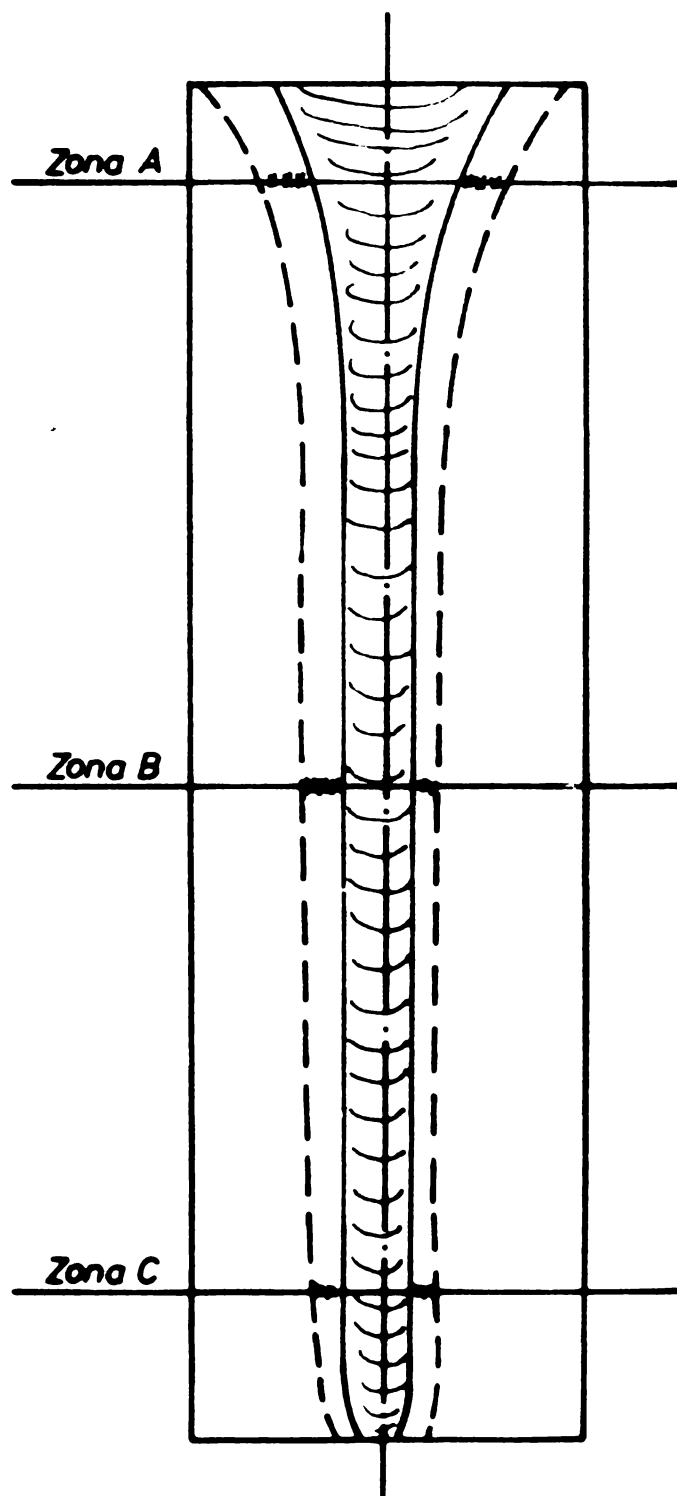


...



Fig.7.10. Structura ferito-perlitică  
a materialului de bază.





**Fig.7.11. Secțiune prin orificiu - zone de măsurare.**

pozități mai mici ale peretelui canalului și structura tre-  
de la tip bainitic la troostită de călire (fig.7.16 și  
7.17).

În partea finală a orificiului, structura este for-  
mă din bainită (fig.7.18).

c. Dacă timpul prelucrării crește la 4,2 sec



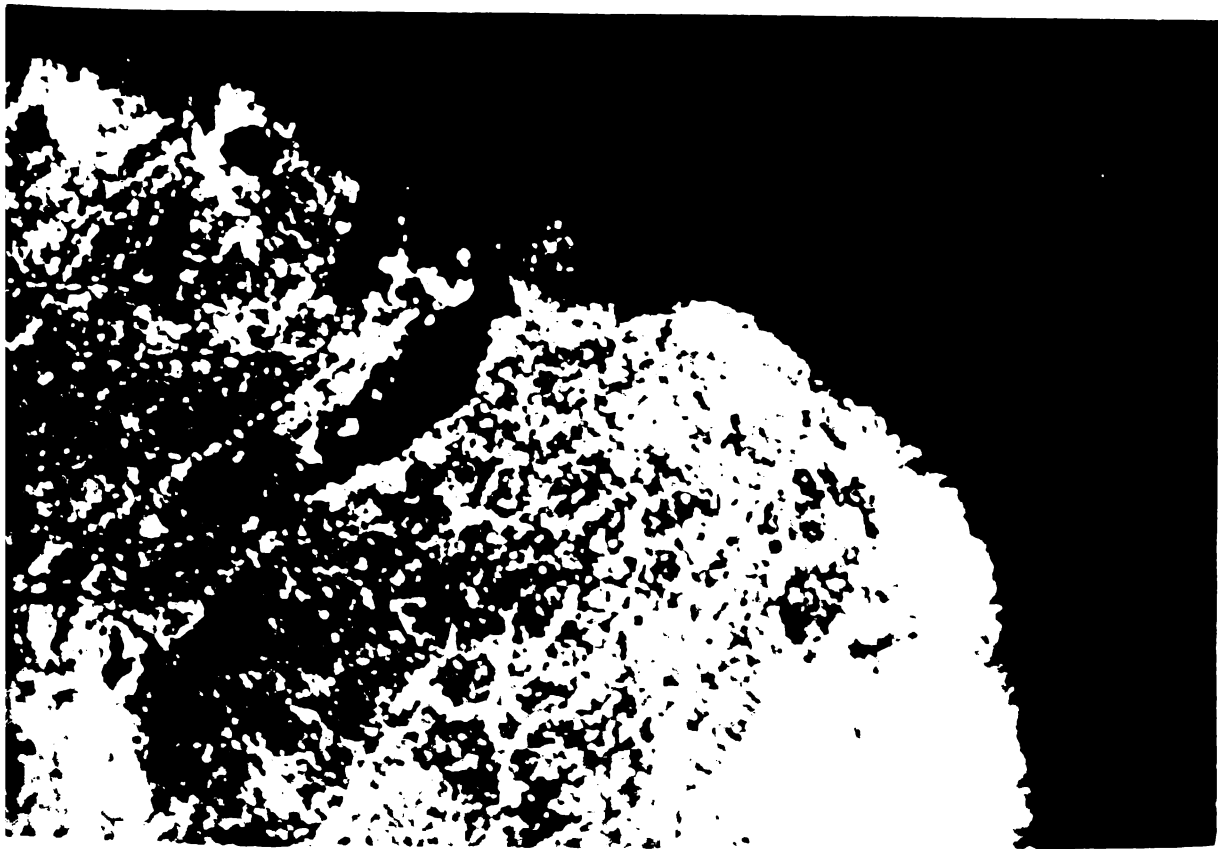


Fig. 7.12. Structură cu caracter  
ferritic în zona de atac a fasci-  
colului de 350 cps; 149 KV; 10 mA.



Fig. 7.13. Structură tip sorbitic  
cu separări de ferrită în zona cen-  
trală a orificiului; 350 cps;  
149 KV; 10 mA.

Fig. 7.14. Structura sorbitilor în zona de legire a fasciolelor din

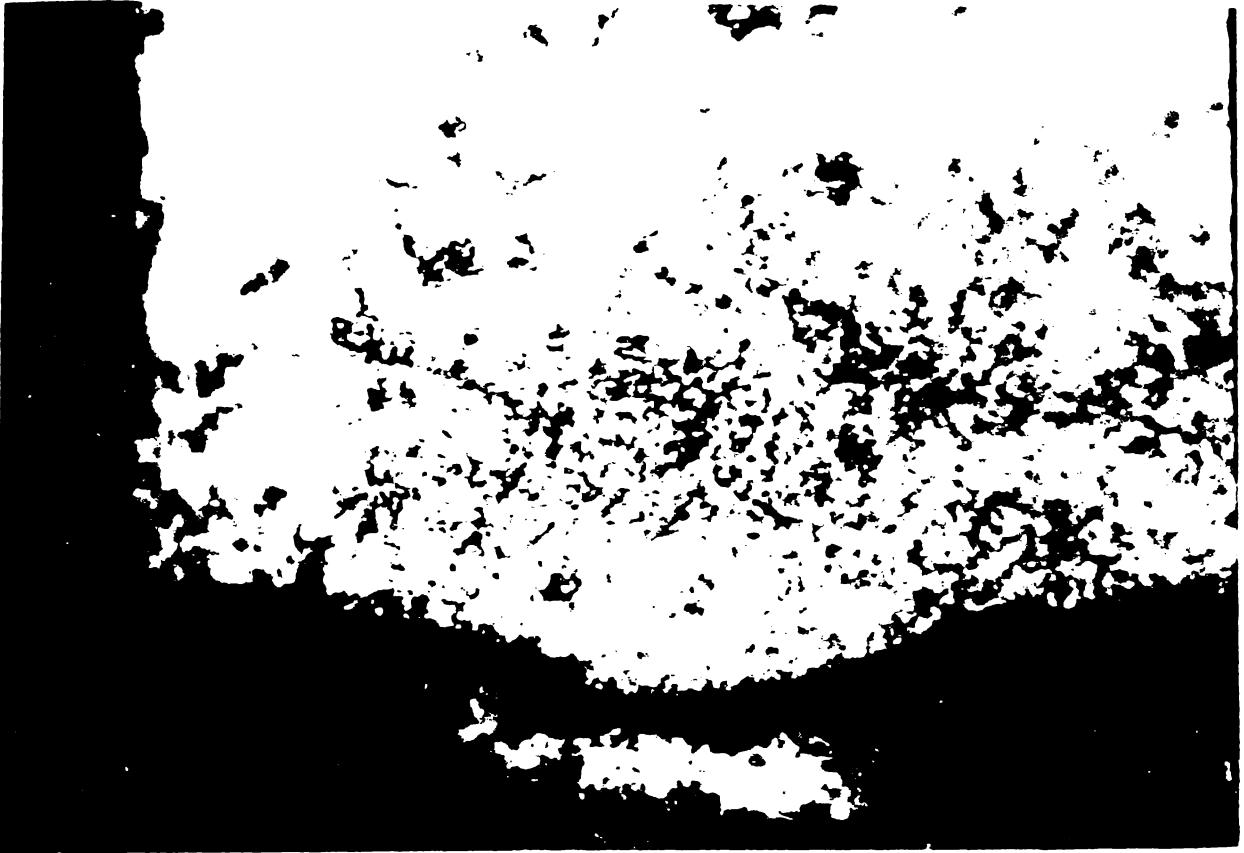
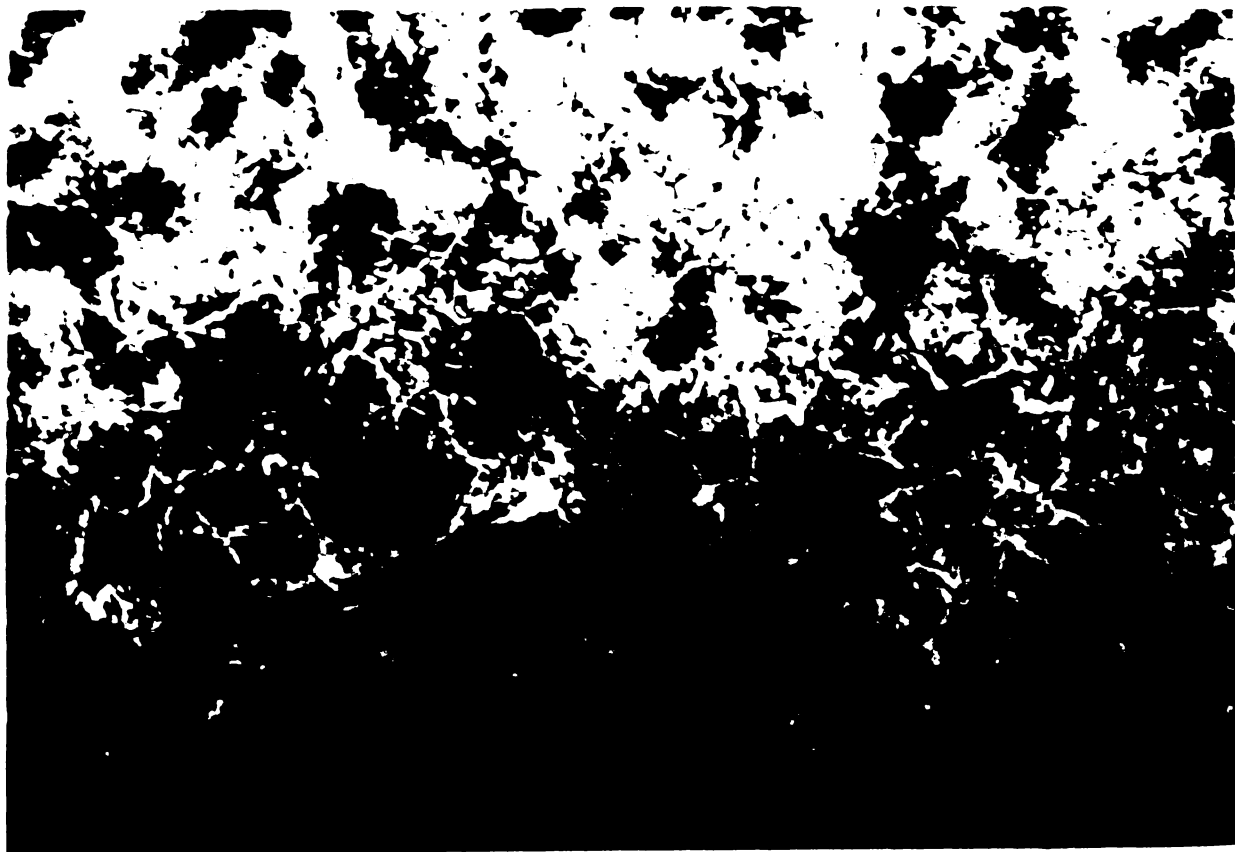
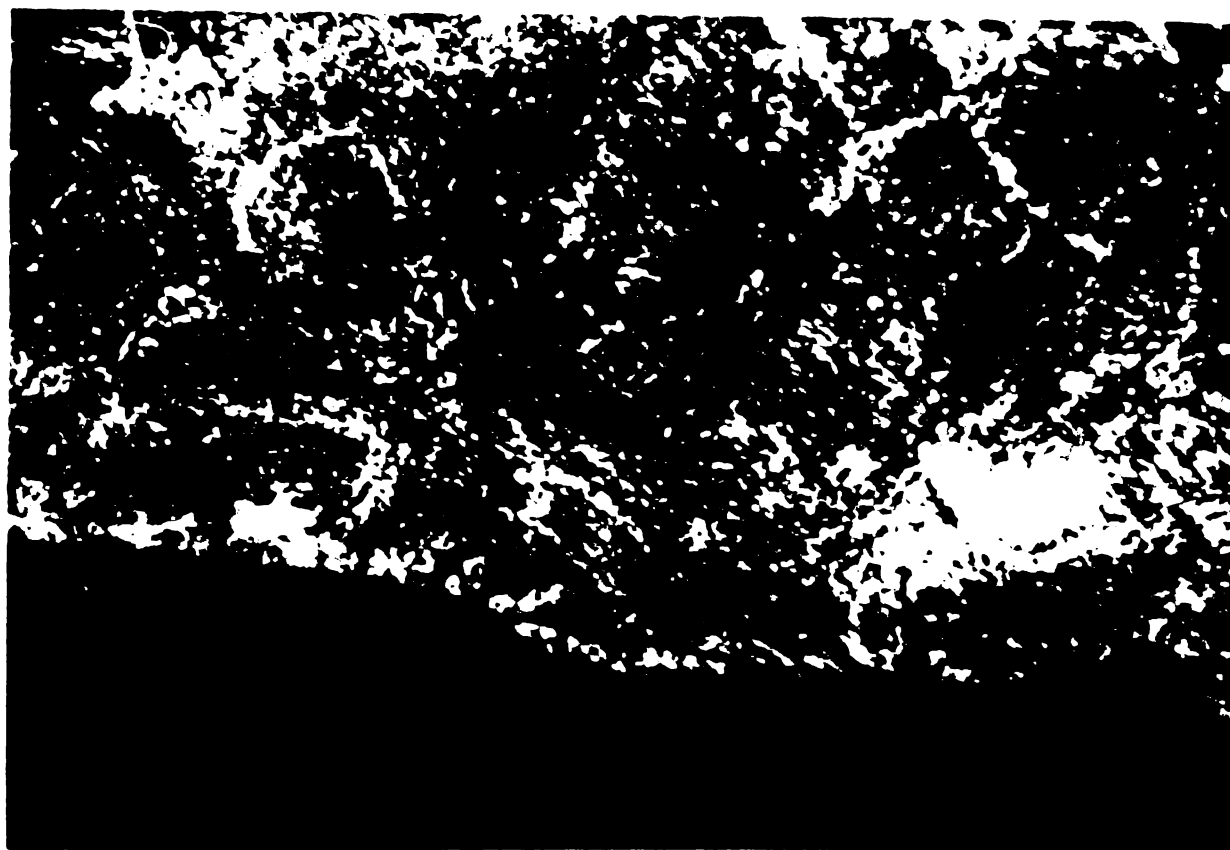


