

PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET U NOVOM SADU

Marije Tolubejev

ODREĐIVANJE EFEKTIVNOG KOEFICIJENTA ATENUACIJE ZA
NEPRERIVAN SPEKTAR X-ZRAKOVA (rešavanje jednog pru-
ktilnog problema rendgenske radiografije)

- Diplomski rad -

Radjen u Zavodu za fiziku i matematiku u Novom Sadu

NOVI SAD

1970

Zahvaljujem se dr Milanu Napijalu koji mi je
svojim savetima i sugestijama omogućio rea -
lisaciju ovog diplomskog rada.

S A D R Ž A J

	Str.
T E O R I J S K A R A Z M A T R A N J A	
1. U V O D	1
2. POBIJANJE X-ZRAKOVA	4
3. OSOBINE X-ZRAKOVA	9
4. SPEKTRI X-ZRAKOVA	10
a) Zakošne zračenja	11
b) Karakteristično zračenje	13
5. DETEKCIJA X-ZRAKOVA	20
a) Nemijske dejstvo X-zrakova	21
b) Jonizujuće dejstvo X-zrakova	24
c) Brojači	28
6. INTERAKCIJA X-ZRAKOVA SA MATERIJOM	34
a) Stvarna apsorpcija	34
b) Ra sturanje	37
c) Obrazovanje para elementarnih neelektrisanja	43
7. SLABLJENJE X-ZRAKOVA (ATENUACIJA) PRI PROLAZANJU KROZ RAZLIČITE SREDINE	45
a) Linearni, maseni & atomski apsorpcijski koeficijenti	46
b) Aditivnost apsorpcijskih koeficijenata	48
c) Tok apsorpcije	49
 P R O B L E M D E F I N I S A N J A	
E F E K T I V N O G A P S O R P C I O N O G	
K O E F I C I J E N T A	
1. PRIMENA X-ZRAKOVA U RADIOGRAFIJI	55
2. APSORPCIJA NEMONOHROMATIZOVANOG ZRAČENJA	57
3. IZRACUNAVANJE SREDNJEG APSORPCIONOG KOEFIČIJENTA	60
4. IZRACUNAVANJE EFEKTIVNOG (PRIVIDNOG) APSORPCIONOG KOEFICIJENTA	62
5. IZRACUNAVANJE EFEKTIVNOG APSORPCIONOG KOEFIČIJENTA ZA AL I NI	64

EKSPERIMENTALNO ODBEDJIVANJE
EFKATIVNOG APSORPCIONOG
KOEFCIJENTA

1. Kratak opis aparature	92
2. KRATAK OPIS EKSPERIMENTA	98
3. IZRAČUNAVANJE EFKATIVNOG APSORPCIONOG KOEFCIJENTA ZA AL I NI NA OSNOVU EKSPERIMENTALNIH PODATAKA	101
4. POREĐENJE TEORIJSKIH I EKSPERIMENTALNIH VREDNOSTI ZA EFKATIVNI APSORPCIONI KOEFCIJENT	106

TEORIJSKA RAZMATRANJA

1. U V O D

Proučavajući pojave pražnjenja u gasovima H.C. Röntgen je krajem XIX veka došao do jednog od najvećih otkrića. On je 1895 godine saopisao da pri propuštanju električne struje kroz razređeni vazduh (pritisk oko 10^{-3} mm stuba) između dveju metalnih elektroda u cevi nastaju nevidljivi prodorni zraci. Ovi zraci prolaze ne samo kroz staklenu cev već i kroz kartonsku katiju u kojoj se cev nalazi. Osim toga saopisao je da ovi zraci izazivaju ekspozicije filma ili svetljenje luminescentnih salona. Da bi naglasio njihovu zagonetnu prirodu Röntgen im je dao naziv X-zraci.

Osnovne osobine X-zrakova proučio je sam Röntgen, što je objavio u tri rada u periodu od 1895-1897 godine. Saopisao je da ovi zraci imaju sposobnost da izazivaju luminescenciju, sposobnost da izazivaju osvetljenje fotografske emulzije, da imaju jonizacionu moć (prolaženje X-zrakova kroz neki gas koji se nalazi u slabom električnom polju izaziva proticanje struje kroz njega) i da imaju veliku prodornu moć. Sva tela su prozračna za X-zrake, ali je ta prozračnost različita za različita tela. Intenzivnost propuštenog zračenja uvek je manja od intenzivnosti upadnog tj. prolaženje X-zrakova kroz neku sredinu praćeno je apsorpcijom.

Priroda X-zrakova je bila dugo vremena zagonetna za istraživače. Postojale su dve hipoteze o prirodi X-zrakova: korpuskularna, po kojoj X-zraci predstavljaju fluks čestica, i talasna, po kojoj X-zraci predstavljaju elektromagnetno zračenje sa veoma malom talasnom dužinom.

Izvesne pojave su ukazivale na to da postoji sličnost između X-zrakaova i vidljive svetlosti, ali se nisu primetile pojave koje su svojstvene vidljivoj svetlosti a koje ukazuju na talasnu prirodu, na pr. odbijanje od ogledala, difrakcija itd. Max Von Laue je 1912 god. izložio hipotezu da se difrakcija X-zrakaova može ostvariti ukoliko se primene difrakcione rešetke dovoljno malog perioda obzirom na to da X-zraci predstavljaju elektromagnetno zračenje izvanredno malih talasnih dužina. Pravilan i periodičan trodimenzionalan raspored atoma u kristalima dozvoljava da se kristal shvati kao trodimenzionalna prostorna rešetka gde su međustanična rastojanja reda veličine 10^{-8} cm/ upravo difrakcija X-zrakaova na takvim strukturama je definitivno dokazala da su X-zraci identični sa vidljivom svetlošću, radio talasima, infra crvenim i ultraljubičastim zracima a da se razlikuju od njih samo po talasnim dužinama.

Prve praktične primene X-zraci su našli u medicinskoj dijagnostici i terapiji. Poznata je primena apsorpcije X-zrakaova u medicini pri rendgenoskopiji i rendgenografiji. Delovi prosvećenih tela koji imaju veća gustina imaju veći koeficijent apsorpcije, pa se intenzitet X-zraka u većoj meri oslabljuje i daje senka koje se može videti na fluorescentnom zaslonu ili fotografskoj ploči. Proces delanja ćelije u živom organizmu je usporen ako se one izlože dejstvu X-zrakaova. Ovaj efekat predstavlja osnovu za upotrebu X-zračenja u cilju sprečavanja širenja kancerogenih ćelija kod malignih tumora. Međutim izlaganje pojedinih organa X-zračenju mora biti kontrolisano, jer izlaganje iznad određene

granice može da izaziva stvaranje raka.

Apsorpcija X-zraka ima važnu primenu i u drugim granama nauke. U tehnici se prozračivanjem X-zracima proveravaju razni materijali ili delovi mašine.

Moseley je prvi sistematiki proučavao spektre X-zraka i došao je do prostog zakona koji povezuje učestanost spektralnih linija sa atomskim brojem elementa koji ih emituje. Zahvaljujući tom zakonu Moseley je prvi izvršio razmeštanje svih elemenata iz grupe retkih zemalja ($Z = 58$, $Z = 71$) i pokazao da od vodika do urana ima mesta za 92 hemijska elementa tj. preciziran je i broj do tada neotkrivenih hemijskih elemenata.

Ekperimentalni podaci o strukturi unutrašnjih slojeva atoma dobiveni su proučavanjem rendgenskih spektara. Rendgenospektralna analiza se primenjuje u rudarstvu za određivanje sastava rude, u arheologiji i u industriji.

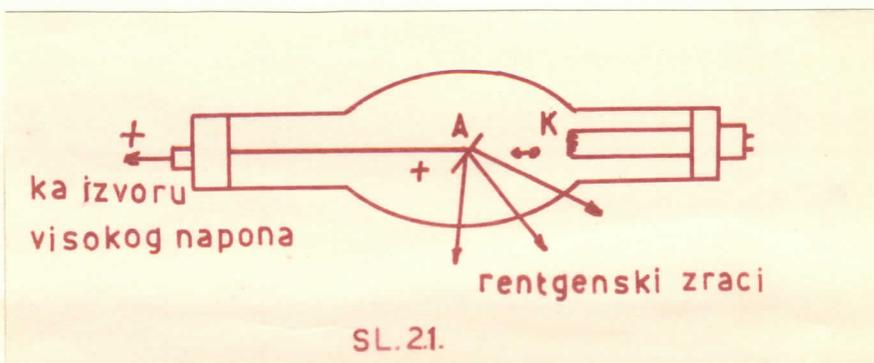
Zahvaljujući difrakciji X-zraka na kristalnim strukturama, metoda rendgenostrukturalne analize se primenjuje za određivanje rasporeda atoma u kristalnoj rešetki, za analizu mineralnog sastava rude itd.

Proučavajući spektre čvrstih tela istraživači su došli do niza rešenja naučnih pitanja o raspodeli elektrona po energetskim stanjima, o karakteru hemijske veze, o magnetnim svojstvima, luminescenciji itd.

X-zraci imaju veliku primenu i u drugim oblastima nauke i industrije, na pr. u prehrambenoj (za kontrolu gotovih proizvoda), u biologiji (genetika) itd.

2. DOBIJANJE X-ZRAKOVA

X-zraci nastaju na čvrstim telima, preprekama na kojima brzi katodni zraci bivaju naglo zaustavljeni. To se postiže u posebnim cevima gde se obresuju katodni zraci pod visokim naponom, te dobijaju velike brzine. Kada tako brzi katodni zraci, odnosno elektroni padnu na anodu od nekog teškog metala, bivaju naglo zaustavljeni. Mesto na anodi koje pogađaju brzi elektroni je izvor X-zrakova.



Na sl. 2.1.- je prikazana rendgenska cev za dobijanje X-zrakova. U cevi se održava maksimalan vakuum da gasovi ne bi ometali prolaz elektrona a i zbog toga da pod dejstvom visokog napona ne bi došlo do pražnjenja iznos gasa. Katoda (K) je načinjena od spiralnog metalnog vlakna i može da se usi-
java posebnim električnim izvorom. Anoda (A) je naguta pod uglom od 45° prema pravcu kretanja elektrona. Između anode i katode se uspostavlja visoki napon. Termokatoda vrši elektronsku emisiju, oslobođeni elektroni se ubrzavaju snažnim električnim poljem između katode i anode, i tako ubrzan padaju na anodu. Mesto na anodi koja su izložena udaru elektrona postaju izvori X-zrakova. Intenzitet izraženih X-zrakova

se povećava usijenjen katoda.

Postoji funkcionalna veza između talasne dužine dobivenih X-zrakaova i veličine upotrijebljenog napona tj. pri nižim naponima dobijaju se mekši X-zraci a pri višim predomnija tvrdi X-zraci.

Na anodu dolazi ogroman broj elektrona sa velikom energijom. Samo mali, skoro ništavni deo ove energije se prevodi u energiju X-zračenja, a ostali deo energije se pretvara u toplotu. Zato dolazi do jakog zagrevanja anode te se primenjuju razni načini hlađenja (vaszračno, posuda vode ili ulja) ili se pak anoda pravi u vidu rotacionog diska, tako da uvek drugo mesto na anodi dolazi pod udar elektrona.

5. OSOBINE X-ZRAKOVA

Priruda rendgenskih zrakaova je bila dosta dugo nepoznata. Izvesne pojave su ukazivale na to da postoji sličnost između X-zrakaova i vidljive svetlosti, na pr. X-zraci se prostiru pravolinijski, ne šireću ni u električnom ni u magnetnom polju. Nedjatkim nisu se prisetilo pojave koje su svojstvene vidljivoj svetlosti a koje ukazuju na talasnu prirodu, odbijanje od ogledala, prelamanje kroz prizmu, interferencija, difrakcija ...

Talasna dužina X-zrakaova je vrlo mala, reda veličine 1 \AA (10^{-8} cm). Zbog toga se difrakcija X-zrakaova nije mogla dokazati na optičkoj rešetki, jer se nije mogla napraviti optička rešetka na kojoj bi rastojanje među porama bilo reda veličine kao i talasna dužina X-zrakaova, a

Što je neophodno za difrakciju, ako se kao difrakciona rešetka uzme kristal gde su međjatomska razstojanja reda veći od λ lako se ostvaruje difrakcija X-zrakova. Upravo difrakcija X-zrakova je definitivno dokazala da su X-zraci identični sa vidljivom svetlošću, radio talasima, infra crvenim i ultraljubičastim zracima a da se razlikuju od njih samo po talasnim dužinama. Noste koje X-zraci zauzimaju između drugih elektromagnetnih talasa je dato u sledećoj tabeli:

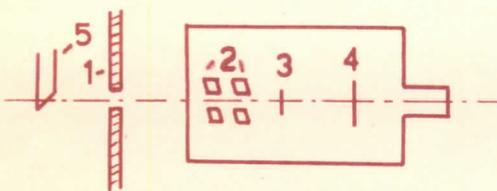
VRSTA TALASA	TALASNA DUŽINA
radiotalasi	30 km - 0,5 mm
infracrveni zraci	0,5 mm - 7800 Å
vidljiva svetlost	7800 Å - 3900 Å
ultravioletni zraci	3900 Å - 200 Å
rendgenovi zraci	2,5 Å - 0,005 Å
zraci	0,25 Å - 0,001 Å
Štandardi kosmički zraci	ispod 10^{-4} Å

Difrakcija X-zrakova je otkrio prvi put 1912 god. Max Von Lauo, da bismo dobili uslove za difrakciju na pravilnim trodimenzionalnim strukturama kao što je kristal, posmatrano sukcesivno prvo jednodimenzionalni, dvodimenzionalni i trodimenzionalnu rešetku, tako dolazimo do formule:

$$\lambda = 2d \frac{h_1 \cos \alpha_0 + h_2 \cos \beta_0 + h_3 \cos \gamma_0}{(h_1^2 + h_2^2 + h_3^2)} \quad (3.1)$$

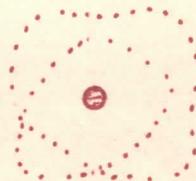
gde je $d = \text{const}$ (konstanta rešetke).

Iz jednašine (3.1) se vidi da pri zadatom pravcu upadnog ravnog talasa ($\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$) interferencijski maksimum određenog reda (h_1, h_2, h_3) dobiva se samo za određenu talasnu dužinu. Zbog toga pri osvetljavanju prostorne rešetke monohromatičnim zračenjem pojava interferencije je malo verovatna. Međutim ako se pri osvetljavanju rešetke koristi zračenje sa neprekidnim spektrom uvek će se naći talasna dužina koja zadovoljava jednašinu (3.1). Talas koji ima neprekidan spektar pri prolasku kroz kristal se raslaže na sistem monohromatičnih interferencijskih zraka koji na foto ploči daju sistem simetrično raspoređenih tragova (sl.3.2.-).



SL.3.1. ŠEMATSKI PRIKAZ LAVE-ovog POSTUPKA

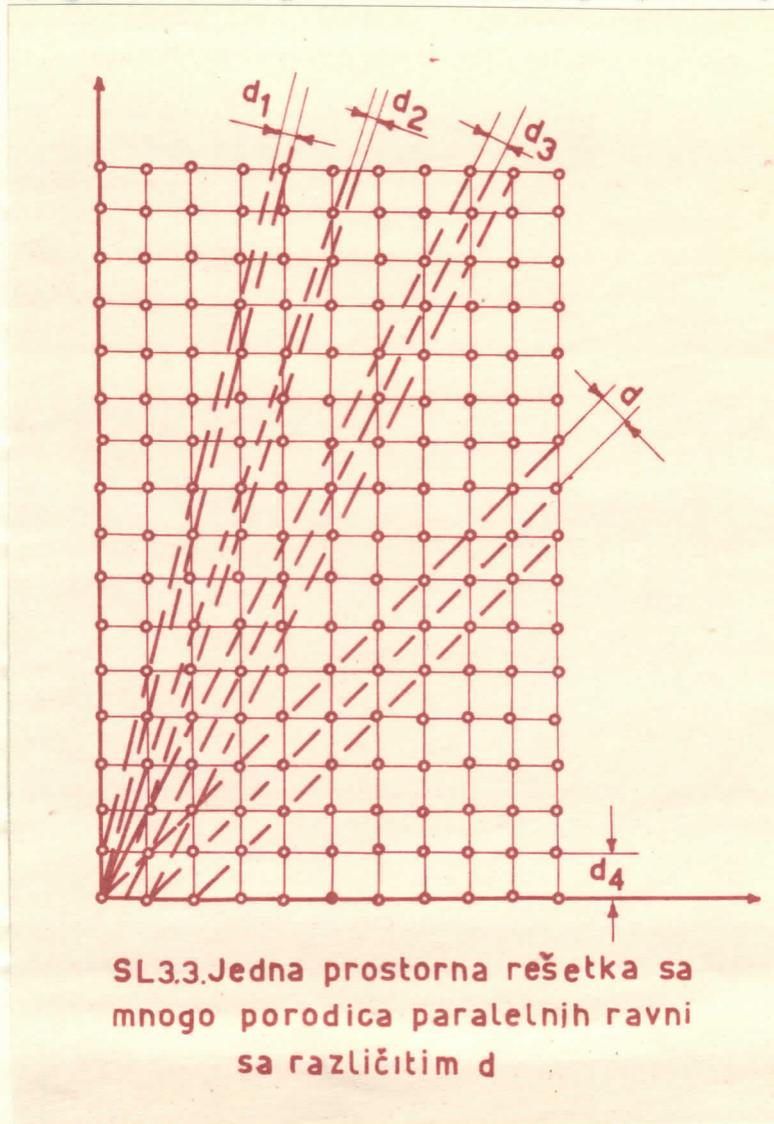
- 1. olovni ekran 2. olovne dijafragme 3. kristal 4. foto ploča
- 5. anoda



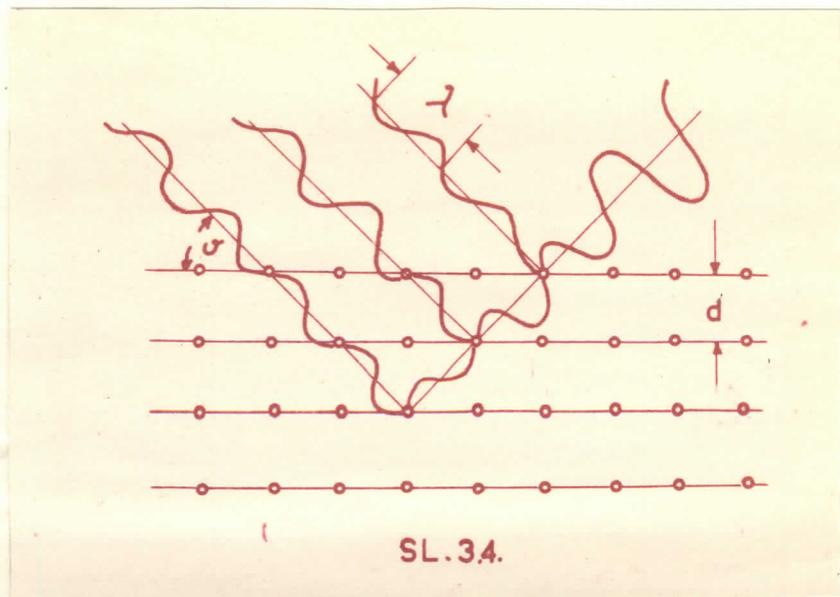
SL.3.2. DIFRAKCIJSKI TRAGOVI NA FOTO PLOČI (proizvoljan primer)

Pojava difrakcije X-zraka na kristalu može da se interpretira i na drugi, jednostavniji način. Umesto da se razmatraju uslovi za nastajanje interferencijskih maksimuma pri difrakciji zračenja na trodimenzionalnim tačkastim rešetkama, moguće je ispitati uslov za nastajanje interferencijskog maksimuma pri selektivnoj refleksiji na "kristalografskim ravnima". Prema shvatanjima oca i sina W.L. Bragg-a i W.L. Bragg-a i engleskog kristalografa Walfa, svaki kristal može da se shvati kao da je obrazovan od porodica para-

lelnih kristalografskih ravní, koje prolaze kroz švorcove kristalne rešetke. Ove ravní imaju različitu orijentaciju u odnosu na kristalografske ose, a svaka porodica ravní se odlikuje određeni interplanarnim rastojanjem d (sl.3.3.-)

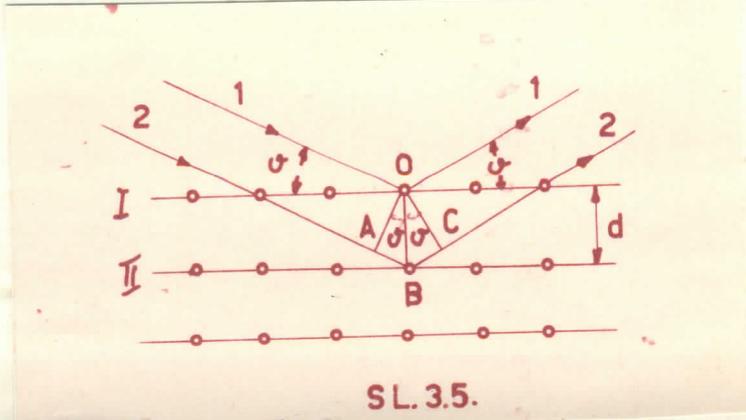


Ako na takvu strukturu padne usni snop monohromatičnog X-zračenja talasne dužine λ , pod uglom ϑ prema posmatranim ravnima, upadni zraci će biti reflektovani od prve, druge, treće, ... ravní. Svaka ravan treba da će refleksija datog zrača pod uglom jednaka upadnom uglu. Oni će se pojaviti ako su reflektovani zraci od pojedinih ravní u fazi (sl.3.4.-).



SL.34.

Refleksija neće nastati na on koja talasa dužina. Na sl. 3.3. se vidi da zruci 1 i 2 reflektovani sa I i II imaju putnu razliku $2d \sin \sigma$, gde je σ ugao njeja tj. ugao komple-



SL.35.

mentaran upadni ugao. Refleksija nastaje na one talase gde je putna razlika jednaka celom broju talasnih dužina:

$$2d \sin \sigma = n \lambda \quad (3.2)$$

i to je čuvena Brag-Valfova jednačina.

Pored rasnetranih dvoju metoda se poznatnije difrakcije X-zrakova postoji i metoda kristalnih preškovca, koju su predložili Debaaj i Šerer. Umesto velikih kristala koji se koriste u Laue-ovoj i Brag-Valf-ovoj metodi, ovde se koristi iznizjen kristalni preš. Ako se kroz njega

propusti λ -zračenje, budući da su mikrokristali haotično raspoređeni, uvek će se naći oni mikrokristali koji u odnosu na upadno zračenje leže pod uglom koji odgovara Bragg-Vulfovom jednačini za datu talasnu dužinu.

Pomoću Bragg-Vulfove jednačine (3.2) može da se odredi talasna dužina λ -zračenja (λ) po uglu refleksije (θ) ako je poznato rastojanje medju susjednim atomskim ravni-
ma u kristalu.

Time, pri korišćenju nemonohromatičnog zračenja sličan eksperiment može da se koristi za određivanje medju-atomskog rastojanja.

4. SPEKTRI λ -ZRAČENJA

Sistematsko proučavanje rendgenskog zračenja pokazalo je da se zraci koji nastaju pri tome u opštem slučaju sastoje iz dve komponente:

a) ZAKOŠNO ZRAČENJE A. - Ukoliko energija elektrona, koji se koče u antikatodi, ne prelazi određenu veličinu za antikatu u rendgenskoj cavi nastaje zakošno zračenje. Ovo zračenje se razlaže u neprekidni spektar slično beloj svetlosti, zbog čega se često zakošno zračenje naziva "belim" λ -zračenjem. Karakter neprekidnog spektra ne zavisi od prirode antikatore, već samo od ubrzavajuće potencijalne razlike.

b) KARAKTERISTIČNO ZRAČENJE. - Ako energija pobudjujućih elektrona prelazi za određenu antikatu karak-

terističnu vrednost nestaje karakteristično zračenje, i one ima linijski spektar koji se superponira na neprekidan spektar. Svaki element daje određena, njemu svojstven spektar približno nezavisno od toga da li se taj element pobuđuje na emitovanje L-zračenja u slobodnom stanju ili ulazi u sastav nekog hemijskog jedinjenja. Spektralne linije karakterističnog zračenja obrazuju serije koje se označavaju slovima K, L, M, N, ...

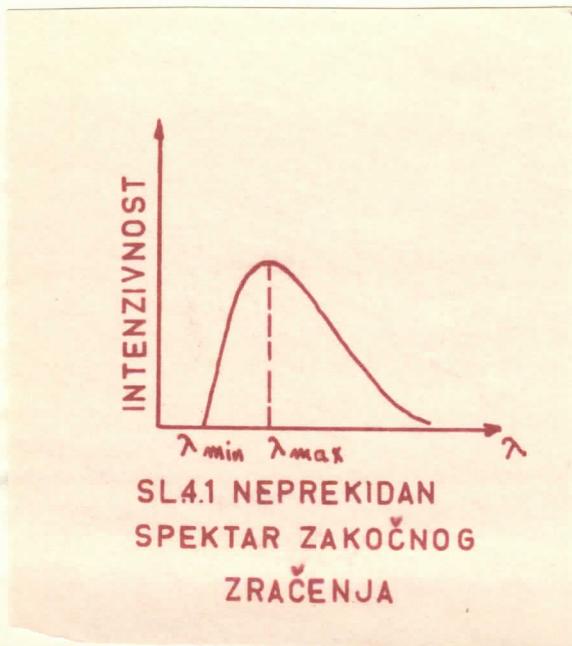
a) ZAKOČNO ZRAČENJE

Teorija zakočnog zračenja se oslanja kako na predstave klasične elektrodinamike tako i na predstave kvantne teorije. Obe se međusobno dopunjuju.