Fig. 7.15. Structura balnitiilor în zona de începere a prelucrării: 350 ops; 149 KV; 10 mA.





**Fig.7.16. Zona de trecere de la structura bainitică la structura troostitică de călire 350 cps; 149 KV; 10 mA.**



**Fig.7.17. Zona de trecere de la structura bainitică la structura troostatică de călire 350 cps; 149 KV; 10 mA.**

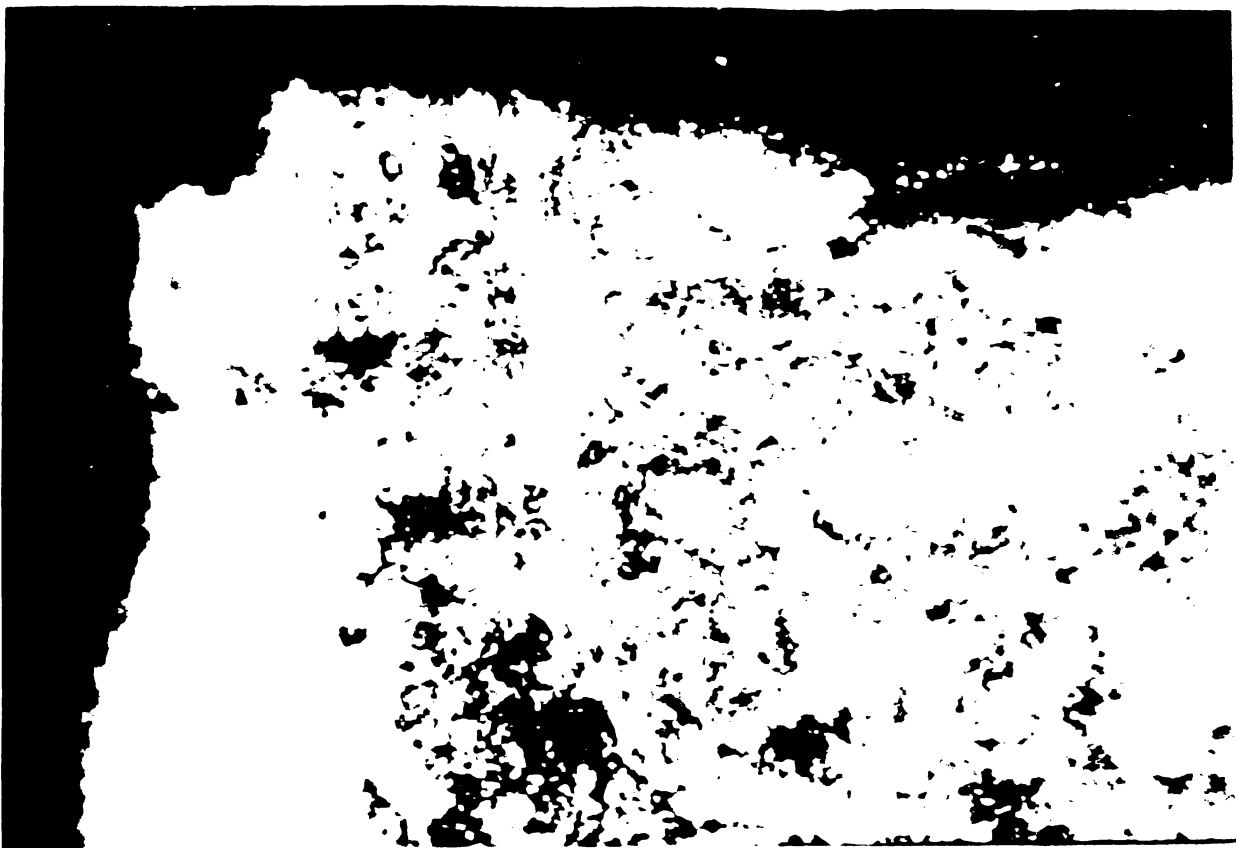


Fig.7.18. Structura bainitică la partea finală a orificiului 350 cps; 149 KV; 10 mA.

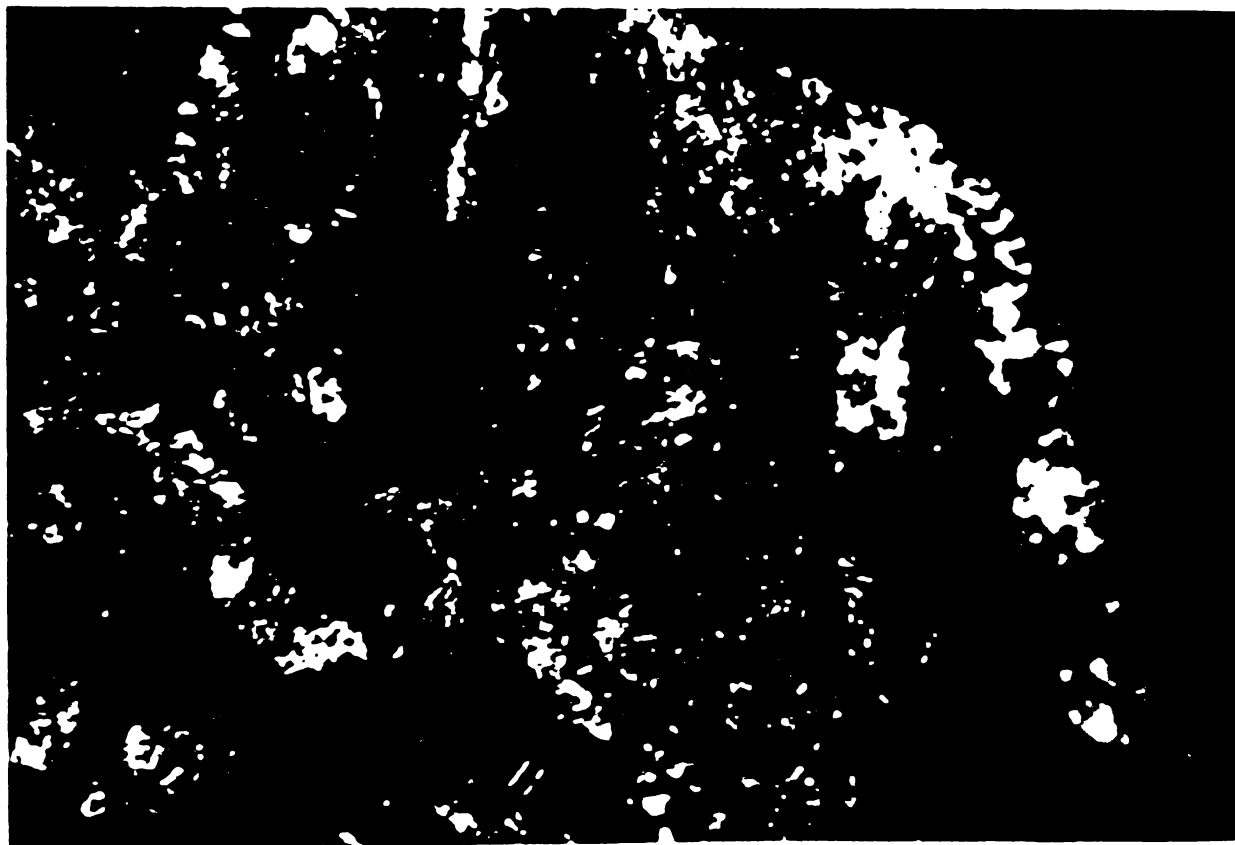


Fig.7.19. Troostire de calire la zona de început a canalului 350 cps; 149 KV, 10 mA.

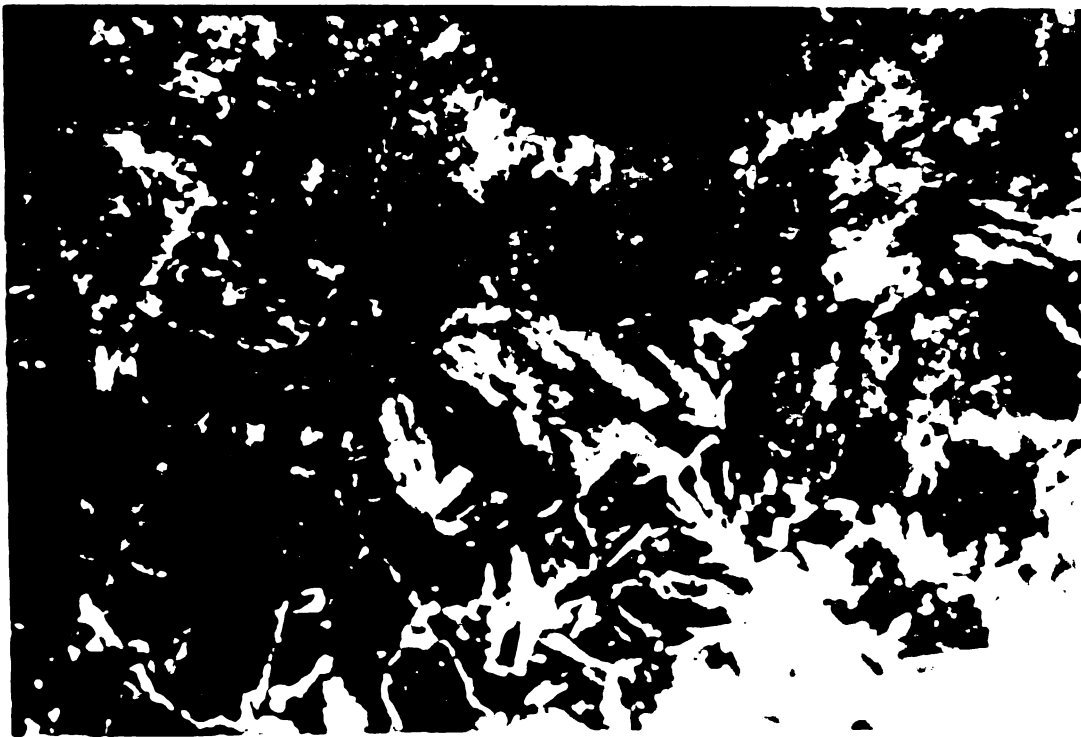


Fig. 7.21. Structura de troostita -  
Wilmannstatten la mijlocul orificiu-  
lui 350 cps; 149 KV;  $t=0,2$  sec.

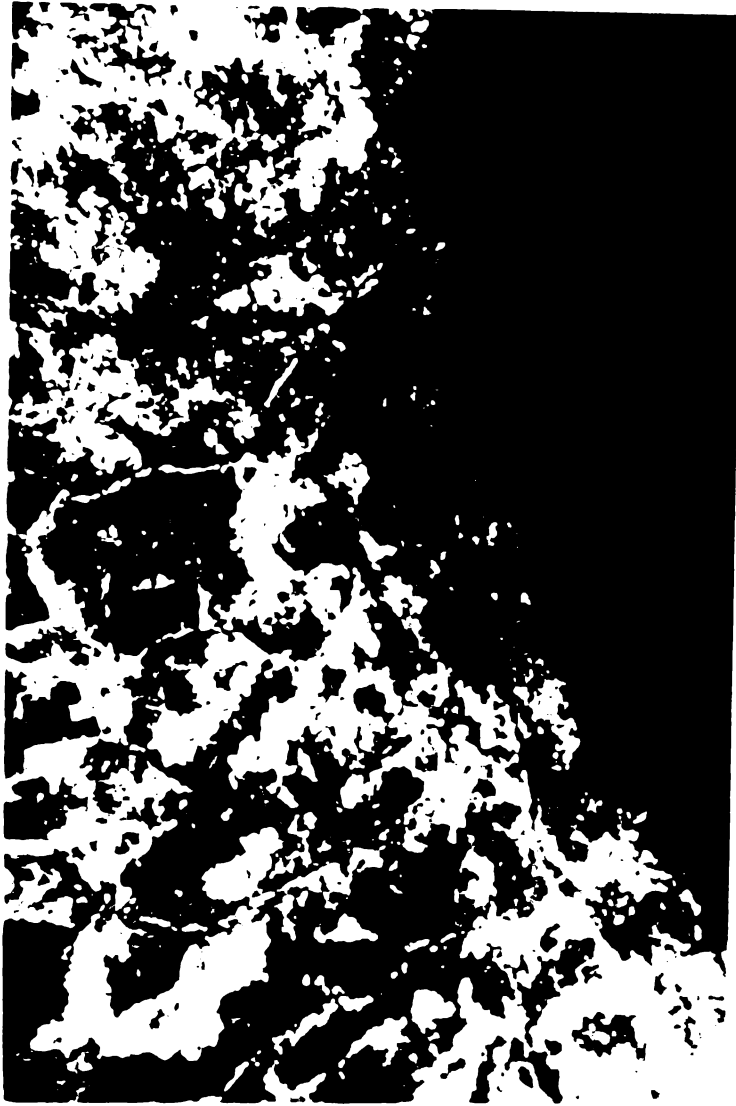


Fig. 7.20. Structura de echilibru tip  
Wilmannstatten in zona de inceput a  
orificiului 350 cps; 149 KV; 10 mA.

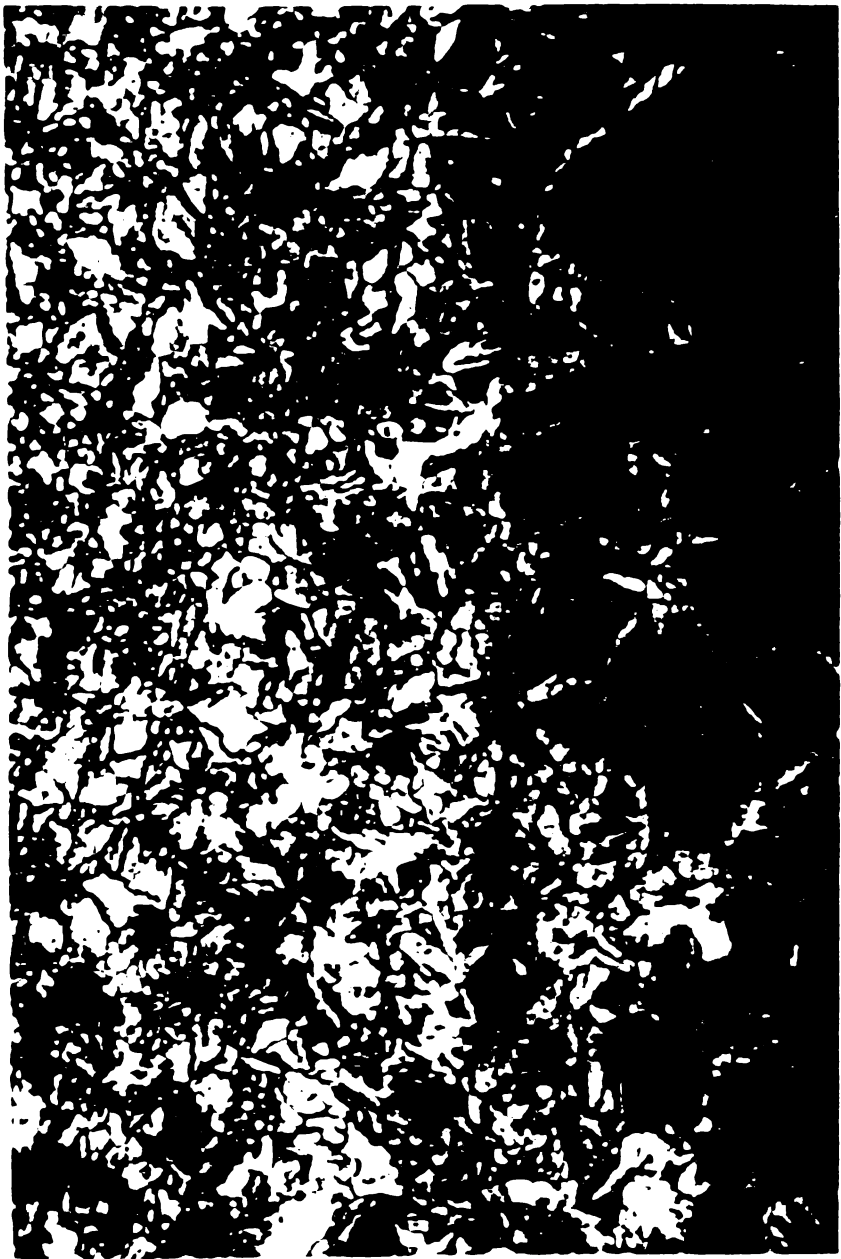


Fig. 7.22. Structura de troostit<sup>ă</sup> -  
 Widmannst<sup>ă</sup>ten la mijlocul orificiului -  
 lu<sup>ă</sup> 350 cps; 149 KV; 10 mA; t=0,2 sec.

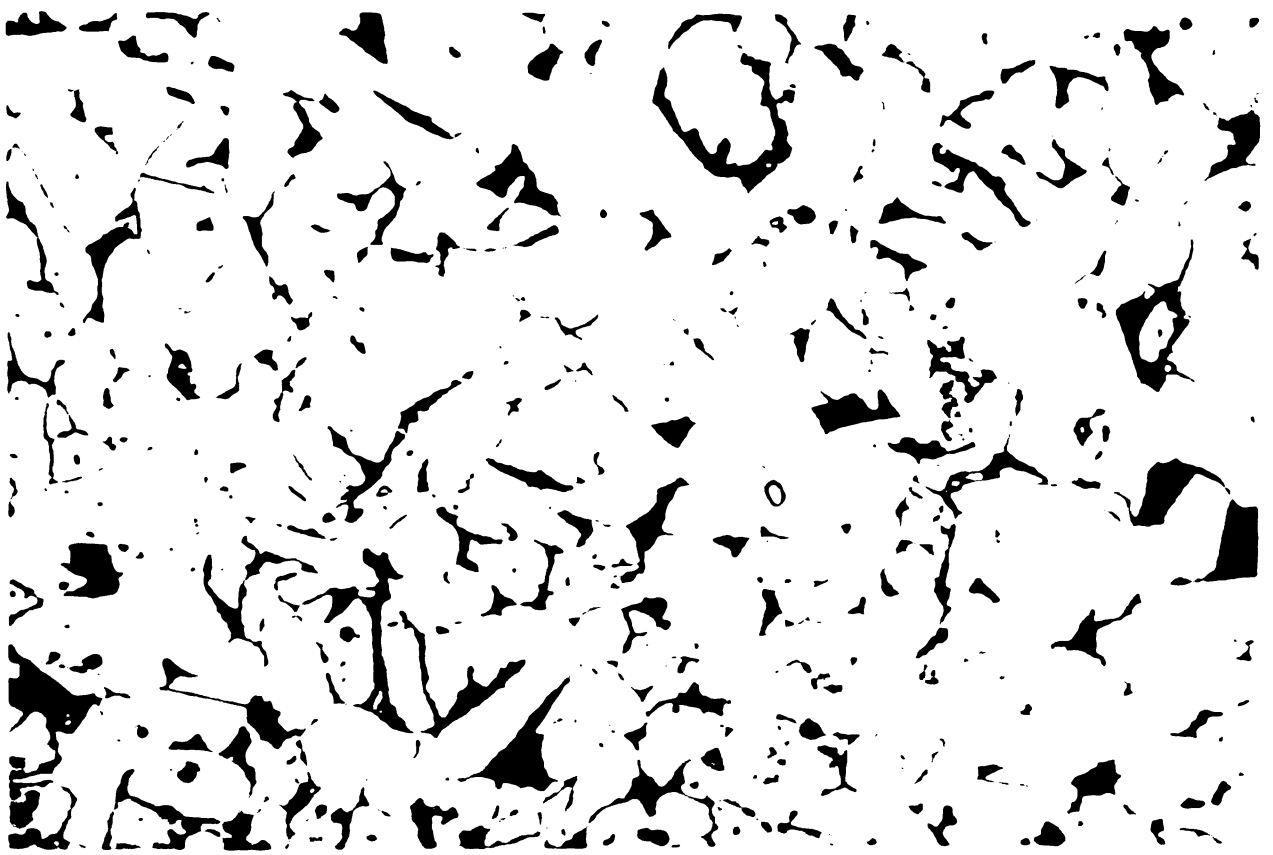


Fig. 23. Structura de tip troostitic de cal<sup>ă</sup>bre  
 și o<sup>ă</sup>sterea granulației o<sup>ă</sup>elului la sfârșitul  
 orificiului lu<sup>ă</sup> 350 cps; 149 KV; 10 mA; t=0,2 sec.

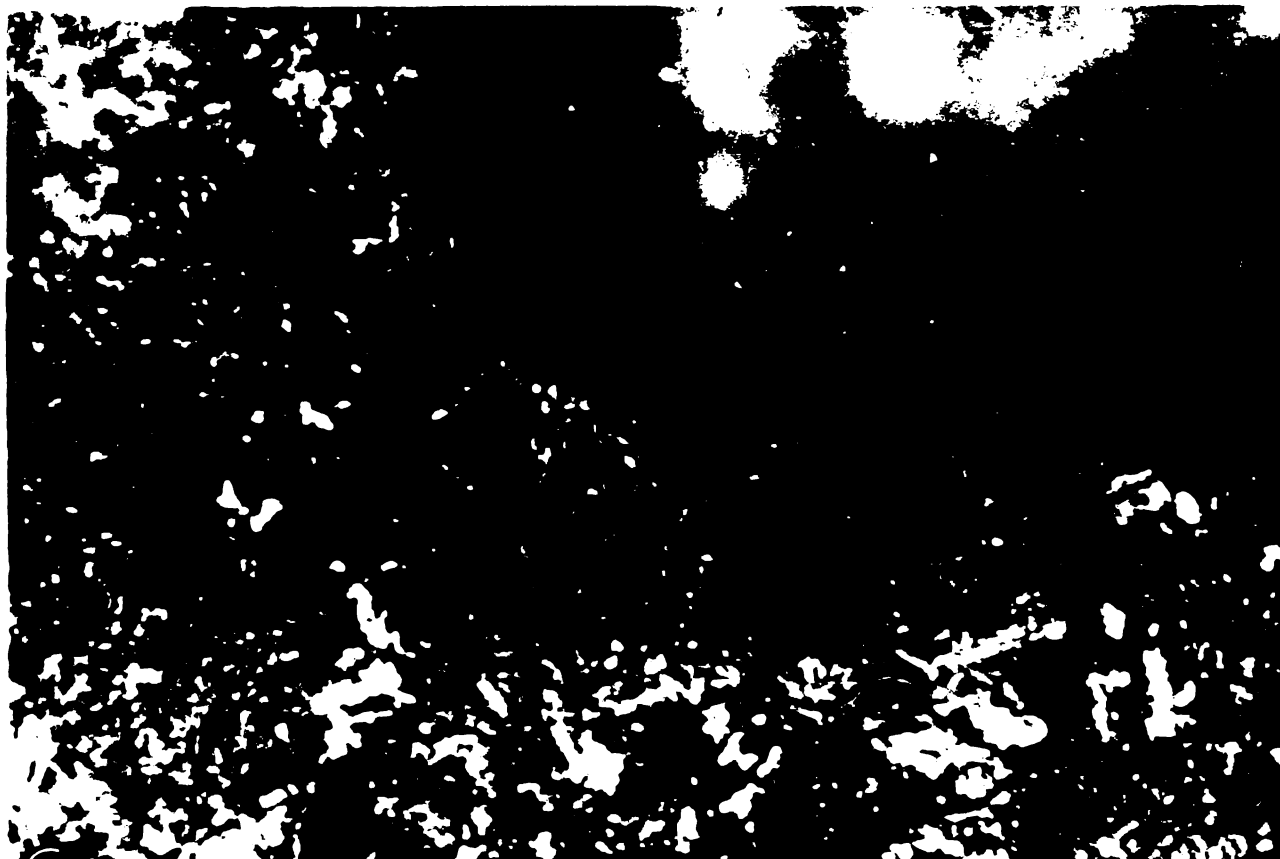


Fig.7.24. Structură tip bainitic la începutul formării orificiului 350 cps; 149 KV; 10 mA, t = 2,8 sec.