Prema impulznoj teoriji, koja se oslanja na zakone klasične elektrodinamike, zakočno zračenje se sastoji iz mnogobrojnih elektromagnetnih impulsa koji slede jedan drugog. Svaki impuls se javlja kao neperiodičan i složen proces, zato je donkle teško govoriti o talasnoj dužini ili o spektru zračenja. Međutim svaki neperiodičan proces može da se prikaže kao rezultat složenja u red čiste periodičnih procesa. Matematički prelaz od impulsa ka spektru se sprovođi kao razlaganje složene funkcije u Furijev red, a fizički, umesto širine impulsa dobija se spektar koji mora biti neprekidan. Razlaganje u red elektromagnetnog impulsa je moguće uslovno aproksimacija. I bez razlaganja, a priori, možemo tvrditi da će rezultat razlaganja biti spektar koji se prostire neograničeno od $\lambda = 0$ do $\lambda = \infty$.

Ekperimentalno je utvrđeno da je spektar zakočnog

sraćenja saista kontinualan, ali on ima oštra granicu sa strane kratkih talasnih dužina. (Sl. 4.2.-). Najkraća talas-



na dužina $\lambda_{min} = \lambda_0$ je vezana sa mećnim naponom U odnosom:

$$\lambda_0 U = const \quad (4.1)$$

Kratkotalasnou granicu neprekidnog spektra sa-koćnog sraćenje nije mo-gla da objasni klasić-na elektrodinamika. Nje-ne objañenje daje kvantna teorija.

Koćenje elektrona na meći se vrši na različite mećine, jednii od njih se koće na samou površini, drugi pro-đira u dubinu materijala meće postepeno gubeći svoju br-zinu, pri interakciji sa atomima meće. Ako se celokupna kinetićka energija elektrona pretvori u jedan kvant energi-je rontgenakog sraćenje dobiće se maksimalni kvant energije $h \nu_{max}$ tj. sraćenje ima maksimalnu učestotnost ili minimal- nu talasnu dužinu. Kinetićka energija elektrona u momentu koćenja je:

$$E_e = \frac{1}{2} m v^2 = eU$$

tj.

$$h \nu_{max} = eU \quad \text{odnosno} \quad \nu_{max} = \frac{eU}{h} = \frac{e}{h} U$$

Ako se saznañ brojne vrednosti sa: λ_{min} (nm); U (kv);

$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec; $e = 1,6 \cdot 10^{20}$ aton, elektr. jedinica;
 $h = 6,6 \cdot 10^{-27}$ erg. sec dobija se:

$$\lambda_{\min} = \frac{12,35}{U(\text{kv})} \cdot 10^{-8} \text{ (cm)} = \frac{12,35}{U(\text{kv})} \text{ (Å)} \quad (4.2)$$

Ovo je kratkotalasna granica neprekidnog spektra i važi za slučaj kada se sva kinetička energija pobuđujućih elektrona pretvori u energija kvanta.

Elektroni koji se koče na sasej površini odgovorni su za ovo zračenje sa najkraćom talasnom dužinom. Elektroni, koji prodirući kroz materijal anode izgube postepenim usporavanjem jedan deo energije, pre nego što se jednim atom interakcije sa atomima anode ukoče, odgovorni su za emitovanje zračenja većih talasnih dužina.

Ekperimentalno proveravanje zakona (4.2) su vršili mnogi istraživači sa naponima od 2,5 kv do 500 kv, sa različitim anodama i pri različitim uglovima posmatranja. Svi opiti su potvrdili zakon (4.2), a koji daje kvantna teorija. Objasnjenje kratkotalasne granice neprekidnog spektra jeste kvantna jednačina

$$eU = h \nu$$

sagoriše da proces zračenja neprekidnog spektra ima kvantnu prirodu. Proces izučavanja neprekidnog spektra sa stanovišta kvantne teorije još nije dovršen i zbog toga se za objašnjenje izvornih pojava (kao što je polarizacija X-zračenja) koristi i klasična teorija.

Ventzel je proširio Borove kvantne postavke i našao da osim eliptičnih stacionarnih orbita postoje orbite (parabole ili hiperbole) po kojima se kreću elektroni

bes da zrači, to su tzv. aperiodične stacionarne orbite. Elektron koji se kreće brzinom v_1 ima energiju ϵ_1 koji se u ovom antikatodi. Elektron koji se nalazi na aperiodičnoj stacionarnoj orbiti ϵ_1 prelazi na drugu stacionarnu aperiodičnu orbitu ϵ_2 a višak energije se zrači u vidu jednog kvanta:

$$\epsilon_1 - \epsilon_2 = h\nu$$

Ustvari troći Borov postulat je proširen i na stacionarne aperiodične orbite. Pošto je broj aperiodičnih stacionarnih orbite neograničen, prelazi elektrona mogu biti sa bilo kojom razlikom energije, tj. emituju se kvanti K -zračenja različitih veličine, odnosno spektar K -zračenja je neprekidan.

Raspodela intenziteta u neprekidnom spektru se opisuje sa empirijskim, dosta aproksimativnim metodom. Oblik funkcije I_λ se predstavlja sa:

$$I_\lambda = c i / 2 (\lambda_0 - \lambda)^2 + b \lambda^2 / \lambda^2 \quad (4.3)$$

gde je: $b = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$, $c = (5 \pm 1,5) \cdot 10^{-50} \text{ erg. sec}^{-2}$ a Z atomski broj; i - jačina struje koja protiče kroz cev.

Is jednačine (4.3) može da se dobije zavisnost

$I_\lambda = f(\lambda)$ obzirom da je

$$I_\lambda = I_\lambda \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} = I_\lambda \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}$$

$$I_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} i / 2 (\lambda_0 - \lambda)^2 + b \lambda^2 / \lambda^2 = c i \lambda_0^2 / \lambda^2 - \frac{c}{\lambda} + b \lambda^2 / \lambda^2 \quad (4.4)$$

Ako se zanemari mali član $b \lambda^2$ dobija se relacija:

$$I_\lambda = c i \lambda_0^2 \left(\frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda} \right)^2 = c \frac{c^2}{12,55} \text{ m.u.} \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda^2} \quad \text{tj.}$$

$$I_{\lambda} = C_2 i U \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (4.5)$$

gde je: C_2 konstanta koja zavisi od konstrukcije same cevi;
 Z - atomski broj; i - jačina struje koja protiče kroz cev;
 U - napon; λ_0 - kratkotalasma granica neprokiđnog spektra.

Iz jednačine (4.5) može da se nađe odnos između maksimalne talasne dužine λ_{max} i kratkotalasma granice neprokiđnog spektra λ_0 :

$$\lambda_{max} = \frac{3}{2} \lambda_0 \quad (4.6)$$

Međutim tačnije je empirijski utemeljena relacija:

$$\lambda_{max} = \frac{3}{2} \lambda_0 + 0,05 (R) \quad (4.7)$$

i ona daje:

$$(I_{\lambda})_{max} = C_3 i U \frac{1}{\lambda_0} \propto i U^3$$

gde je: C_3 - konstanta; i - jačina struje koja protiče kroz cev; U - napon; λ_0 - kratkotalasma granica neprokiđnog spektra.

Ukupna intenzivnost neprokiđnog spektra je određena površinom ispod krive raspodele i specijno ose tj. tzv. integralna intenzivnost jednaka je:

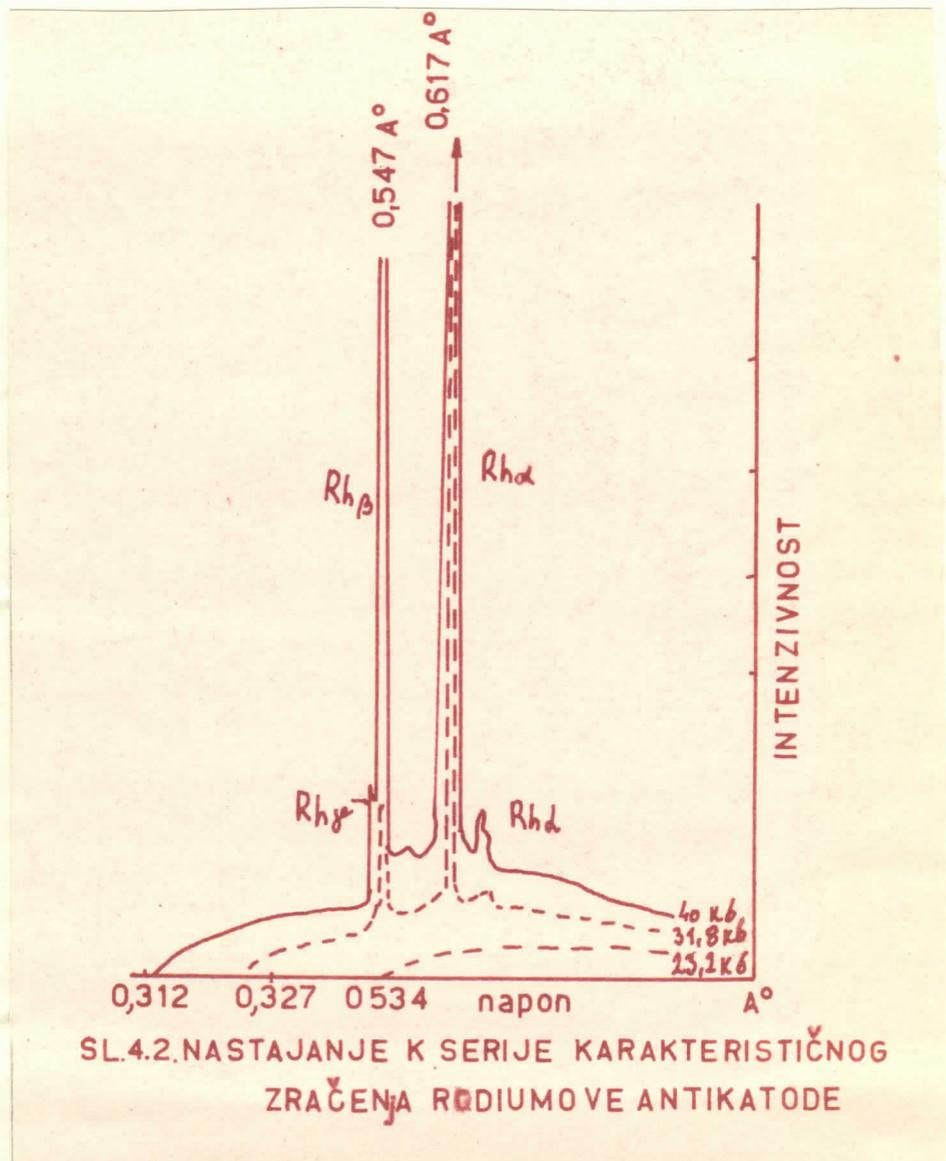
$$I = \int_{\lambda_0}^{\infty} I_{\lambda} d\lambda = C_4 i U^2 \quad (4.8)$$

b) KARAKTERISTIČNO ZRAČENJE

Čist neprokiđan ^{ne staje} spektar ukoliko energija pobudjujućih elektrona ne prelazi neku vrednost sa datu naponu. Ukoliko je energija elektrona jednaka ili veća od nje

nastaje i karakteristično zračenje.

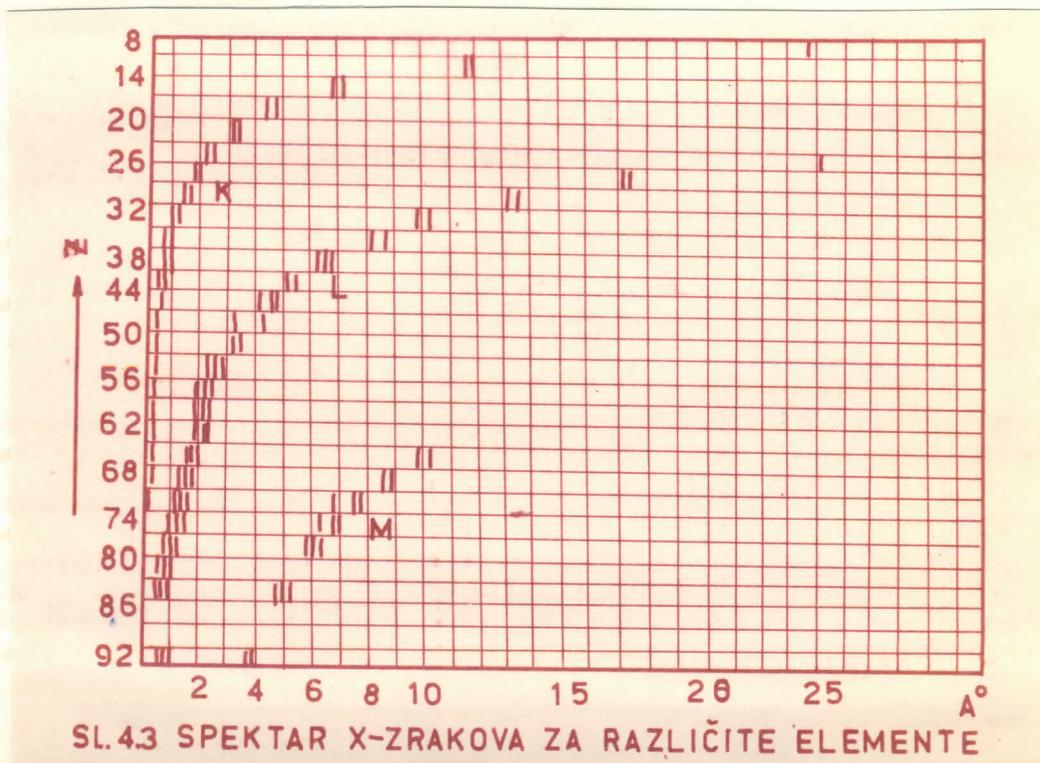
Na sl.4.2.- je data promena rendgenskog spektra pri nastajanju karakterističnog zračenja. Na slici su krive snimljene pri različitim energijama pobudjujućih elektrona, a u svim slučajevima antikatoda je od sodijuma.



Pri naponu od 23,2 kv spektar je još uvek neprekidan a pri 31,8 kv ne neprekidan spektar se superponira linijaki, koji se sastoji iz oštro izraženih linija. Pri naponu od 40 kv karakter spektra ostaje neizmijenjen ali se intenzivnost linija pojačava. Ovaj linijaki spektar

predstavlja karakteristično zračenje antikatode od rodiuma. Za razliku od optičkih emisivnih spektara, spektar karakterističnog zračenja ima mali broj linija. S druge strane, idući od jednih elemenata u periodnom sistemu prema drugima, u spektrima se ne opaža, opet sa razliku od optičkih vidljivih spektara nikakve periodična zakonitost promena. Jedina promena je pomeranje linija prema kraćim talasnim dužinama pri prelazu od lakših ka težim elementima.

Linije karakterističnog spektra, kao što se vidi na sl. 4.3, — su grupisane u tzv. serije, koje se iz istorijskih razloga označuju kao K, L, M, N... serije, idući od linija



sa manjim ka linijama sa većim talasnim dužinama. Među svim serijama u rendgenskim spektrima K serija ima najpro- stiju strukturu. Ona se sastoji iz tri linije koje se obe- ložavaju sa α , β , i γ . K_{α} linija ima najveću talasnu dužinu i intenzivnost i predstavlja jasno izrešen dublet.

K_{γ} ima najkraća talasnu dužinu. Tipičan primer K serije predstavlja spektar sodejane prikazan na sl.4.2.- Vidi se da ova serija ima tri linije K_{α} , K_{β} i K_{γ} .

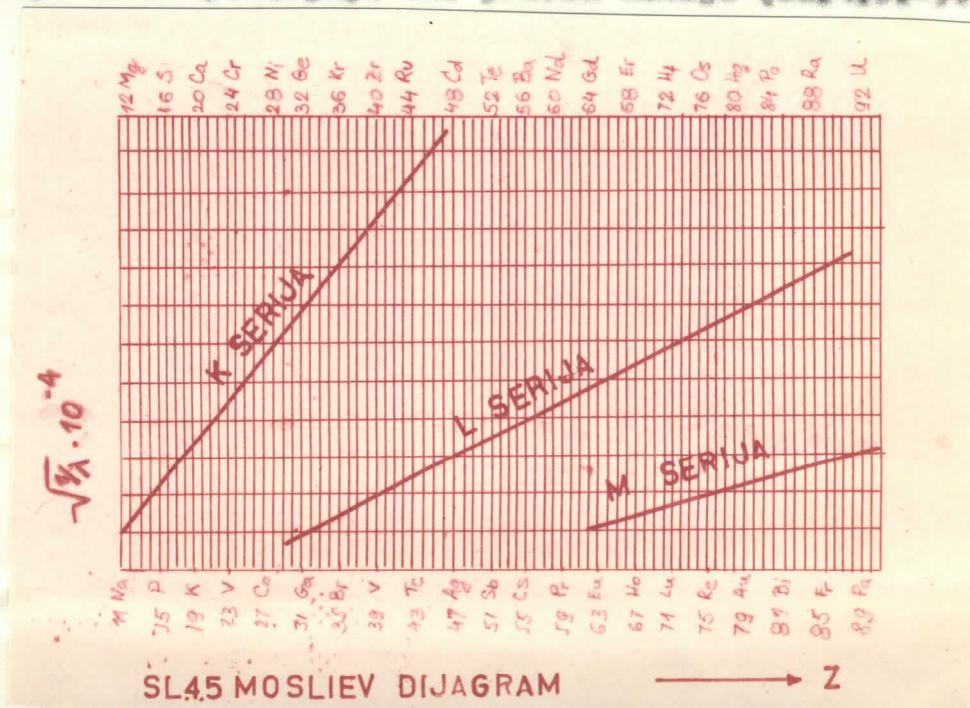
Na slici 4.4.- je radi primera pokazana L serija volframa. Ova serija ima znatno složeniju strukturu nego



SL44. FOTOGRAFIJA SPEKTRA L-SERIJE VOLFRAMA

K serija, ali se još uvek sastoji iz malog broja linija.

Ukoliko se grafički prikaze zavisnost $(1/\lambda)^{1/2}$ od $(Z)^{1/2}$ u funkciji od rastućeg atomskog broja elemenata (Z), nalazi se da pojedine linije jedne serije daju tačke koje se raspoređuju duž pravih linija (sl.4.5.-).



SL45. MOSLIEV DIJAGRAM → Z

Ova zavisnost je detaljno ustanovio Mosley (1913-1914), i došlo do zaključka da se zavisnost položaja jedne linije

od rednog broja može predstaviti relacijom:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda}} = \sqrt{\tilde{\nu}} = a(Z - b) \quad (4.9)$$

Za K_{α} liniju ova relacija prelazi u:

$$\tilde{\nu} = R(Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \quad (4.10)$$

Za druge serije se mogu napisati slični izrazi. Za L seriju:

$$\tilde{\nu} = R(Z - b)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4.11)$$

gde je: $n = 3, 4, 5, \dots$ $b = 7, 4$

Objašnjenje ove relacije pruža kvantna teorija. Relacije (4.10) i (4.11) neposredno proizilaze iz Borove teorije atoma, primenjene na polielektronski atom. Vališina $(Z - b)$ predstavlja efektivno naelektrisanje jezgre, manje od stvarnog zbog "efekta zaklanjanja", koji vrše oni elektroni istog atoma koji su bliži atomskom jezgri od datog "rendgenski aktivnog" elektrona. Klasična fizika nije mogla da ustrovi navedene relacije.

Upravo posreda ovih sekona Moseley je izvršio rasnoštavanje ovih elemenata iz grupe retkih zemalja i pokazao da od vodika do urana ima 92 hemijska elementa. Ovaj zakon je prvi put pokazao da atomski broj a ne atomsko težina određuje hemijsku individualnost atoma, odnosno elementa.

5. DETEKCIJA X-ZRAKOVA

Pri prolasku X-zrakovne kroz neku supstancu njihova intenzivnost se smanjuje, tj. X-zraci gube deo svoje energije. Apsorbovana energija X-zrakovne prolazi u druge vidove energije, u kinetičku energiju fotoelektrona i usmalnutih elektrona ili u svetlosnu energiju. Elektroni koji nastaju u supstanci koja se proizvodi, posle niza sudara sa atomima supstance, predaju im svoju energiju koja prolazi u druge vidove energije u zavisnosti od prirode supstance (toplotna, hemijska, svetlosna, energija jonizacije itd.).

Ako je W_0 energija X-zrakovne koji padaju na supstancu, apsorbovana energija u supstanci debljine d se određuje:

$$W_a = W_0 - W_d = W_0(1 - e^{-\mu d}) \quad (5.1)$$

gde je μ - linijski apsorpcijski koeficijent.

Apsorpcijski koeficijent μ se predstavlja u vidu zbira dva koeficijenta: koeficijenta stvarne apsorpcije i koeficijenta rasturanja ($\mu = \tau + \epsilon$). Oba koeficijenta τ i ϵ se takođe predstavljaju u vidu zbira dva koeficijenta:

$$\tau = \tau_0 + \tau_1, \quad \epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 \quad (5.2)$$

gde se τ_0 odnosi na deo energije X-zrakovne koje prolazi u energiju fotoelektrona, τ_1 na energiju karakterističnog zračenja, ϵ_0 na kinetičku energiju elektrona usmala a ϵ_1 na energiju raseljenog zračenja. Raseljeno i karakteristično zračenje se prostire na sve strane i

izlazi iz supstancije koja se prozračuje. Pošto nas interesuje deo energije X-zraka koji je prešao u kinetičnu energiju elektrona definiše se linearni koeficijent elektronskog preobražaja:

$$\gamma = \tau_0 + \epsilon_0 \quad (5.3)$$

Tada jednačina (5.1) za apsorbovanu energiju u supstanci dobija oblik:

$$W_0 = W_0 / 1 - e^{-(\tau_0 + \epsilon_0)d} = W_0 / 1 - e^{-\gamma d} \quad (5.4)$$

Postoje formule po kojima se određuje τ_0 i ϵ_0 .

Zbog toga da bi se isvrhila detekcija X-zraka nari se dejstvo koje izazivaju X-zraci u supstanci koja se prozračuje, jer to dejstvo zavisi od prirode i energije X-zraka.

a) HEMIJSKO DEJSTVO X-ZRAKOVA

Pri interakciji rendgenskih zraka sa celim nizom hemijskih jedinjenja, apsorbovana energija može da pređe u rad hemijskih reakcija tj. može da se vrši razlaganje hemijskih jedinjenja.

Pod dejstvom X-zraka iz srebrobroničnog sloja fotoemulzije isdvaja se srebro, koje posle iznivanja daje osvetljenje fotografske ploče. Da bi odredili stepen osvetljenja fotografske ploče uvodi se pojam "gustine osvetljenja" (D) i određuje se po relaciji:

$$D = \lg \frac{L_0}{L} \quad (5.5)$$

gde je L_0 - intenzitet vidljive svetlosti koja pada na isvetanu, fiksiranu i procenenu fotoploču; L - intenzitet

svetlosti koji je prošao kroz fotoploču. L_0 i L se mere fotometrom.

Na svetlost osjetljiva fotoemulzija se sastoji iz velikog broja kristalnih zrna srebrobromida. Pri apsorpciji jednog kvanta zračenja molekula $AgBr$ se raslaže i pod dejstvom iznivača (izvesnih hemijskih reduktivnih rastvora) se izdvaja čisto srebro. Pri fiksiranju fotoploče ne iznesena zrna srebrobromida se rastvaraju a čisto srebro ostaje u emulsiji i daje osvetljenje fotoploče.

Prema Einstein-ovom zakonu fotohemijskog ekvivalenta broj rasloženih molekula $AgBr$ je jednak broju apsorbiranih kvanta zračenja. Pri malim stepenima osvetljenja broj rasloženih zrna tj. osvetljenje je proporcionalno apsorbiranoj energiji tj. stepen osvetljenja može da služi kao mera apsorbirane energije λ -zračenja u fotoemulsiji.