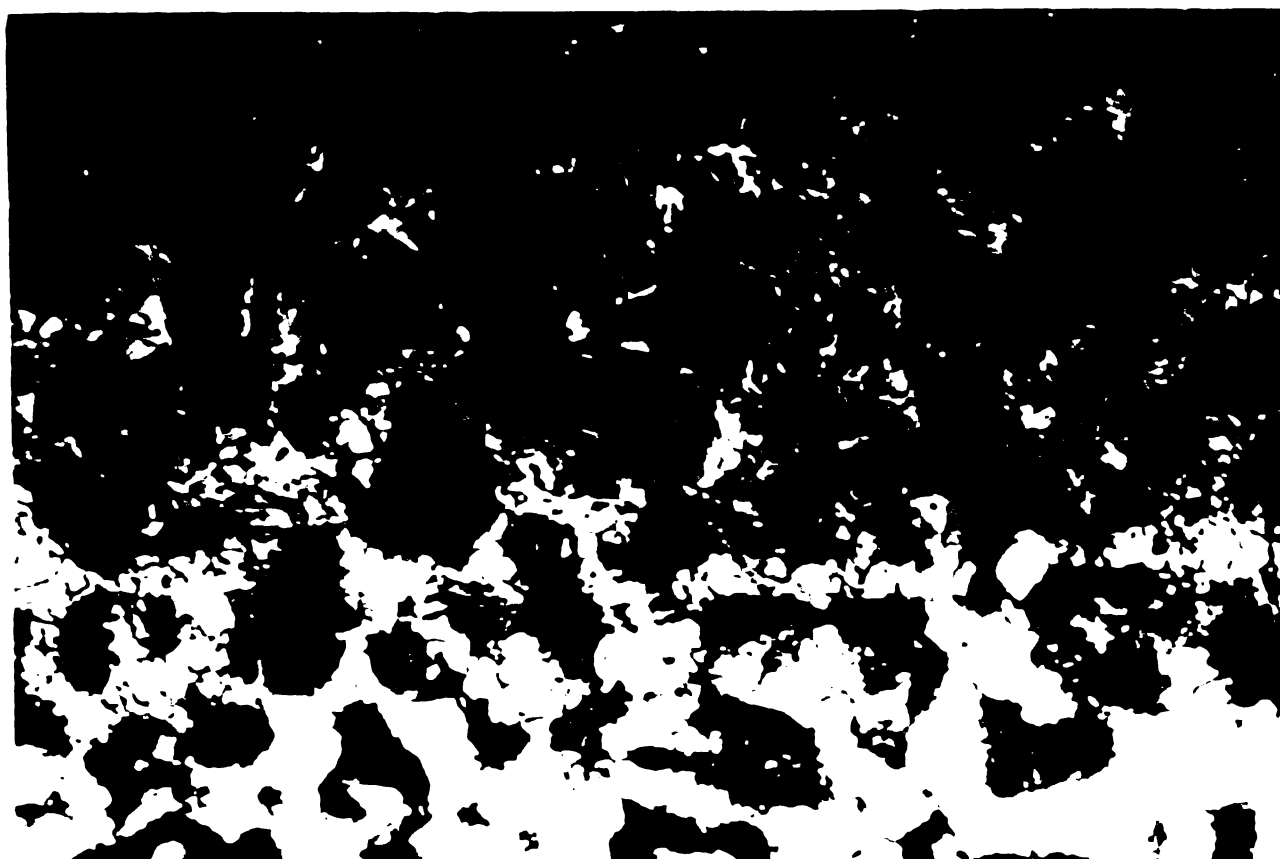
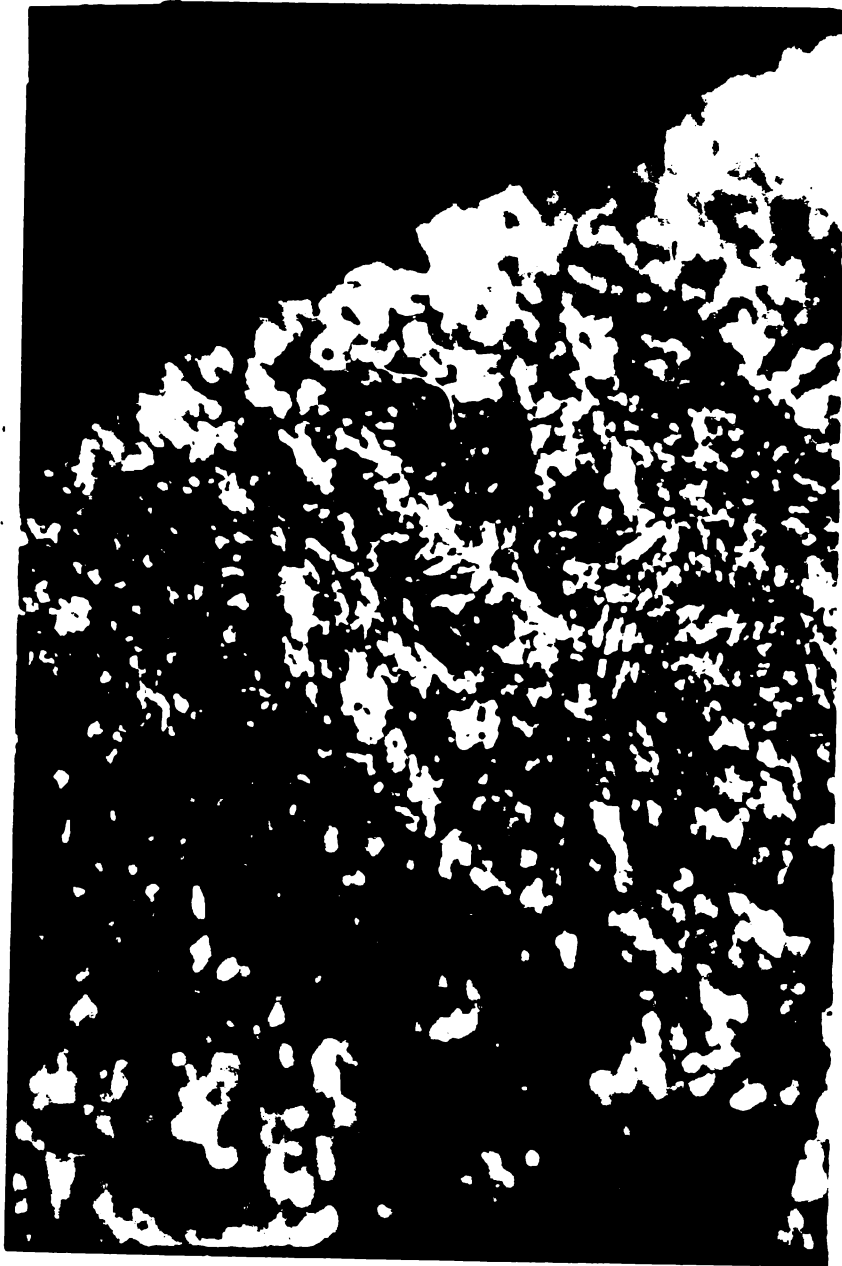


Fig.7.25. Structură de tip bainitic la începutul formării orificiului 350 cps; 149 KV; 10 mA; t = 2,8 sec.



**Fig.7.26. Structură tip bainitic - troostitic  
în zona mijlocie a orificiului 350 ops; 149 KV;  
10 mA, t=2,8 sec.**





**Fig.7.27. Structură tip bainitic sorbitic în zona de străpungere a orificiului 350 cps; 149 KV; 10 mA, t=2,8 sec.**

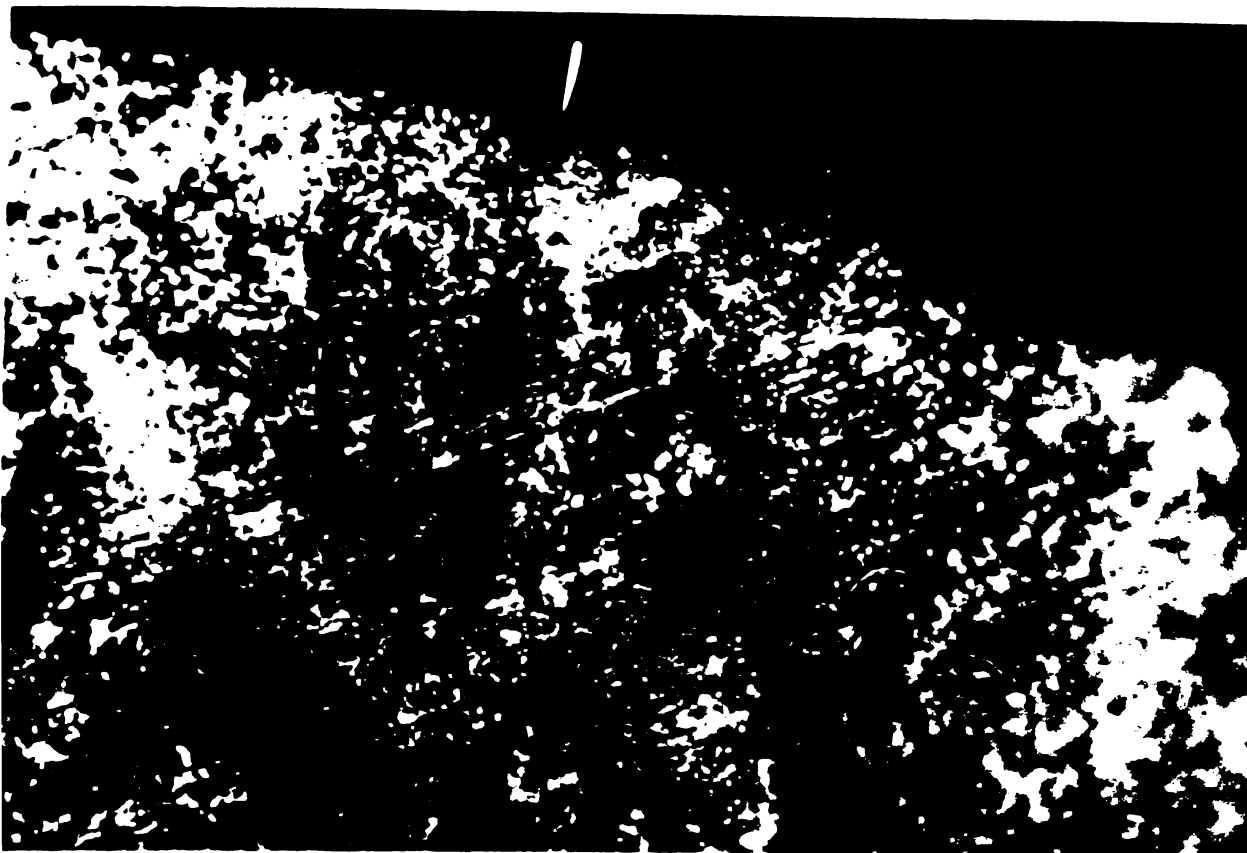


Fig.7.28. Structură sorbito-bainitică în zona de acționare a fascicolului, 0 cps; 149 KV; 10 mA,  $t = 10$  sec.

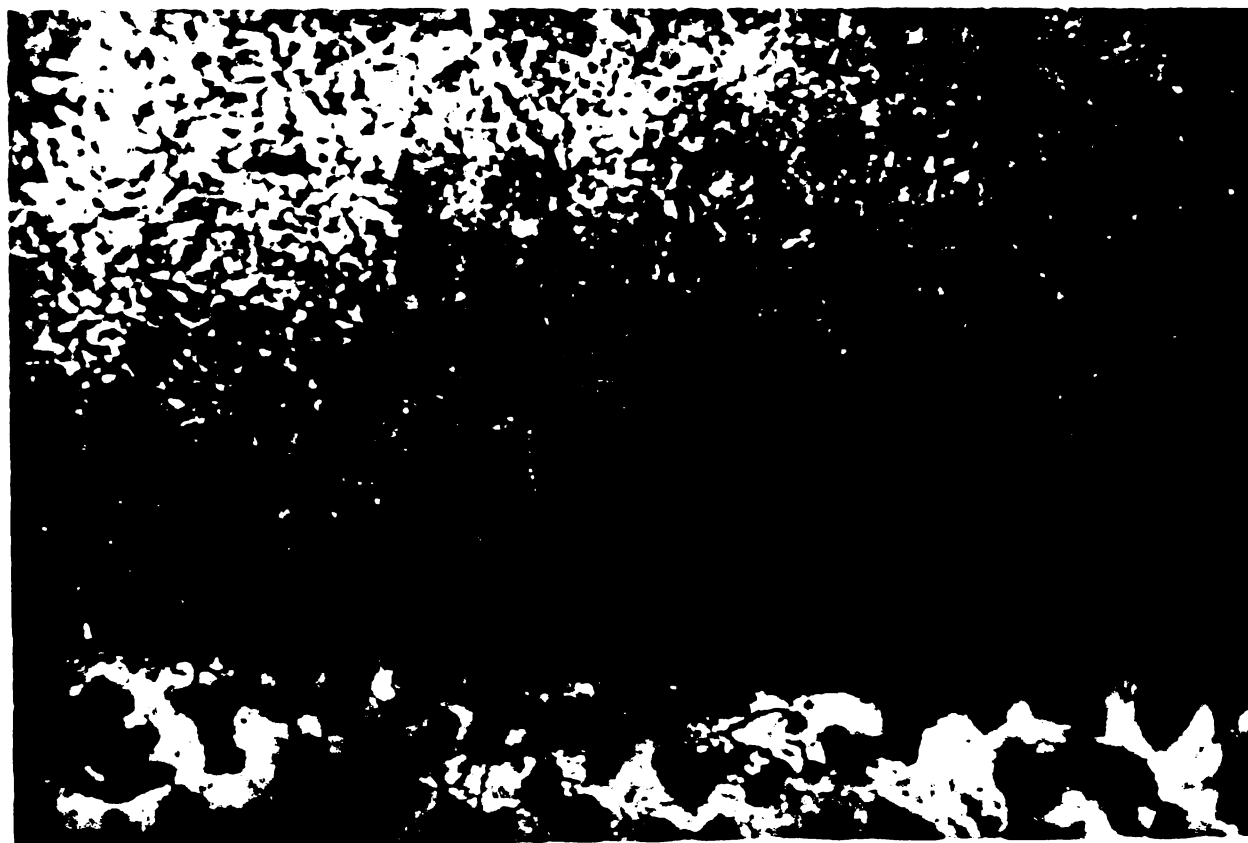


Fig.7.29. Structură sorbito-bainitică în zona de acționare a fascicolului, 0 cps; 149 KV; 10 mA,  $t = 10$  sec.



Fig.7.30. Modificări de structură la penetrare  
la orificiul nepătruns 0 cps; 149 KV, 9 mA,  
t = 10 sec.

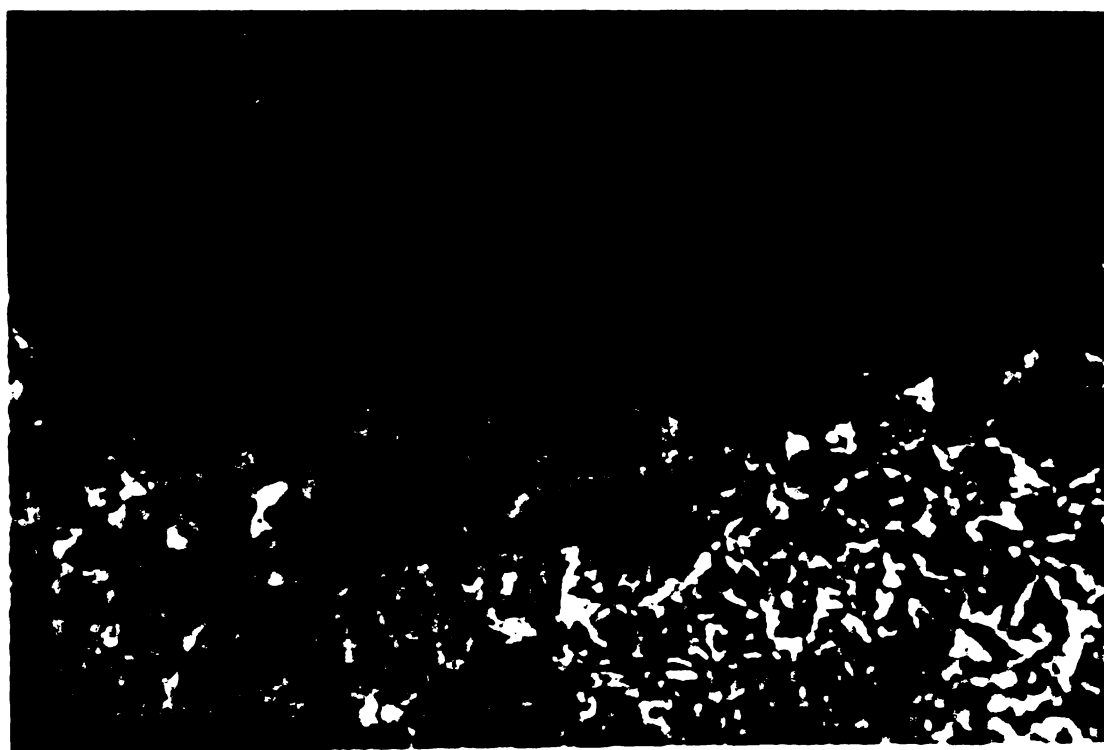


Fig.7.31. Modificări de structură la penetrare  
la orificiul nepătruns 0 cps; 149 KV; 9 mA;  
t = 10 sec.

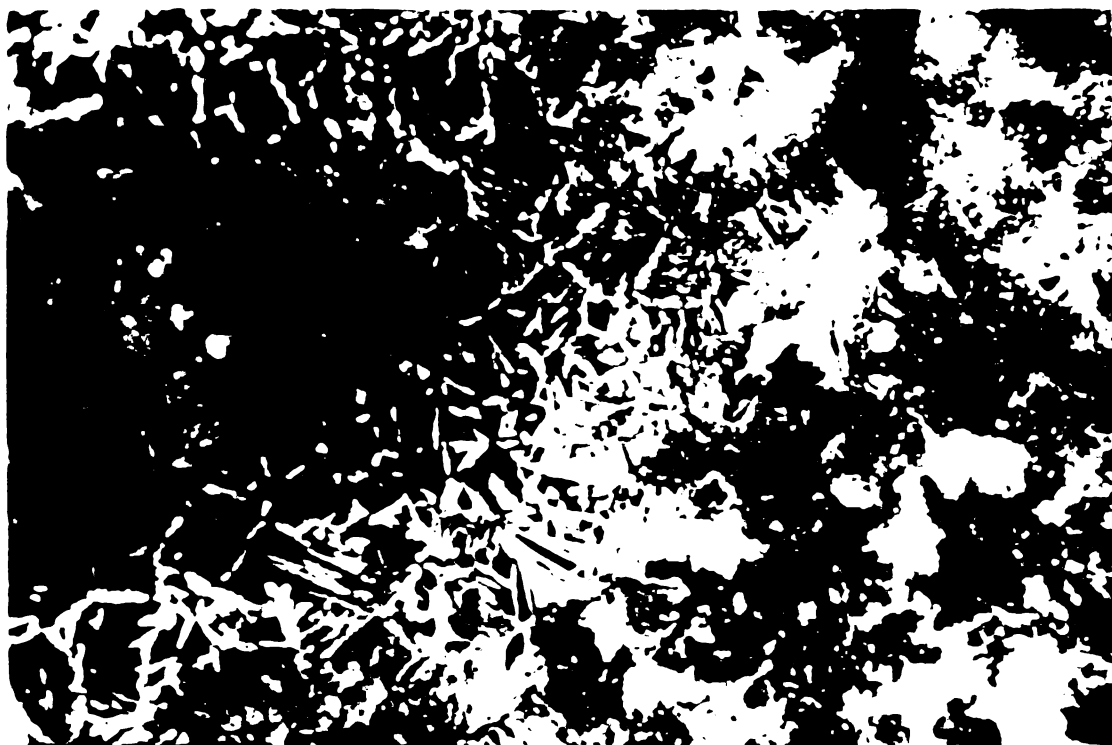


Fig.7.32. Modificări de structură la penetrare  
la orificiul nepătruns 350 ops; 149 KV, 9 mA,  
t = 10 sec.

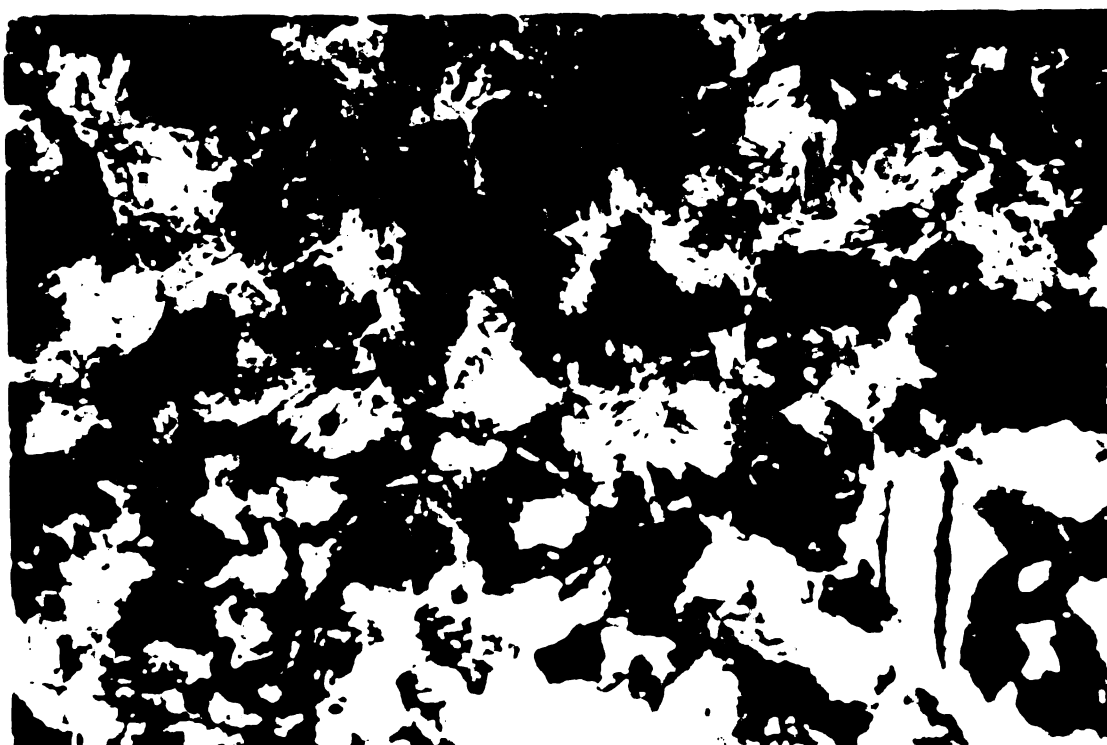


Fig.7.33. Modificări de structură la penetrare  
la orificiul nepătruns 350 ops; 149 KV; 9 mA;  
t=10 sec.

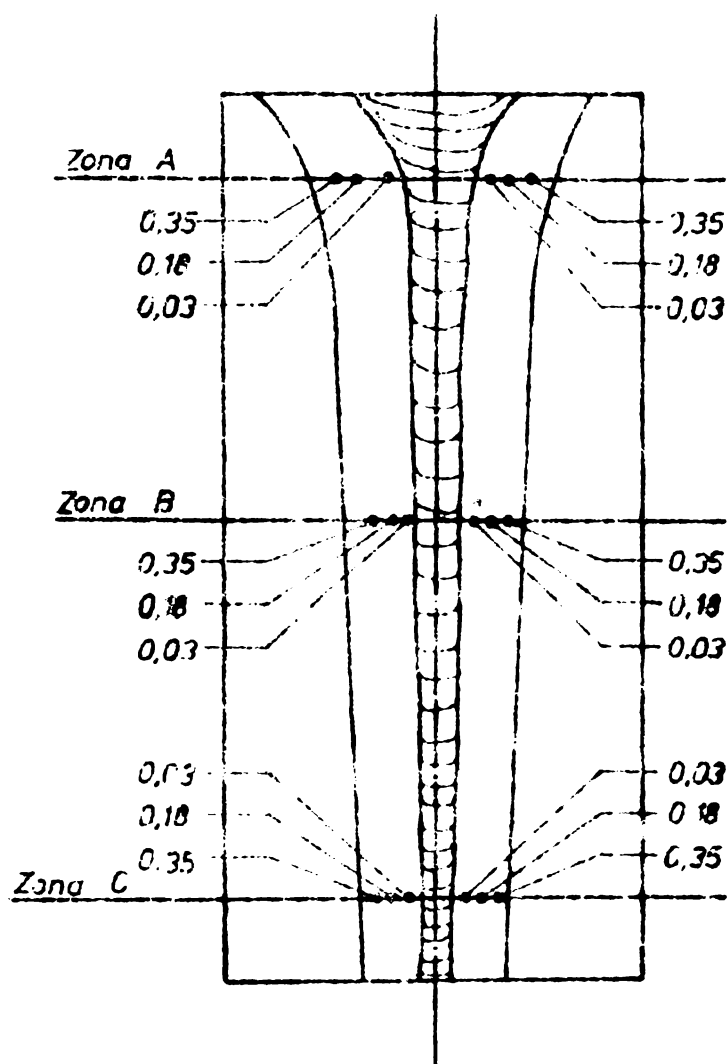


Fig.7.34. Secțiune prin orificiu - panotele de măsurare a microdurității.