Kada vidljiva svetlost prolazi kroz osvetljeni deo fotoemulsije, koeficijent apsorpcije svetlosti λ je proporcionalan broju rasloženih zrna srebrobromida po jednom centimetru debljine tj.

$$\lambda = k \frac{n}{d}$$

gde je d - debljina emulsije, a n - broj rasloženih zrna u sloju emulsije debljine d . Smanjenje intenziteta svetlosti pri prolasku kroz fotoploču se izražava eksponencijalnim zakonom:

$$L = L_0 e^{-\lambda d} = L_0 e^{-kn} \quad (5.6)$$

gde je L_0 intenzitet vidljive svetlosti koja dolazi na fotoploču a k koeficijent apsorpcije svakog zrna. Logaritmi

rajadi jednašinu (5.6) dobija se:

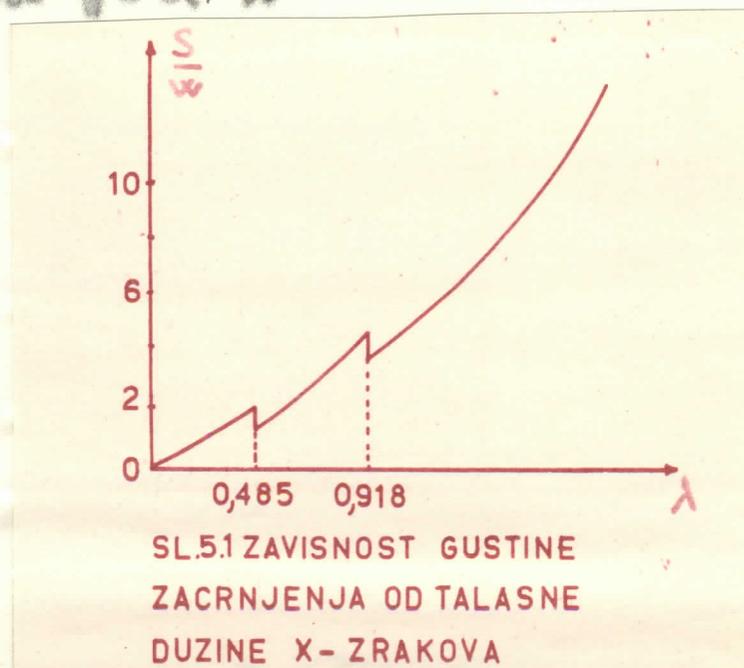
$$m = \ln \frac{L_2}{L_1} = H \lg \frac{L_2}{L_1} \quad (5.7)$$

gde je $H = \ln 10 = 2,303$. Iz jednašine (5.7) za gustina zacrnljenja (D) se dobija:

$$D = \lg \frac{L_2}{L_1} = \frac{m}{H} \quad (5.8)$$

Iz relacije (5.8) se vidi da je gustina zacrnljenja proporcionalna broju rasloženih zraka.

Zacrnljenje fotoploče u mnogome zavisi i od talasne dužine X-zrakova. Na sl.5.1. je data zavisnost zacrnljenja fotoploče od talasne dužine X-zrakova pri jednoj energiji $\frac{S}{\lambda} = f(\lambda)$.



Sa uvećavanjem talasne dužine X-zrakova povećava se i koeficijent apsorpcije (proporcionalno sa λ^3) a samim tim povećava se i broj rasloženih zraka srebrbrozida. Diskontinuiteti nastaju pri strogo određenim talasnim dužinama ($\lambda = 0,485 \text{ \AA}$ i $\lambda = 0,918 \text{ \AA}$), a te talasne

dušine odgovaraju respektivno K-granici apsorpcije za srebro i bron.

b) JONIZUJUĆE DEJSTVO K-ZRAKOVA

Rendgenovi zraci prolazeći kroz vazduh (ili neki drugi gas) jonizuju molekule vazduha, usled čega nastaju neelektrisane čestice, joni i elektroni. Obrascovanje jon-
skih parova se vrši na račun apsorbovane energije K-zrakova. Oslobođeni elektroni u sudarima sa molekulama gasa colob-
daju sekundarne ili tercijerne elektrone. Atom ili molekul od koga je odvojen elektron ostaje pozitivno neelektrisan. Sa druge strane elektron, koji je svoju energiju izgubio sudarima, prisajedinjuje se sa neutralnim molekulom ili atomom, obrazujući negativan jon. Tako stvoreni pozitivni i negativni joni se nalaze u haotičnom kretanju i prilikom sudara se neutralizuju. Pri konstantnoj intenzivnosti K-zra-
kova broj stvorenih jon-
skih parova u 1 sec (N_1) jednak je broju jon-
skih parova koji se rekombinuju (N_2) tj. $N_1 = N_2$ tj. nastupa stacionarno stanje.

Ako se jonisovani gas nalazi u električnom polju (sl. 5.2.-) pozitivni joni odlaze na anodu a negativni na katodu, neutralizuju se i u spoljnjem kola se javlja električni impuls koji se određuje po relaciji

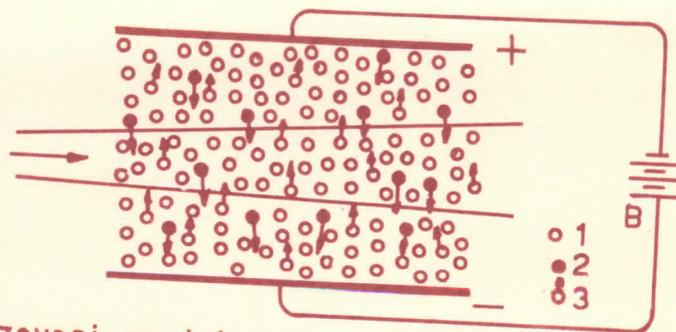
$$i = e(N_1 - N_2)$$

gde je e - neelektrisanje elektrona; $(N_1 - N_2)$ - broj jona koji stižu do elektroda u 1 sec.

Ako se uvećava jačina električnog polja brina jona se povećava, broj sudara i rekombinacija smanjuje a

zanim tim jonizaciona struja se povećava. Pri velikim naponima rekombinacija se povećava usled male koncentracije jona a jonizaciona struja postaje zasićena. Jonizaciona struja zasićenja se određuje prema relaciji:

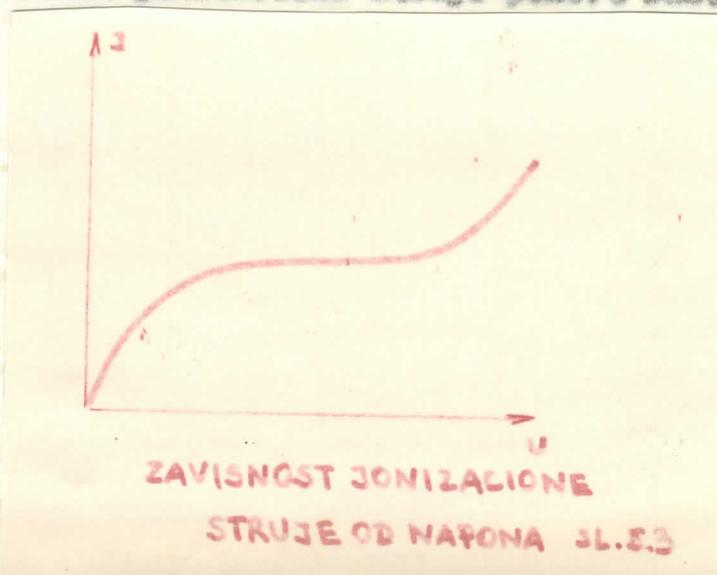
$$I_D = \alpha I_1 \quad (5.9)$$



Jonizovani gas između ploča ravnog kondenzatora
1. neutralne čestice 2. pozitivni joni 3. negativni joni

SL. 52.

Daljnja povećanja napona jonizaciona struja se ne povećava u izvesnom intervalu napona, već se povećava brzinom jona. Pri velikim naponima brzina jona može da bude dovoljno velika da izvrši jonizaciju neutralnih molekula gasa, usled čega intenzitet jonizacione struje ponovo raste (sl. 5.3.-)



Jonizaciona struja zasićenja zavisi od: a) intenzivnosti X-zraka, b) prirode zračenja, c) prirode gasa i njegovog fizičkog stanja (pritisak, temperatura...) i d) zapremine gasa koji se prosvetljuje X-zracima.

Apsorpcija X-zraka u gasu je ustvari elementarni proces interakcije fotona sa molekulama gasa, pri čemu nastaju brzi fotoelektroni i usmahnuti elektroni (Komptonov efekat).

Ako se gas ili vazduh prosvetljava monohromatičnim X-zračenjem intenzivnosti I_0 , tada je energija (P_0) u jedinici vremena kroz površinu S :

$$P_0 = I_0 S \quad (5.10)$$

Ako je γ koeficijent elektronskog preobrazanja energije X-zraka pri datoj talasnoj dužini, tada je energija X-zraka koja se pretvara u energiju elektrona:

$$P_e = P_0(1 - e^{-\gamma l}) = I_0 S(1 - e^{-\gamma l}) \quad (5.11)$$

gde je: l - dužina vazdušnog stuba koji se prosvetljuje X-zracima.

Ako se sa ϵ označi srednja energija za obrazovanje jednog jonskog para, broj jonških parova za 1 sec je:

$$N_1 = \frac{P_e}{\epsilon} = I_0 S \frac{1 - e^{-\gamma l}}{\epsilon} \quad (5.12)$$

gde se I_0 izražava u erg/sec.cm² a ϵ u ergovina.

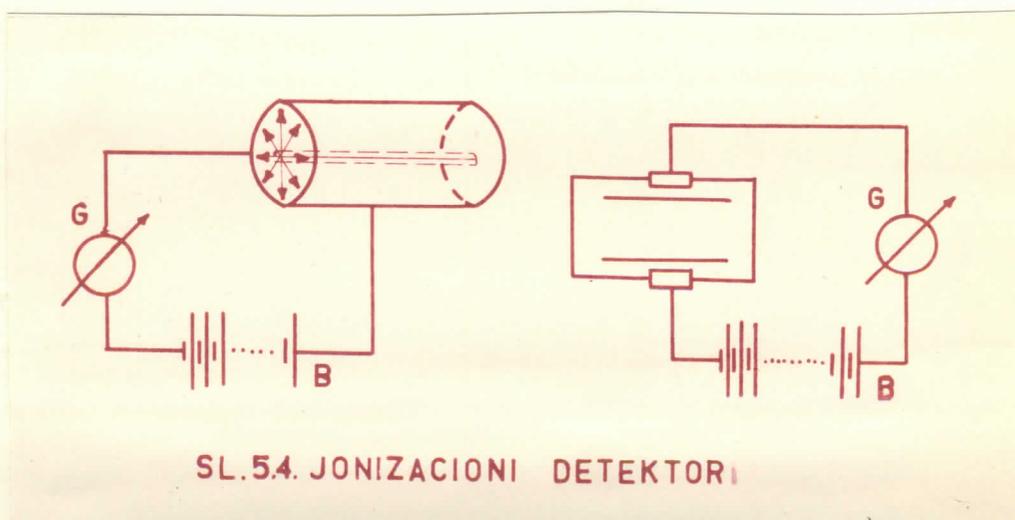
Obzirom na jednačinu (5.12) relacija za jonizacionu struju dobija oblik:

$$i_0 = eN_1 = \frac{eI_0 S}{\epsilon} (1 - e^{-\gamma l}) \quad (5.13)$$

odakle se vidi zavisnost jonizacione struje od intenzivnosti

X-zrakova. Jonizaciona struja zasićenja zavisi i od prirode X-zračenja. Ispitivanja su pokazala da ϵ ne zavisi od talasne dužine X-zrakova, i to vazduh na pr. iznosi $\epsilon \approx 35$ ev. Međutim koeficijent elektronskog preobražaja zavisi od talasne dužine X-zrakova.

Jonizacioni detektori su dvoelektrodni sistemi, obično sa dve koncentrične cilindrične elektrode, a redje sa dve ploštaste elektrode (sl. 5.4.-).



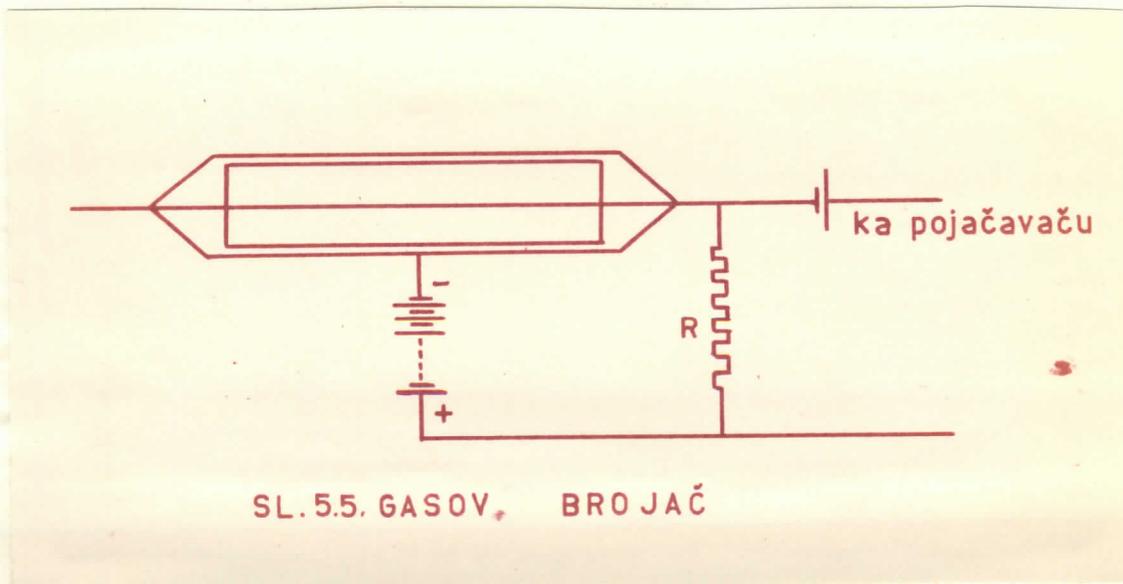
SL. 5.4. JONIZACIONI DETEKTORI

JONIZACIONA KAMERA služi za detekciju X-zrakova. Ona radi u oblasti jonizacione struje zasićenja. Postoji više vrsta razlikuju se samo po konstrukciji. Jonizacione struje zasićenje su male, te se posebnim elektronskim ovisim mogu pojačavati do te mere da se mogu meriti običnim instrumentima, recimo galvanometrom. Priroda gasa u kameri zavisi od namene aparata, može da bude vazduh, ugljen-dioksid, azot, argon, acetan i dr. Jonizaciona kamera se meri integralno jonizujuće dejstvo rendgenkog zračenja, tj. meri se ukupno proizvedena jonizacija.

c) BROJAČI

Na je ionsionom komoru se meri stvarno jonizaciono dejstvo α -zrakova. Za merenje malih jačina α - i γ -zrakova a i za brojanje odredjenih čestica i fotona primenjuju se gasoviti, scintilacioni i druge vrste brojača.