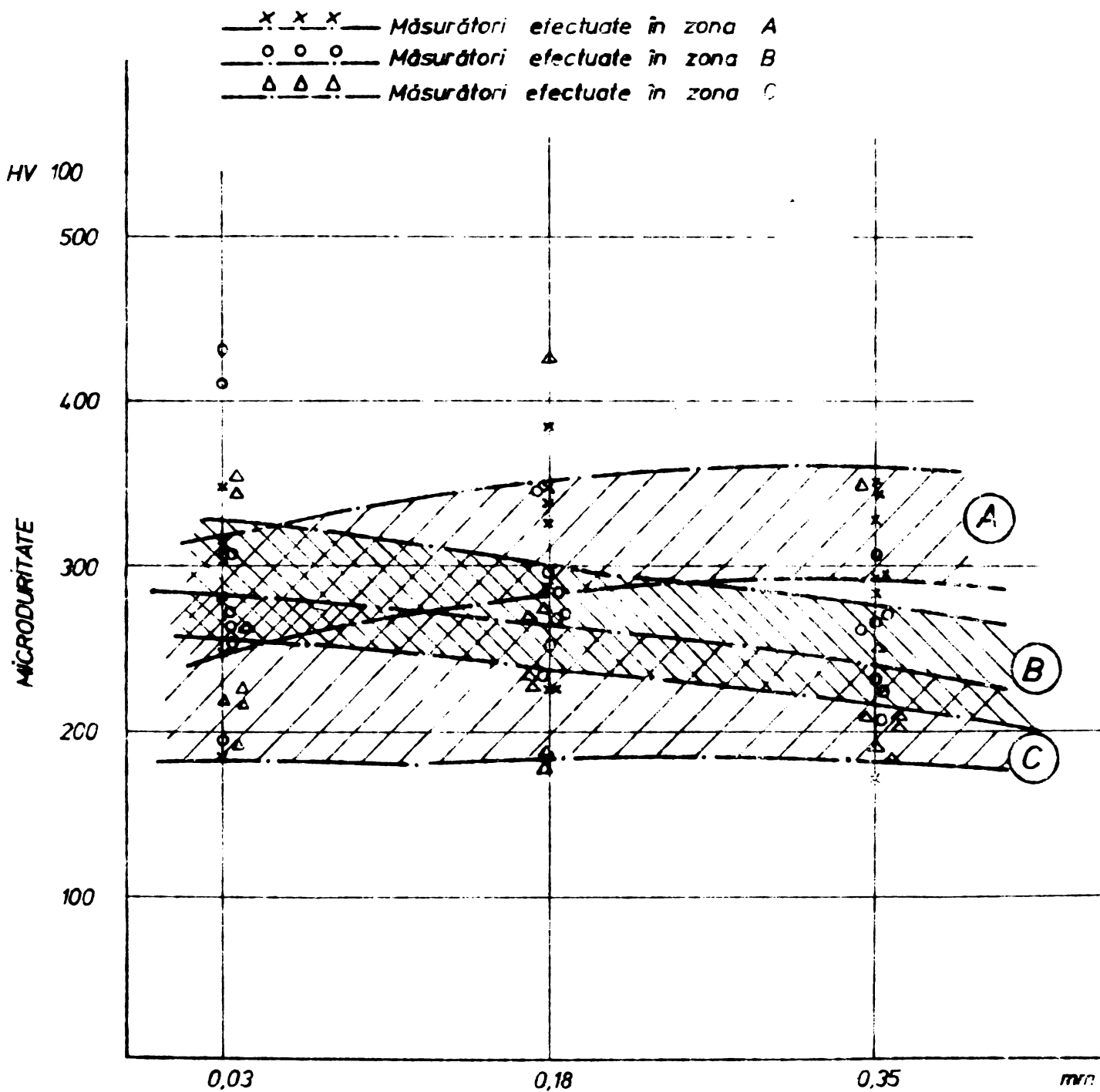


Fig.7.35. Variația microdurității funcție de adâncimea penetrării.

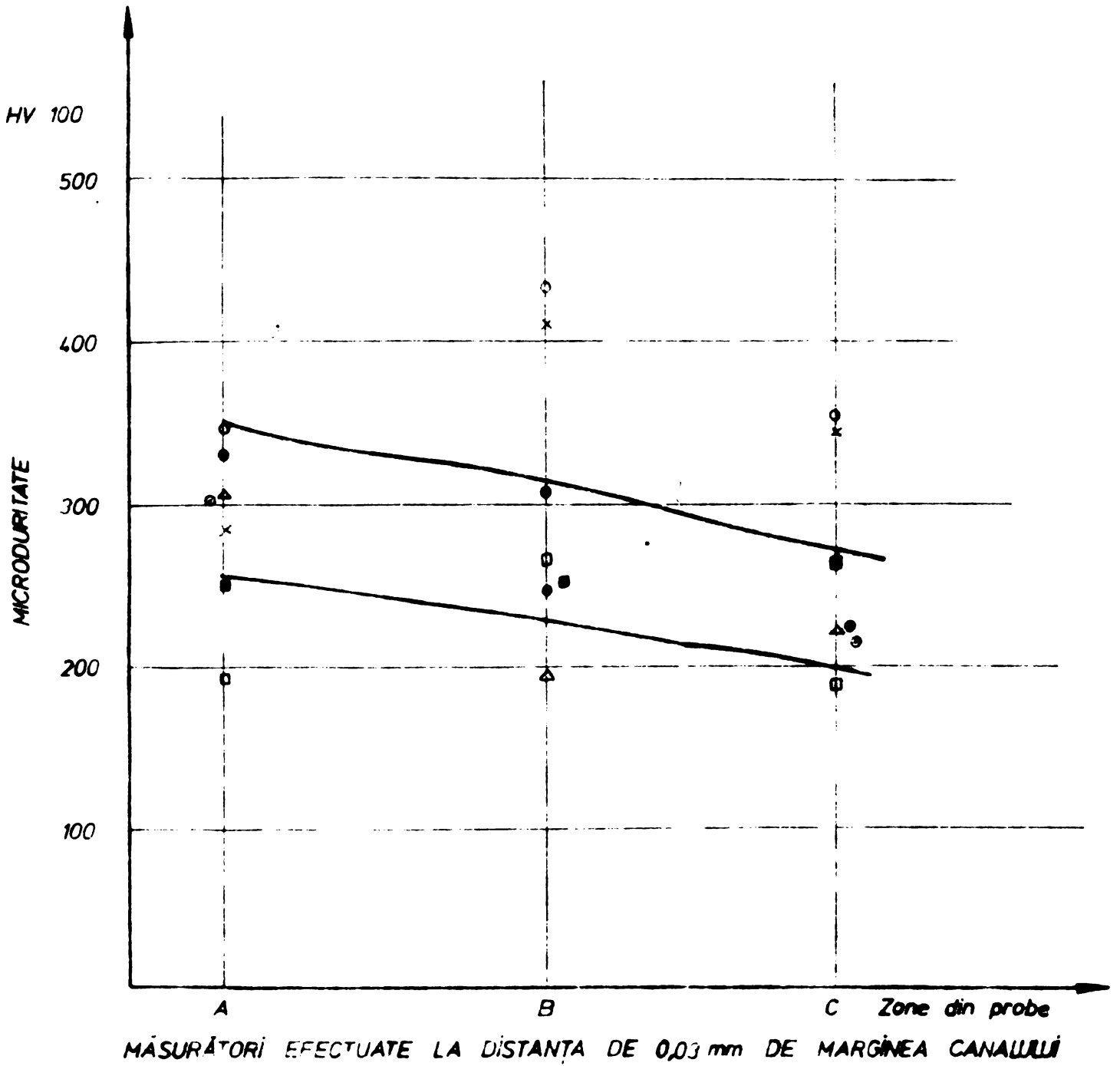
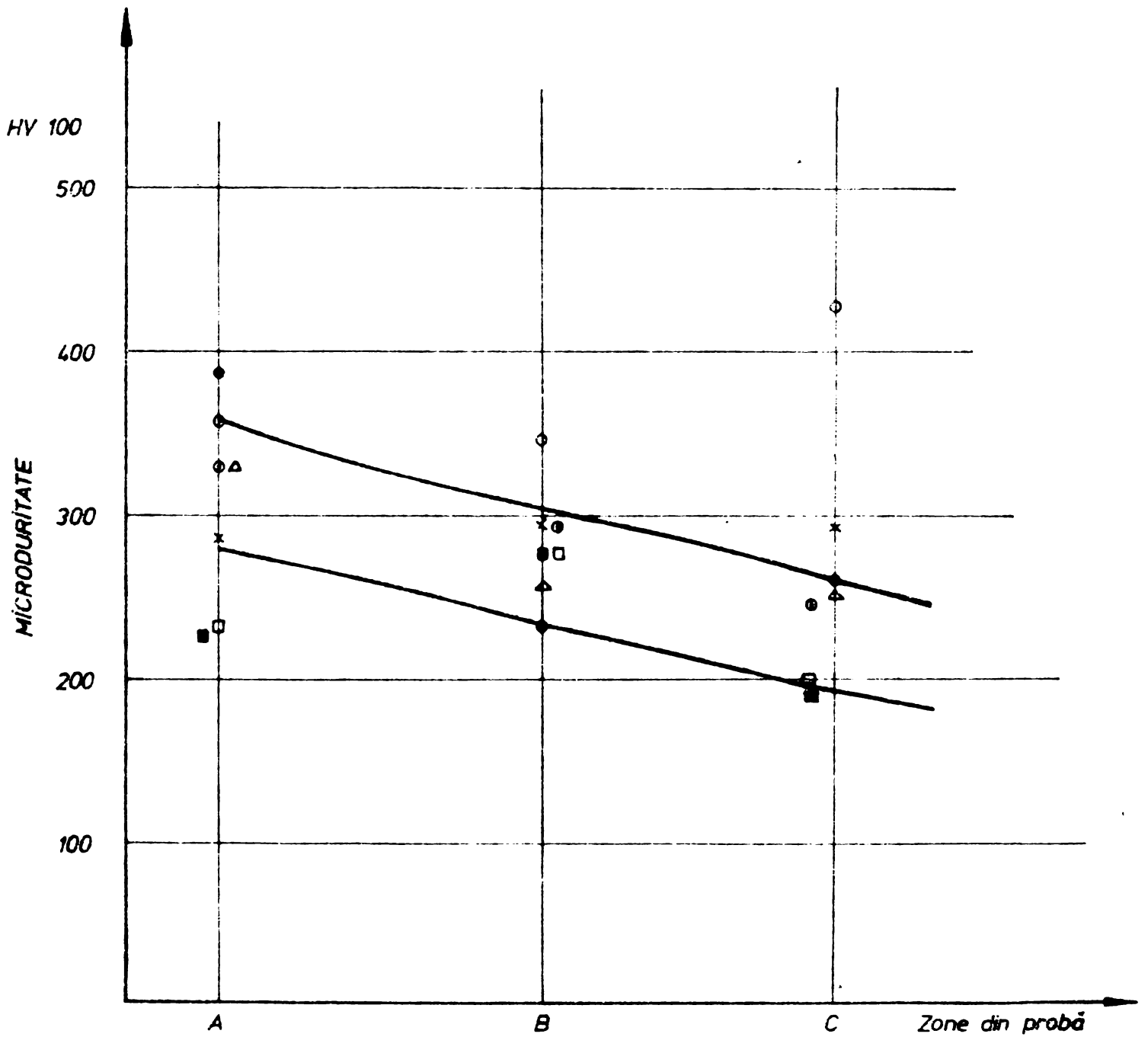


Fig.7.36. Variația microdureții la distanța de 0,03 mm de marginea orificiului.



MĂSURĂTORI EFECTUATE LA DISTANȚA DE 0,18 mm DE MARGINEA CANALULUI

Fig.7.37. Variația microdureții la distanța de 0,18 mm de marginea orificiului.



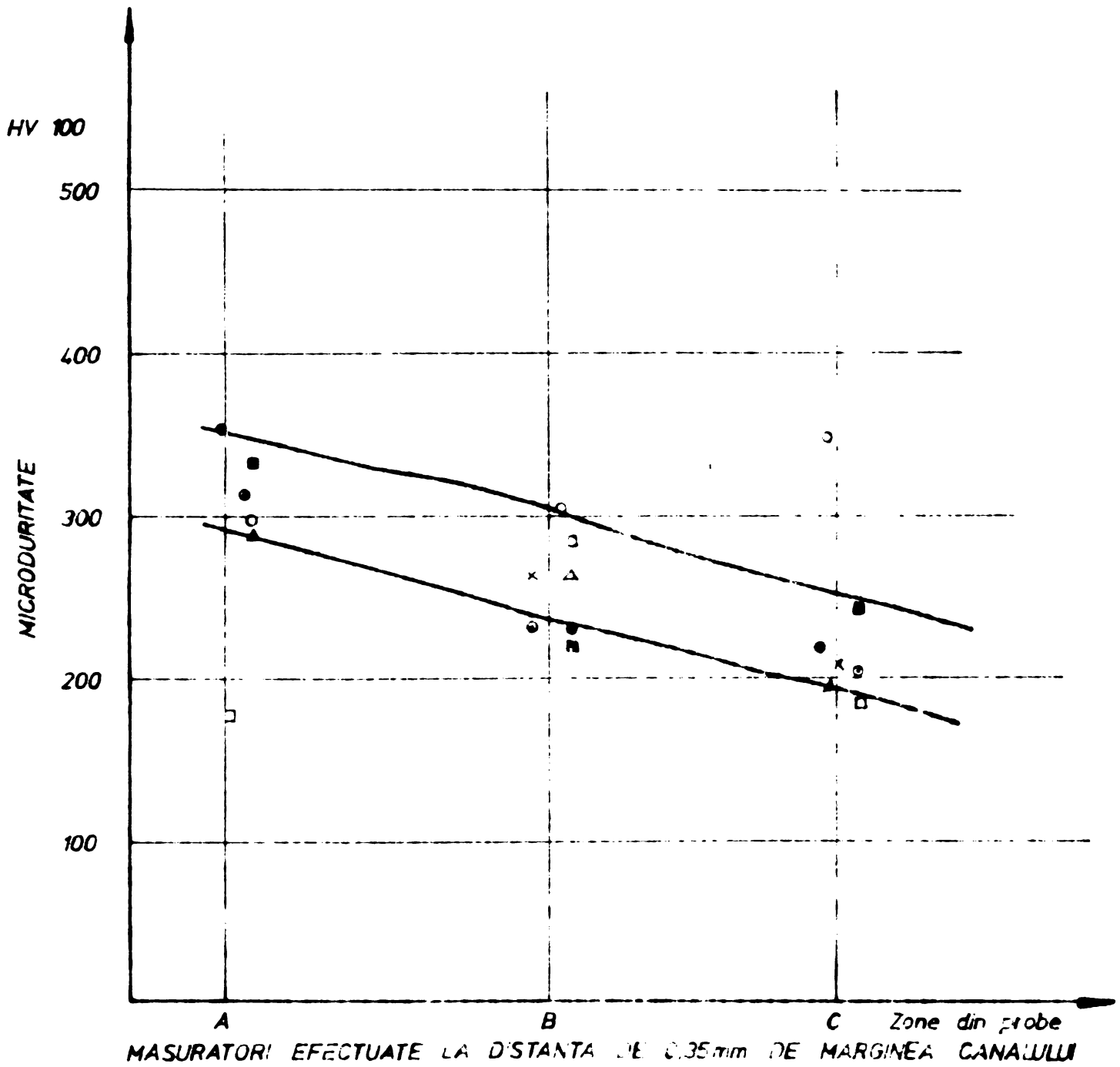


Fig.7.38. Variația microdurității la distanța de 0,35 mm de marginea orificiului.

transformările structurale se diferențiază net de precedentele în sensul că :

- la zona de început a canalului structurile tind spre troostită de oălire (fig.7.19).

Tot în această zonă apare structura de echilibru de tipul Widmannstätten (fig.7.20).

De asemenea la mijlocul canalului apar tot structuri de troostită - Widmannstätten (fig.7.21, fig.7.22).

La sfârșitul canalului, apar clar structuri de tip troostitic de oălire și o creștere a granulației oțelului (fig.7.23).

Pentru a vedea influența pulsației fascicolului de electroni asupra transformărilor structurale s-au analizat și probele prelucrate cu fascicol continuu.

Analiza structurală s-a efectuat ca și în cazurile precedente pe același tip de material în diferite zone ale canalului.

a. Acțiunea fascicolului de electroni de 149 kV, 10 mA, timp de 2,8 sec asupra probei provoacă modificări structurale de tipul :

- bainitic la începutul formării canalului (fig.7.24; 7.25).

- bainitic troostitic în zona mijlocie a canalului (fig.7.26).

- bainitic sorbitic în zona de strâpungere a canalului (fig.7.27).

Se remarcă faptul că are loc o creștere importantă a granulației oțelului ca urmare a supraîncălzirii.

b. Dacă timpul de acțiune a fascicolului crește (10 sec) apare o zonă de modificări structurale mai bine centrată.

- la începutul canalului apar structuri sorbito-bainitice în zona de acțiune a fascicolului (fig.7.27, fig.7.29).

- la sfârșitul canalului (canal nepătruns) apar modificări interesante de la sorbitice până la structuri Widmannstätten (fig.7.31, fig.7.32, fig.7.33).

Din (fig.7.30) se vede clar cum fascicolul de electroni are o acțiune importantă de modificări a structurilor.

Din această imagine se desprinde mai clar modul cum acționează fascicolul de electroni asupra prelucrării metalului - se face încălzirea pe o zonă conică (1) și se expulsează particole de material și vapori din partea superioară.

Din cercetările microstructurilor în stratul marginal al suprafeței prelucrate cu fascicol de electroni se constată așa cum se observă și în figurile prezentate, că sub acțiunea fascicolului de electroni se modifică structura oțelurilor prelucrate.

Aceste modificări, destul de accentuate, se produc diferit după modul de acțiune al fascicolului și valoarea parametrilor folosiți la prelucrare.

În perioadele de formare a orificiului apar structuri Widmannstätten care nu sînt de dorit care la acțiuni mai îndelungate ale fascicolului (8, 10 sec) dispar rămînînd structuri de tip troostitic de călire.

### 7.3. Cercetări electromecanice.

În completarea examinărilor structurale care se produc sub acțiunea fascicolului de electroni în stratul marginal al suprafeței prelucrate s-a considerat a se arăta și starea acestui strat. În acest sens s-au efectuat măsurări ale durității.

Suprafața explorată conform (fig.7.11) are o parte din multitudinea rezultatelor măsurătorilor efectuate, prezentate în tabelul 7.1.

Prelucrînd datele tabelului de mai sus se reprezintă în continuare variația durității pe lungimea zonei influențată termic a orificiului executat cu diferite puteri, pulsații și la timpi de prelucrare diferiți

- fig.7.34 - Variația durității în zonele A, B și C pentru un fascicol de electroni de 149 kV 10 mA 0,2 sec  
350 cps.

- fig.7.35 idem 149 kV 10 mA 2,4 sec 350 cps
- fig.7.36 idem 149 kV 10 mA 2,8 sec 1000 cps
- fig.7.37 idem 149 kV 10 mA 10 sec 1000 cps
- fig.7.38 idem 149 kV 10 mA 2,4 sec constant

Reprezentarea variației durității pe secțiunea probei în zona influențată termic, a orificiului executat cu diferite pulsații.

Din analiza datelor de mai sus se desprind următoarele observații:

- în toate cazurile de prelucrare, duritățile sînt mai mari în zona influențată termic din partea de pătrundere a fascicolului (zona A)

- valorile durității variază între 240-260 daN/mm<sup>2</sup> în zona de pătrundere a fascicolului (zona A) și între 180-280 daN/mm<sup>2</sup> în zona de ieșire a fascicolului (zona C)

- în zona de pătrundere a fascicolului (zona A) duritatea este mai mare la o distanță de 0,35 mm față de marginea orificiului prelucrat (280-360 daN/mm<sup>2</sup>) comparativ cu cea măsurată la distanța de 0,03 mm (240-320 daN/mm<sup>2</sup>)

- în zona mijlocie (zona B) și în zona de ieșire a fascicolului (zona C) apar durități mai mici comparativ cu cele de la intrare (260-330 daN/mm<sup>2</sup> față de 220-280 daN/mm<sup>2</sup>).

Din aceste constatări se observă că toate aceste valori ale durității sînt în deplină concordanță cu transformările structurale ce s-au trecut în probă în timpul prelucrării.

## CAPITOLUL 8. CONCLUZII GENERALE

Prezenta lucrare înscriindu-se pe linia aplicării cercetărilor în sprijinul producției tratează și rezolvă dependența variației diametrului orificiilor la penetrarea cu fascicol focalizat de electroni.

Rezolvarea practică a acestei lucrări evidențiază următoarele probleme pe care autorul le-a aplicat reprezentând contribuții originale :

1. S-au studiat din punct de vedere teoretic analizându-se problemele legate de penetrarea cu electroni pentru obținerea de orificii propriu zise verificându-se ipoteza lui H. Schwartz (22) prin care la aceeași densitate de energie diametrele orificiilor sînt funcție de tensiunea de accelerare a fascicolului fiind direct proporțional cu acestea.

2. Utilizarea fascicolului pulsator este indicată pentru penetrări, pulsația optimă fiind în cazul treptelor mașinii de 350 cicluri pe secundă pentru care se obțin cele mai mari penetrări. Conform teoriei penetrării cu fascicol de electroni microexploziile au loc la intervale de circa 70 microsecunde iar frecvențele scăzute apropiate de frecvența microexploziilor realizează orificii mai mari decât frecvențele ridicate.

3. S-au stabilit ecuațiile penetrării care au forma exponențială avînd o pantă foarte mare pînă la timpul de 4,2 sec după care panta scade foarte mult.

4. Conform ecuațiilor de penetrare verificate practic se constată că în condițiile aceleiași focalizări și reglării a diametrului fascicolului de electroni, mărimea alezajului este direct influențată de intensitatea fascicolului în cazul păstrării unui voltaj de accelerare constant.

5. Durata penetrării este direct proporțională cu grosimea piesei de prelucrat.

6. La obținerea diametrului alezajului apropiat de cel al fascicolului penetrarea încoetează orificiul nu se mai mărește și nici nu se mai încălzește piesa avînd în vedere că ea nu mai este supusă practic bombardamentului fascicolului de electroni. Acest lucru este foarte important din punct de

vedere al posibilității automatizării procesului neexistind pericolul încălzirilor exagerate pe măsură ce crește numărul de penetrări în piesă.

7. În condițiile varierii intensității fascicolului la aceeași tensiune de accelerare și condiții optime la 70% valorile obținute scad la 83% față de valorile inițiale.

8. Variind tensiunea de accelerare a fascicolului la aceeași intensitate și condiții optime la 89,9% valorile diametrelor obținute scad la 83% față de valorile inițiale.

9. Scăderea voltajului de accelerare duce la o scădere mult mai rapidă a diametrului alezajului decât în cazul scăderii intensității fascicolului.

10. În condițiile aceluiaș regim și parametrii de lucru variația diametrului este invers proporțională față de adâncimea de penetrare.

11. Variația diametrelor alezajelor este mult mai mare în cazul timpilor de lucru mai mici și devine mult mai mică în cazul celor mari.

12. Variația diametrelor alezajelor este influențată de lucru a mașinii.

13. În toate cazurile de prelucrare, densitățile sînt mai mari în zona influențată termic din partea de pătrundere a fascicolului.

14. Valorile durității variază între 240-260 daN/mm<sup>2</sup> în zona de pătrundere a fascicolului și între 180-280 daN/mm<sup>2</sup> în zona de ieșire a fascicolului.

15. În zona de pătrundere a fascicolului duritatea este mai mare la o distanță de 0,35 mm față de marginea orificiului prelucrat (280-360 daN/mm<sup>2</sup>) comparativ cu cea măsurată la distanța de 0,03 mm (240-320 daN/mm<sup>2</sup>).

16. La acțiunile îndelungate ale fascicolului (8-10 secunde) în cazul penetrării rămîn structuri de tip troostitic de călire.

17. Valorile obținute în condițiile penetrării oțelului de construcție se pot generaliza la toate oțelurile avînd în vedere că temperaturile la penetrare sînt peste 2500°K.

18. S-a utilizat ca metodă de lucru sistemul de lustruirea suprafețelor probelor la  $R_a = 0,012$  m, penetrarea

făcându-se pe linia de contact a 2 suprafețe ale probelor astfel prelucrate și prinse în menghina din interiorul camerei de lucru a tunului cu fascicol de electroni. Prin acest sistem s-au putut obține orificiile de diametre de la 0,202 mm până la 0,424 mm secționare.

19. S-au stabilit ecuațiile de variație ale diametrului orificiului obținut pe baza metodei celor mai mici pătrate întocmindu-se programul, scris în FORTRAN, de prelucrare a datelor pe calculator Felix C 256.

Din studiul efectuat reiese că procesul de prelucrare cu fascicol de electroni se poate aplica la prelucrarea orificiilor de diametru variind între 0,1 și 0,4 mm la grosimi de material între 3 și 12 mm în condițiile stabilite prin măsurimile experimentale efectuate.

Starea materialului nu este influențată decât pe o adâncime foarte redusă ceea ce face ca procesul să poată fi aplicat în toate cazurile în care alte procedee prezintă dificultăți tehnico-economice.

Imi exprim mulțumirea și recunoștința față de Partidul și Statul nostru care mi-au creat condiții de a putea efectua aceste lucrări și a mă specializa într-un domeniu necesar economiei naționale.