Gasoviti brojači predstavljaju t kodje dvoelektrodne sisteme u kojima se koristi efekat udarne jonizacije. Šema konstrukcije brojača je data na sl.5.5.-



To je cilindrični kondenzator prečnika oko 10-30 mm (katoda) a osa cilindra je snoda prečnika 0,1-0,2 mm. Električno polje unutar cilindričnog kondenzatora je nehomogeno:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

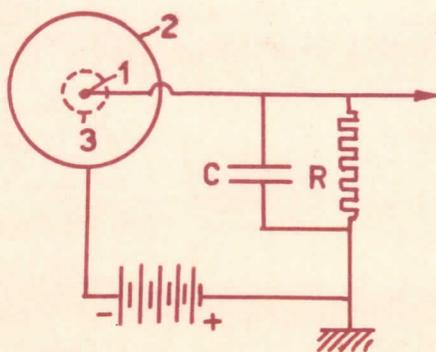
gde je U - napon između elektrode; R_1 - radijus niti ;
 R_2 - unutrašnji radijus cilindra.

Električno polje u blizini snode je veliko, tako da elektroni u blizini snode stiču dovoljnu energiju da

isvrše jonizaciju i ekscitaciju molekula gasa. Ako elektroni na svom putu stvore A novih jonskih parova, intenzitet jonizacije straje će porasti A puta. Veličina A se zove faktor gasne amplifikacije.

U zavisnosti od veličine napona na elektrodama brojače, brojači rade u tri različite oblasti: a) jonizaciona komora; b) proporcionalni brojač i c) Gejger-Milerov brojač.

Na sl. 5.6.- je dat poprečni presek brojača. Kretanje jona i elektrona u brojaču u spoljašnjem kola izvrsiva električni impuls i na otporu R se javlja pad napona.



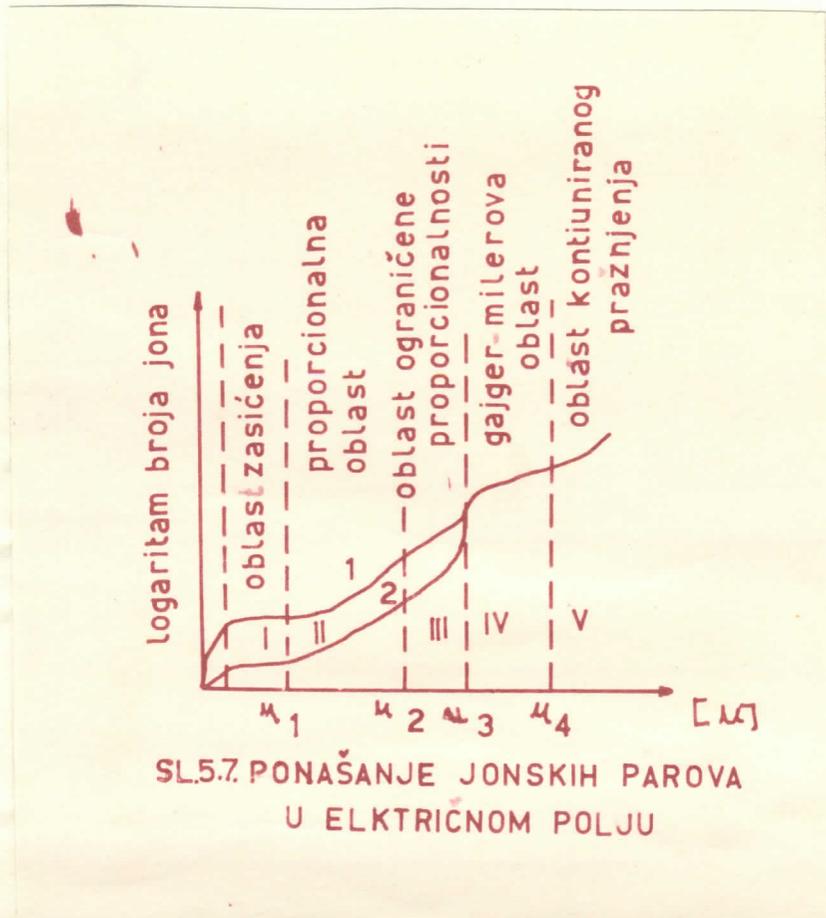
SL.5.6 PRESEK BROJAČA

1. nit 2. cilindar 3. prostorno pozitivno naelektrisanje

Na taj način svaka čestica koja je prošla kroz brojač registruje se u vidu električnog impulsa.

Zavisnost veličine električnog impulsa od napona je prikazana na sl. 5.7.- sa dve različite vrednosti početne jonizacije, uslovljene izvorima zračenja različite intenzivnosti (krive 1 i 2). Takve krive se nazivaju rednim

karakterističnim brojeva. Po karakteru pražnjenja krive se mogu podijeliti u pet oblasti.



SL.5.7. PONAŠANJE JONSKIH PAROVA U ELKTRIČNOM POLJU

I - Oblast zasićenja. Pri malim naponima svi elektroni i joni obavezno pod dejstvom jonizirajućeg E-srađenja a pod dejstvom električnog polja stižu do odgovarajućih elektroda. U ovoj oblasti se ne koristi efekat udarne jonizacije i zbog toga je koeficijent gasne amplifikacije jedinica, tj. u ovoj oblasti radi jonizaciona komora.

II - Proporcionalna oblast. Kada napon prelazi neku veličinu U_1 , pri kojoj počinje efekat udarne jonizacije, veličina električnog impulsa raste. Minimalni napon pri kome elektron stiče energiju dovoljnu da izvrši jonizaciju molekula gasa se naziva potencijalnim pragom.

Nastali sekundarni elektroni mogu da izazovu ponovnu jonizaciju i ovaj efekat umnožavanja se naziva Townsendova lavina. Veličina električnog impulsa je strogo proporcionalna primarnoj jonizaciji. Koeficijent gane amplifikacije je još uvek relativno mali (od 1 do $10^3 - 10^4$) i ne zavisi od primarne jonizacije (tj. od intenzivnosti jonizirajućeg X-zračenja).

Brojači koji rade u ovoj oblasti se zovu proporcionalni i pošto njih se ne sme da se mogu brojati čestice već se može odrediti i njihovo jonizujuće dejstvo. Za punjenje ovi proporcionalnih brojača koriste se razni gasovi kao što su azot, nekoj prostog gasa, kao što je vodonik ili argon (koji omogućava veću amplifikaciju) i nekoj složenijeg gasa, kao što je ugljen dioksid, metan, pentan itd. (radi stabilnosti rada). Pritisak gasa je obično manji od atmosferskog.

III - Oblast ograničene proporcionalnosti. Pri daljem povećanju napona od U_2 do U_3 proporcionalnost između veličine električnog impulsa i primarne jonizacije se narušava i zbog toga detektori ne rade u ovoj oblasti.

IV - Geiger-Milerova oblast. Brojači koji rade u oblasti IV se zovu Geiger-Milerovi. Između proporcionalne i G-M oblasti principijelna razlika je u tome što jedan elektron iz para jonova stvara lavinu samo u jednoj tački, dok se u G-M oblasti lavina prostire preko cele dužine centralne šipke. Zbog toga veličina impulsa u proporcionalnoj oblasti varira sa brojem primarnih parova jonova, ali u G-M brojaču je amplifikacija tako velika da je veličina impulsa gotovo nezavisna od broja parova jonova (krive 1 i 2 se

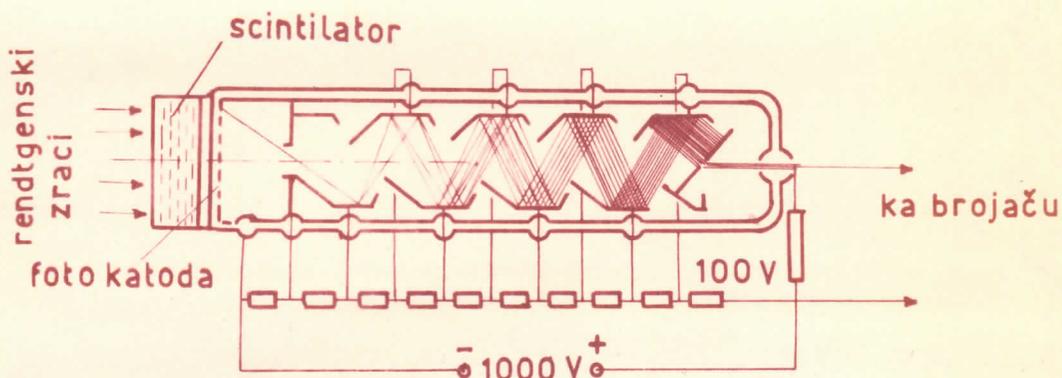
na sl. 5.7.- u oblasti IV poklapaju).

Brzi elektroni stižu do anode za kratko vreme, dok za to vreme sporiji pozitivni joni (zbog velike mase) obrazuju prostorno pozitivno naelektrisanje koje usmaja jačinu električnog polja tj. snabija efekt udarne jonizacije, dolazi do "gašenja" brojača. Vreme koje je potrebno da pozitivni joni stignu do katode se naziva mrtvim vremenom brojača, nakon koga je brojač sposoban da ponovo registruje čestice. Međutim pozitivni joni sa katode izbacuju sekundarne elektrone, koji usled električnog polja stižu velike brzine, izazivaju lavinu i ceo proces se ponavlja. Osim toga elektroni mogu da ekscitiraju molekule gaza, koji iz pobuđenog u normalno stanje prelaze emitujući kvant ultravioletnog zračenja. Ti kvanti sa katode mogu da izbacuju fotoelektrone, koji se ponašaju kao i sekundarni elektroni. Takvi brojači gde postoje uslovi za neprekidno praćenje sa nepodnošni to se primenjuju razni postupci da se praćenje priguši. Postoje brojači koji sami vrše prigušivanje ili se pok prigušivanje vrši pomoću spoljašnjeg otpora.

Pri naponima $U > U_0$ (oblast V) nastaje oblast kontinuiranog praćenja.

Scintilacioni brojači predstavljaju uređaje koji se mnogo koriste za brojanje čestica ili fotona α - i γ -zračenja. Veoma je osetljiv, vreme reagovanja je oko 10^{-7} - 10^{-8} sec. Šema scintilacionog brojača je prikazana na sl. 5.8.- Sastoji se iz prozračnog luminescentnog kristala (scintilatora), fotomultiplikatorske cevi i uređaja za automatsko merenje. Kada se foton α -zračenja apsorbira u scintilatoru na račun njegove energije izvrši se ekscitacija

supstanci tj. elektroni prelaze u više energetske ravni.



SL. 5.8. ŠEMA SCINTILACIONOG DETEKTORA

Prelaz u normalno stanje je popraćen emitovanjem kvanta ultravioletoznog zračenja ili kvanta vidljive svetlosti, usled čega se javlja bljesak tj. scintilacija. Kvanti zračenja sa fotokatode oslobađaju fotoelektrone koji se u fotomultiplikatorskoj cevi umnožavaju sistemom elektrode tj. dioda. Na izlasku iz fotomultiplikatorske cevi se dobija električni impuls dovoljan za automatsko merenje. Postoji proporcionalnost između amplitude električnog impulsa i jonizujuće sposobnosti fotona X-zračenja.

Kao scintilatori se koriste: a) prozračni neorganski kristali i b) prozračni organski kristali ili organski scintilacioni rastvori.