## B I B L I O G R A F I E

1. David B.Langmuir - Theoretical limitations of cathode - ray tubes; Proceedings of the Institute of Radio engineers volum 25, number 3 august 1937 - USA
2. M.Knoll - „Electron optics in television tehni- que" Zeit für Techn.Phys.vol.17 p.604(1936) Germania
3. D.W.Epstein - „Electron optical system of two cylinders as applied to cathoderay tubes" Proc.I.R.E.vol.24 pp.1095-1139 august 1936 USA
4. R.R.Iaw - „About electron optics"Proc.IRE vol. 24 pp.954-976 august 1936 USA
5. O.Scherzer - „The problem of theoretical electron optics"Zeit für Techn.Phys.vol.17 p.593(1936) Germany
6. W.Glaser - „Theory of image defects in an elec- tron microscope"Zeit für Techn.Phys. vol.97 pp.177 octombrie 1935 Germania
7. E.Brüche și O.Scherzer - „Geometrische Elektronoptik" Springer Berlin(1934) Germania
8. Steigerwald K.H. - Phys.Verh.nr.4 par.123(1953) W.Germany
9. E.B.Bas und G.Cremosnik - Vakuum-Technik 8,181(1957) W.Germany
10. M.H.Hablanian - Proc.Third Symposium on Electron Beam Technology p.42 Alloyd Corp. Boston(1961) USA
11. M.von Ardenne - Naturwiss.26 562(1938) Germania



12. J.A.Stohr - Fuel Element Conference, Paris, November 1957 TID 7546 Book I pp 9-17 US Atomic Energy Commission USA
13. K.H.Steigerwald - 4-th Internat, Congress for Electronmicroscopy Berlin 1958, p.276 W-Germany
14. Howard A.Janes, Irving Langmuir and G.M.Mackay - The rates of evaporation and the vapor pressures of tungsten, molybdenum, platinum, nickel, iron, copper and silver. Physical review august 1927 volume 30 USA
15. R.Bekish - Electron and Ion beam science and technology, april 1966, New York USA
16. R.Whiddington - Proc.Roy.Soc.(London) A.89 554 (1914)
17. M.I.Druyvesteyn and F.M.Penning - Rev.Mod.Phys. 12 87 (1940) USA
18. I.Holland - Vacuum Deposition of Thin Films (Chapman & Hall, Ltd. London 1958)
19. B.R.Onuf - Private communication, Kentselaer Polytechnic Institute, Hartford Graduate Center 1968, USA.
20. H.Schwarz - „Electron Beam Processes at Different Voltages-Hamilton Standard Publication T.P 61-03 (1961) USA
21. I.Dosse und G.Mierdel - Der Elektrische Strom im Hochvakuum und in Gasen p.46 Leipzig(1945) Germany
22. G.Sepold - Disertation Technical University Hannover, west Germany 1968
23. D.I.Sandstrom, I.E.Buchen si G.S.Hanks - „On the Measurement and Interpretation and Application of Parameters Important to Electron Beam Welding”  
-supplement to the welding journal July 1970 USA

24. H. Fong and W.H. Giedt - „A Dynamiy interpretation of electron beam Welding”  
-supplement to the welding journal July 1970 USA
25. L.N. Sayer and T.E. Burns - „Practical aspects of electron beam welding”- British Welding journal april 1964.
- × 26. J.W. Schwartz - „Space charge limitation on the focus of electron beams” RCA review -march 1957 USA.
27. L.P. Smith and P.L. Hartmann - „ J. Appl. Phys. 11.220 (1940) USA
28. Pierce J.R. von Nostrand - Theory and Design of Electron Beams New York 1954 USA
29. Spangenberg K.R. - Vacuum tubes, Mc. Graw-Hill, New York 1948 USA
30. Thompson B.J. and - Proc. I.R.E. July 1940 USA  
- Headrick L.B.
31. Holloway D.L. - Electronics February 16, 1962 USA
32. Haine M.E. - The electron microscope Spon London 1961 England
33. V.V. Haşenkov - Koeffitient poleznogo deistvia electronnulucevoi obrabotki metalov  
-Electronnaia obrabotka materialov 1965 No.5-6
34. L.P. Smith and L.P. Hartman - I. Appl. Phys. 11. pag. 220 1940, USA
- × 35. Dobreţov L.N. şi Gomoianova M.V. - Emissionaia electronica izdatelistvo „Nauko” 1966, URSS
- × 36. Vorobiev A.A. şi Kononov B.A. - Prohojdenie electronovt cerez vegcestvo. Tomsc, Tomsci gos. un-t 1966, URSS
37. Sapoşnikov P.A. - Teoreticenaia fotometria. Gosenergoizdat 1960 URSS.

38. Archard G.D.  
Mulvey T. - The present state of quantitative X-ray microanalysis- Brit.J. Appl.Phys.1963, 14 England
39. P.Bakşin - Elektrono i ionolucevaia tehnologia Metalurgia 1968,URSS
40. Proceeding of Simposium on Electron Beam Techniques for Microelectronics - Microelectronics and Reliability 1965, 4, No.1
41. H.Schwarz - J.Appl.Phys.33 B 464(1962)USA
42. Langmuir D.B. - Proc.I.R.E.August 1937 USA
43. R.F.Koth and N.F.Brakovich - "Characteristics and strength Data of electron beam welds in four representative materials" American welding society presentation: fall meeting sept. 1961
44. Wells O.C. - Calculations of the Heat-Affected Zone During Pulsed Electron-beam Machining - I.E.E.E. Trans of Electron Devices 1965 No.4
45. Proceedings of Symposium on Electron Beam Techniques for Microelectronics - Microelectronics and Reliability 1966,8, No.4
- × 46. Pittaway L.G. - The temperature distribution in thin foil and semiinfinite targets bonbarded by an electron beam - Brit.J.Appl.Phys.1964.15.
47. Vine I.Einstein P.A. - Heating effect on an electron beam impinging on a solid surface, allowing for penetration- Proc. I.E.E. 1964 -111 - 5
48. E.F.Nippers and E.W.Emmerich - "Heat Affected Zone study of an Eutectoid Ultra-High Strength Steel" Welding Journal Research Supplement Der 1963 USA

49. J.W.Meier - 1-st International Conference on Electron Beam Science and Technology Toronto Canada 1964
50. I.Lempert,  
I.Lowry,  
F.Seman and  
C.Williams - Proc.Electron and Laser Beam Symposium edited by A.B.El-Kareh, Penn State University 1965, USA
51. F.R.Schollhammer - Records of IEEE 9-th Annual Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology Berkeley Cal.1967, USA
52. Brown G. and  
Nichols GK - Journ. of.Mat.Sci.1; 1966 USA
53. B.S.Blum and  
R.H.Witt - „Tungsten Arc Welding of H-11 Steel Sheet " Welding Journal Research Supplement, June 1962 USA
54. J.R.Dyar and  
N.F.Bretkovich - „Reliable Weld Joint Design for High Strength Rocket Motor Cases" Welding Journal Research Supplement March 1963 USA
55. E.F.Nippers and  
W.E.Emmerich - „Heat Affected Zone Study of an Eutectoid Ultra-High Strength Steel" Welding Journal Research Supplement Dec.1963 USA
- x 56. A.Sanderson,  
AMCST LIM - „Electron beam delineation and penetration" Britich welding journal oct.1963 United Kingdom
57. G.R.Brewer - „A Review of Electron and Ion Beams for Microelectronics Applications", In Bakish.R.(Ed) Electron and Ion Beam Science and Technology, Fourth Int.Conf.1970, Los Angeles California p.445-480.
58. F.Schleich - „Electron Beam Machining" Paper submitted to the 2 nd Electron Beam Processing Seminar, June 1972, Frankfurt/M., published as under 23 p.3f1-3f85
- x 59. Trusculescu M. - Studii de fizica. Editura Didactică si pedagogică București-1977

60. Mantea S.S.S. - Metallurgie fizică Bucuresti, Editura tehnică 1973
61. Albină B.C. - Electronprolucavaia rezmatnaia obra-  
batka materialov. Electronnaia obra-  
batka materialov Nr.5-6, 1965
62. Prădici Gh. - Metal. Smanitate de prelucrare a me-  
talilor Bucuresti Editura tehnică  
1965
63. Cohen M.I. - Laser-beam and integrated circuits  
Laser Focus Nr.21 1967
64. H. Delfs - „Hybridschaltungen, Abgleichverfahren  
für Tildetaende“ Int. Electron Rdsch  
25(1971) No.3 p.195-199
65. P. Iertsch,  
S. Panzer - „Untersuchungen zum Elektronenstrah-  
lebung supraleitender Schichten. 1972.
66. S. Schiller,  
U. Heisig,  
F. Lenk - „Theory and Development of Electron  
Heat Sources“ Paper submitted to the  
2nd Electron Beam Processing Seminar,  
June 1972, Frankfurt/W., published by  
Universal Technology Corporation, 1956  
Mardon Drive, Dayton, Ohio 45432 p.161-  
167.
67. S. Schiller,  
U. Heisig,  
S. Panzer,  
I. Henneberger - „Advances of Thermal Electron Beam  
Machining of Thin Films“ In: Bakish R.  
(Ed) Electron and Ion Beam Science and  
Technology; Proc. Fifth Int. Conf. Houston,  
M.I. 1972 p.171-180.
68. N.N. - „Teradyne“ Firmenprospekt 1972
69. D.R. Whitehouse,  
R.W. Illgenfritz - „Laser Beam Technology for the Micro-  
electronic Industry, Solid State Tech-  
nology(1972) July p.32-36
70. Einstein P. S.S. - Electron-beam operation on materials.  
London. Machinability. Iron and Steel  
Industrie 1967.
71. Aurel Nănu - Tehnologia materialelor Editura Didac-  
tică și Pedagogică Bucuresti 1977

- x 72. Popovici C., Gh. Savii, V. Killman - „Tehnologia Construcției de Mașini” Editura Didactică și Pedagogică București 1967.
- x 73. Gavrițaș Ionel ș.a. - „Drețurarea prin electroeroziune și electrochimic abraziv” vol. 1. și vol. 2 Editura Tehnică București 1980

## C U P R I N S

	Pag.
<b>CAPITOLUL 1.</b>	
<b>INTRODUCERE</b>	
1.1. Scurt istoric . . . . .	3
 <b>CAPITOLUL 2.</b>	
<b>SISTEME DE PRELUCRAT CU FASCICOL DE</b>	
<b>ELECTRONI CONCENTRAT</b>	
2.1. Principiul de lucru al sistemelor de încălzire cu fascicol de electroni . . . . .	3
2.2. Interacțiunea dintre fascicolul de electroni și materialul de prelucrat . . . . .	12
2.3. Probleme energetice ale deplasării fascicolului de electroni prin camera de lucru . . . . .	16
2.4. Repartiția energiei fascicolului în material . . . . .	19
2.4.1. Formarea fascicolului în interiorul materiei. . . . .	19
2.4.1.1. Încălzirea superficială . . . . .	20
2.4.1.2. Încălzirea în profunzime . . . . .	20
2.4.2. Degajarea energiei din fascicolul de electroni în materia supusă bombar- damentului . . . . .	21
2.5. Mecanismul penetrării fascicolului de electroni . . . . .	21
 <b>CAPITOLUL 3.</b>	
<b>INFLUENȚA PARAMETRIILOR DE LUCRU ACUPRA</b>	
<b>PRELUCRĂRII LA DIMENSIUNE</b>	
2.1. Probleme ale aplicării opticii electronicii la tunurile emițătoare de electroni . . . . .	26

3.2. Limitarea densității de energie ca urmare a efectului vitezei termice. . . .	33
3.3. Limitarea densității de energie ca urmare a efectului interacțiunii dintre electronii fascicolului . . . . .	34
3.4. Influența aberației de sfericitate asupra sistemului electrono-optic al tunului electronic. . . . .	36
3.5. Limitarea diametrului spotului de către parametrii electrice ai tunului electronic. . . . .	38

CAPITOLUL 4.

UNELE CONSIDERATII PRIVIND ADINCIMEA DE  
PENETRARE

4.1. Aspecte ale penetrării cu electroni . . .	48
4.2. Energia în procesul de penetrare. . . .	62
4.2.1. Încălzirea staționară cu fascicol de electroni . . . . .	80

CAPITOLUL 5.

INSTALATIA CU FASCICOL DE ELECTRONI UTILIZATA  
PENTRU EXPERIMENTARI

5.1. Descrierea schemei de principiu . . . .	94
5.2. Funcționarea instalației cu fascicol de electroni. . . . .	98

CAPITOLUL 6.

CONSIDERATIUNI PRIVIND PRELUCRAREA LA  
DIMENSIUNI CU FASCICOL DE ELECTRONI

FUNCTIE DE REGIMURILE DE LUCRU . . . . .	101
------------------------------------------	-----

CAPITOLUL 7.

STUDIUL ASUPRA INFLUENȚEI PARAMETRILOR  
DE PRELUCRARE CU UN FASCICOL DE ELECTRONI  
ASUPRA MODIFICĂRILOR DE STARE ÎN STRATUL  
MARGINAL. . . . .

	123
--	-----



7.1. Cercetarea microscopică . . . . .	123
7.1.1. Prelucrarea oțelului de construcție cu pulsația de 350 de cicluri pe secundă . . .	123
7.1.2. Prelucrarea oțelului de construcție cu pulsația de 1000 cicluri pe secundă . . .	135
7.1.3. Prelucrarea oțelului de construcție cu fascicol continuu. . . . .	139
7.2. Cercetări privind modificări al structurii oțelului de construcție . . . . .	140
7.3. Cercetări electromecanice . . . . .	169

**CAPITOLUL 8.**

CONCLUZII GENERALE . . . . .	171
------------------------------	-----

**CAPITOLUL 9.**

BIBLIOGRAFIE . . . . .	174
------------------------	-----