Od neorganskih scintilatora najviše se primenjuje natrijumjodid aktivisan talijanom /NaJ(Tl)/. On se lako dobija u obliku kruglih prozračnih kristala. Jedini nedostatak je što je NaJ osetljiv na vlagu.

Od organskih scintilatora se koriste uglavnom prozračni monokristali cinkovena, naftalina i dr.

G. INTERAKCIJA X-ZRAKOVA SA MATERIJOM

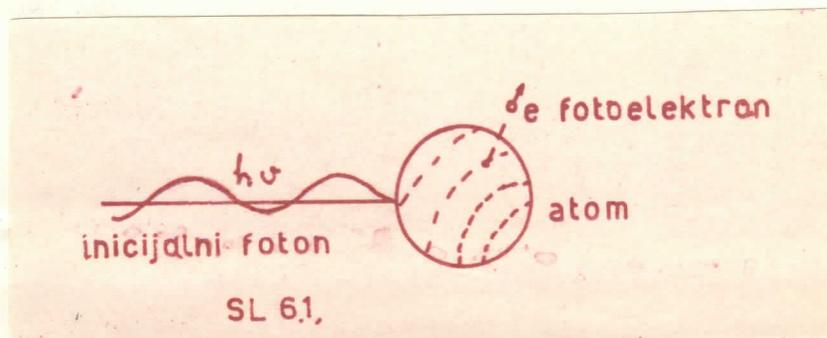
Prolaženje X-zraka kroz sloj neke supstance, bilo čvrste, tečne ili gasovite je praćeno smanjivanjem intenzivnosti, tj. X-zraci gube deo svoje energije usled:

I. Stvarna apsorpcija procesa u kome X-zraci ištećavaju, a energija elektromagnetnog polja, koja odgovara ovim zracima, transformiše se u datoj sredini u energiju nekog drugog oblika.

II. Rasturanja (rasejanje), pri kome se menja pravac X-zraka. Skretanje X-zraka usled procesa rasejanja smanjuje intenzivnost zraćenja, koje stiže do detektora.

III. Obasovana para elementarnih naelektrisanja - elektrona i pozitrona.

I. Proces stvarne apsorpcije je fotoelektrični efekat. Kvant X-zraćenja interaguje sa atomima supstance tako što svu energiju prećaje jednom elektronu (obićno na unutrašnjim slojevima) te se fotoelektron oslobaćja i dobija kinetićku energiju (sl. 6.1.)



Energija fotoelektrona ne zavisi od intenzivnosti λ -zračenja, uvećanje intenzivnosti samo uvećava broj fotoelektrona i to tako da je njihov broj strogo proporcionalan intenzivnosti, ali ne i njihova brzina. Brzina fotoelektrona zavisi samo od učestanosti upadnog λ -zračenja (ν), i to tako da sa uvećanjem učestanosti linearno raste i energija fotoelektrona. Prema Einstein-ovom zakonu kinetička energija fotoelektrona je:

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = h \nu - E_q \quad (6.1)$$

gde je: E_q - jonizacioni potencijal q energetskog nivoa u atomu. Sa taj način ako se supstanca nalazi u polju monohromatičnog λ -zračenja oslobodjaju se elektroni sa različitim brzinama u zavisnosti sa kojih energetskih ravni su oslobodjeni elektroni.

Svaki oslobodjeni elektron prima energiju od jednog fotona, zbog toga broj oslobodjenih elektrona n_q je jednak broju apsorbiranih fotona λ -zračenja. Broj fotona apsorbiranih na q energetskom nivoa je proporcionalan odnosu $\tau_q/h\nu$, gde je τ_q - koeficijent stvarne apsorpcije a $h\nu$ - energija fotona. Sama ta i broj oslobodjenih fotoelektrona je

$$n_q \sim \frac{\tau_q}{h\nu}$$

pošto je:

$$\tau_q \sim \lambda^3 \nu^4$$

$$n_q \sim \lambda^4 \nu^4 \quad (6.2)$$

Energija oslobodjenog fotoelektrona prema

Einstein-ovom zakonu je:

$$E_k = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda_q}$$

gde je: λ_q - telesna dužina q granice apsorpcije

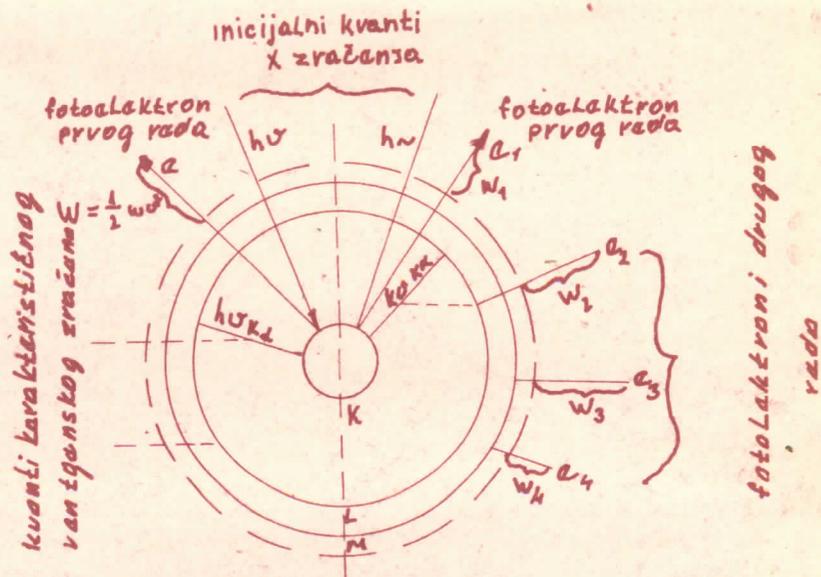
($hc/\lambda_q = E_q$) - Energija svih elektrona oslobođenih sa q energetskog nivoa je:

$$n_q E_k \sim \lambda^{3/2} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_q}\right) \quad (6.3)$$

Ako se izvrši sumiranje po svim energetskim ravnima u atomu, pri čemu je neophodan uslov $\lambda < \lambda_q$, ukupna energija E_p svih fotoelektrona je:

$$E_p = \sum_q n_q E_k \sim \lambda^{3/2} \sum_q \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_q}\right) \quad (6.4)$$

Periferni elektroni su slabije vezani sa atomom i zbog toga kada se takvi elektroni oslobodjaju pri fotoefektu imaju znatnu brzinu. Međutim, kada je energija kvanta X-zračenja dovoljno velika da se oslobode elektroni sa unutrašnjih slojeva atoma nastaju fotoelektroni koji imaju manje brzine a istovremeno nastaje i karakteristično rendgensko zračenje. Karakteristično rendgensko zračenje može da se apsorbuje u samom atomu, pri čemu se na račun apsorbovane energije oslobodjaju elektroni sa viših energetskih slojeva u atomu, tj. nastaju fotoelektroni drugog reda. Proces složenog fotoefekta je proučavao Oke pa se često i naziva Oke-ov efekat. Proces složenog fotoefekta i nastajanje karakterističnog rendgenskog zračenja je prikazan dijagramom na slici 6.2.-



SL 62. Šema apsorpcije x zračenja i nastajanja karakterističnog zračenja (levi deo dijagrama) i nastajanja složenog fotoelektra (desni deo dijagrama)

II. Rasturanje. Proces rascepanja rendgenskih zraka se sastoji u tome što oni interaguju sa atomima rasturene supstance i okreću se svog prvobitnog pravca. Postoje dve teorije rasejanja rendgenskih zraka:

- a) klasična, koja kaže da učestanost rasturenog zračenja treba da bude jednaka učestanosti upadnog zračenja.
- b) kvantna teorija, koja kaže da se pri rasturanju x-zraka menja talasna dužina, tj. u rasturenom zračenju se pojavljuju zraci veće talasne dužine koji imaju manju proćenu moć.

Prema klasičnoj teoriji mehanizam rasturanja se sastoji u prevodjenju elektrona u oscilatorno stanje usled dejstva elektromagnetskog polja upadnog x-zračenja, pri čemu rasturenog zračenja treba da ima istu učestanost kao i upadnog.

J. J. Thomson je postavio klasičnu teoriju rasejanja λ -zraka koja dovede do sledeće formule za atomski koeficijent rasejanja:

$$\sigma_a = \frac{8}{3} \pi^2 \frac{e^4}{c^4} \frac{Z^2}{m^2} \quad (6.5)$$

Ako se u 1 cm³ sadrži n atoma linearni koeficijent rasturanja je:

$$\sigma_0 = n \frac{8}{3} \pi^2 \frac{e^4}{c^4} \frac{Z^2}{m^2} \quad (6.6)$$

Na kraju, maseni koeficijent rasejanja je:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = \frac{8}{3} \pi^2 \frac{e^4}{c^4} \frac{Z^2}{m^2} \quad (6.7)$$

U izrazu (6.7) se odnos n/ρ može izraziti pomoću Avogadrovog broja N i atomske težine A pa se dobija izraz:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = \frac{8}{3} \pi^2 \frac{e^4}{c^4} \frac{Z^2}{m^2} \frac{1}{A} \quad (6.8)$$

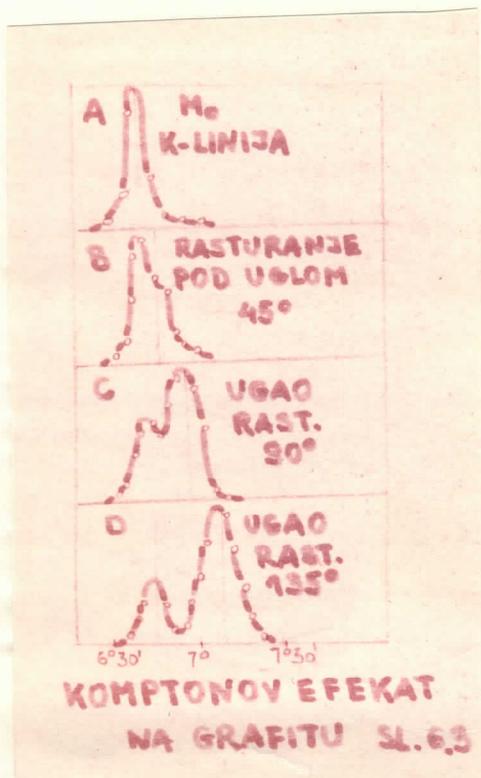
Ako se u jednačinu (6.8) uvrste brojne vrednosti za N , e , m i c dobija se izraz:

$$\sigma_m = \frac{\sigma_0}{\rho} = 0,402 \frac{Z^2}{A} \quad (6.9)$$

odakle se vidi da maseni koeficijent rasejanja ne zavisi od talasne dužine upadnih λ -zraka, niti od rasturajuće supstance, jer je odnos Z^2/A za sve elemente (osim za vodonik) konstantan i približno iznosi 0,5.

Zaključak procesa rasejanja je proučavao Kompton i on je primetio da se zakoni koje daje klasična fizika ne slažu sa eksperimentom u slučaju λ -zraka vrlo kratke talasne dužine (počev od $\lambda = 0,3 \text{ \AA}$). Sa uvećanjem talasne dužine

X-zrakove umanjuje se koeficijent rascejanja a povećava se talasna dužina rascejanog zračenja. Kompton je proučio



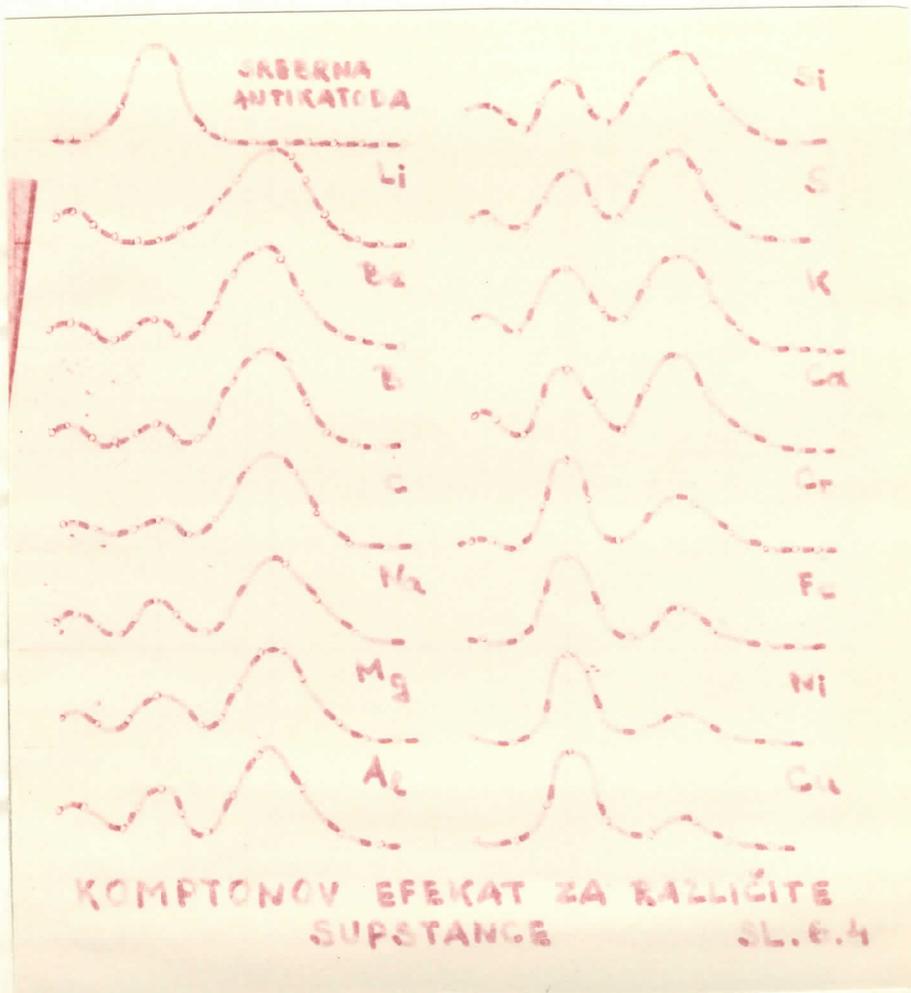
ova pojava primenom spektrografa za X-zrake. Posmatrao je zračenje rentgenске цevi sa molibdenskom antikatodom koje se rastara na komadu grafitu, pri čemu je mogao da menja ugao rasturanja. Spektralna raspodela intenzivnosti je merio jonizacionom komorom.

Na sl. 6.3.- se upoređeni dobiveni rezultati: A predstavlja raspodelu intenzivnosti u primarnoj liniji (molibdenova linija $K_\alpha = 0,712605 \text{ \AA}$); B, C, i D daju

spektralni sastav zračenja pod različitim uglovima rasturanja. Odmah mogu da se ustanove specifičnosti pojave: a) u rasturenom zračenju prisutna je kako talasna dužina upadnog zračenja tako i talasna dužina pomerena na stranu dužih talasa; b) veličina pomeranja zavisi od ugla rasturanja i raste sa uvođenjem ugla; c) uvođenjem ugla rasturanja intenzivnost nepomerene linije opada, a intenzivnost pomerene raste.

Na slici 6.4.- prikasani su spektri K_α linije srebrne antikatode, rasturane pod istim uglom na različitim supstancama. Sa slike 6.4.- se vidi da veličina pomeranja ne zavisi od rasturajuće sredine; sa porastom atomskog broja rasturajuće supstance intenzivnost nepomerene linije raste

a intenzivnost pomerene linije opada.



Specifičnosti Komptonovog efekta se lako objašnjavaju ako se smatra da zračenje ima korpuskularnu prirodu, tj. da predstavlja struju fotona, pri čemu foton ima određenu veličinu energije $h \nu$ i određeni količinu kretanja. Foton se razlikuje od drugih čestica jer se kreće brzinom svetlosti a njegova masa mirovanja mora da bude jednaka nuli. Za takvu česticu teorija relativnosti daje impuls:

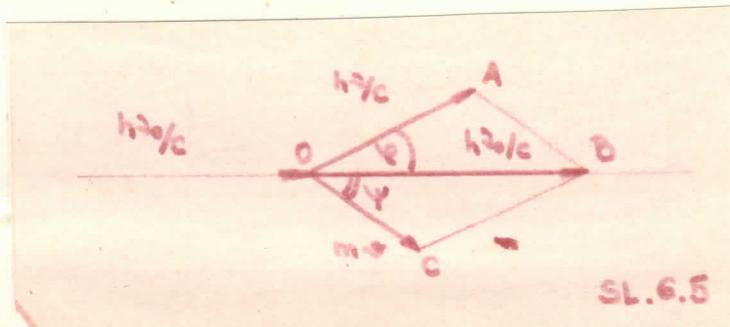
$$p = \frac{h \nu}{v} = \frac{h \nu}{c} = \frac{h \nu}{c}$$

gde je c - brzina svetlosti.

Da bi objasnili savianost međjučestaničastina

upadnog (λ_0), raseljenog zračenja (λ), brzine elektrona stvorenih usmaka i uglova raseljenja φ i ψ , razmatra se elastičan sudar fotona sa nepokretnim slobodnim elektronom m_0 (sl. 6.5.-) pri čemu se dobija sledeća formula sa učešnošću raseljenog zračenja:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{h \lambda_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \varphi)} = \frac{\lambda_0}{1 + 2 \frac{h \lambda_0}{m_0 c^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (6.10)$$



U formuli (6.10) se lako dobija relacija za promenu talasne duzine obratno da je $c/\lambda = \lambda$ i $c/\lambda_0 = \lambda_0$:

$$\lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi) \quad \text{tj.}$$

$$\Delta \lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (6.11)$$

U izrazu (6.1) $\frac{h}{m_0 c}$ predstavlja kombinaciju tri univerzalne konstante i ona se označava kao Komptonova talasna duzina Λ :

$$\Lambda = \frac{h}{m_0 c} = \frac{6,624 \cdot 10^{-27}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 2,99 \cdot 10^{10}} = 0,0242 \text{ \AA} \quad (6.12)$$

pa formula (6.11) dobija oblik

$$\Delta \lambda = 2 \Lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 0,048 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (6.13)$$

Iz formule (6.15) se vidi da pomeranje linije kod Komptonovog efekta ne zavisi od talasne dužine primarnog zračenja, već samo od ugla rasturanja.

Pored pomerene linije u rasturinom zračenju se javlja i nepomerena, a to ne sledi iz navedene teorije rasturanja. Pri rasturanju rasturanja predpostavljamo da se foton sudara sa slobodnim elektronom. Moždatim postoji nevesna vezivna energija elektrona u atomu i kod perifernih i kod lakih atoma vezivna energija je zanemarljiva (nekoliko elektronvolti) u odnosu na energiju fotona X-zračenja. Unutrašnji elektroni kod teških atoma, vezani su čvrsto sa atomom, i foton prilikom sudara ispušta energiju i količinu kretanja sa atomom kao celinom. Pošto je masa atoma velika prema mazonu održanja količine kretanja foton ne predaže atomu ni svoju energiju ni količinu kretanja, tj. h se ne menja pri rasturanju.

Energija elektrona izbačenog usmakan je :

$$W_K = h\nu_0 - h\nu \quad (6.14)$$

tj.

$$W_K = h\nu_0 - \frac{h\nu_0 m_0 c^2}{m_0 c^2 - h\nu_0 (1 - \cos \varphi)} = \frac{2(h\nu_0)^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{m_0 c^2 + 2h\nu_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (6.15)$$

Ako je $\varphi = 0$ tj. ako je raseljeno zračenje u pravcu upadnog kinetička energija elektrona je jednaka nuli ($W_K = 0$), a raseljeno zračenje ima istu učestanost kao i upadno. Za $\varphi = 180^\circ$ energija elektrona je maksimalna. Energija elektrona zavisi od talasne dužine upadnog zračenja. Za meke X-zrakeve energije usmakanog elektrona je mala a iznosi talasne dužine raseljenog zračenja neznatna. Za tvrde X-zrakeve praktično sve energija kvanta raseljenog zračenja

može da se pređe elektronu. Slabljenje intenzivnosti tvrdih X-zrakovna je uglavnom uslovljeno Komptonovim efektom. Koeficijent rascejanja σ prema elementarnoj teoriji Komptona je povezan sa klasičnim koeficijentom rascejanja σ_0 relacijom:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + 2\alpha} \quad (6.16)$$

gde je:

$$\alpha = \frac{h^2}{m_0 c \lambda^2} = \frac{0,0243}{\lambda} \quad (6.17)$$

Pri rascejanju tvrdih X-zrakovna energija kvanta X-zračenja se raspoređuje između usmaltutog elektrona i rascejanog zračenja. Zbog toga koeficijent rascejanja može da se rascejanje i koeficijent stvarnog rascejanja σ_s :

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_s \quad (6.18)$$

gde je:

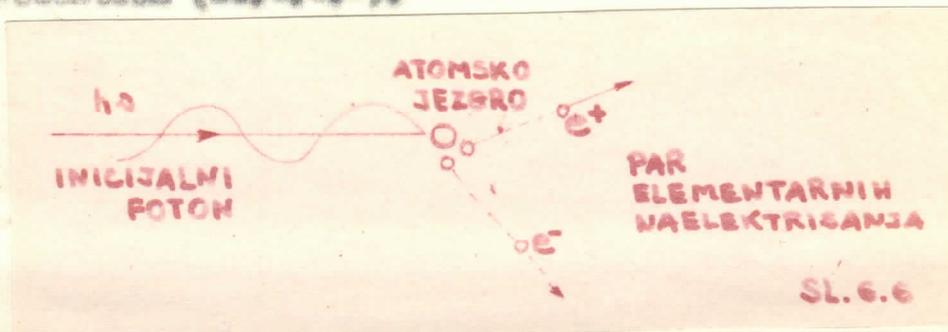
$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{1 + \alpha}{(1 + 2\alpha)^2}, \quad \sigma_0 = \sigma \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \quad (6.19)$$

Ivedene formule važe za X-zrakovna čija je talasna dužina $\lambda > 0,08 \text{ \AA}$. Za još tvrdije X-zrakovna koristi se Kloja-Ribintanovna formula:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2\alpha(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 2\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (6.20)$$

III. Obrazovanje para elementarnih naslektriseanja u slučaju veoma tvrdog X-zračenja kada energija kvanta prelazi dvostruku vrednost energije elektrona u miru ($2m_0 c^2 = 1,022 \cdot 10^6 \text{ ev}$), ova stvarna apsorpcije i rascejanja može nastati novi vid interakcije fotona sa supstancom,

obrasovanje para elementarnih naelektrisnih čestica pozitron-elektron ($\alpha_1, e, e, -$).



Sukurna kinetička energija elektrona i pozitrona koji se obrazuju pri apsorpciji fotona $h\nu_0$ je:

$$W_E = h\nu_0 - 2m_0c^2 \quad (6.21)$$

i ona može da se raspodeli između tih čestica na različite načine. Najverovatniji je slučaj kada su njihove energije jednake. Pri ovoj interakciji se ispunjava zakon održanja naelektrisanja i količine kretanja. Pošto su naelektrisanje pozitrona i elektrona jednake po veličini a suprotnog znaka, ukupno naelektrisanje je jednako nuli. Prosečan život pozitrona je kratak, obično iznosi oko 10^{-9} sec, i pozitron se sjedinjuje sa elektronom. Njihovo naelektrisanje se usaja ne neutrališe, a čestica se "anihilisuje", oslobađajući svoju energiju u obliku radijacije, koja se česte naziva anihilaciona radijacija tj. stvaraju se dva kvanta zračenja pod uglom od 180° sa energijom od 0,511 Mev.

Verovatnoća Π za efekat obrasovanja para elementarnih naelektrisanja ima sličan vid i uvećava se sa povećanjem energije fotona:

$$\Pi = k m_0^2 (h\nu_0 - 1,022) \quad (6.22)$$

gde je: k - koeficijent proporcionalnosti; n - broj atoma

u l cm³, Z - atomski broj, h ν_0 - energija fotona u Nev.

7. SLABLJENJE X-ZRAKOVA (ATENUACIJA) PRI PROLAZENJU KROZ RAZLIČITE SREDINE

Prolaženje X-zraka kroz sloj neke supstance prouzrokuje smanjivanje intenzivnosti, što se može saopćiti po smanjenju jonizacione struje nasliđenja u jonizacionoj komori, ispred koje se postavlja sloj ispitivane supstance. Na svom putu kroz supstancu X-zraci mogu da stupaju u interakciju sa atomima supstance i dolaze do procesa fotoelektričnog, Komptonovog efekta, stvaranja para elementarnih elektrona i druge. Interakcije se dolaze pojedinačno, tj. kvanti X-zraka razmenjuju energiju sa atomima supstance ili akreću sa svog puta pa se obično ne prevolinjski snop mogu smatrati sagubljenim. Interakcija fotona sa atomima supstance se dolaze prema zakonima verovatnoće i verovatnoća interakcije zavisi od mnogo faktora: talasne dužine X-zraka, vrste atoma, stanje i raspoređena atoma itd. Teorijske određivanja verovatnoće interakcije je veoma složeno, pa se obično njeno određivanje vrši na osnovu empirijskih relacija.

Pretpostavimo da na sloj date supstance u pravcu duž koga smo upravili X-osa, pada snop monohromatičnih X-zraka (Sl. 7.1.-)

Pretpostavljajući da je izlaskanje X-zraka rezultat pojedinačnih akata rascejsavanja i apsorpcije, možemo pretpostaviti da je slabljenje intenzivnosti srazmerno

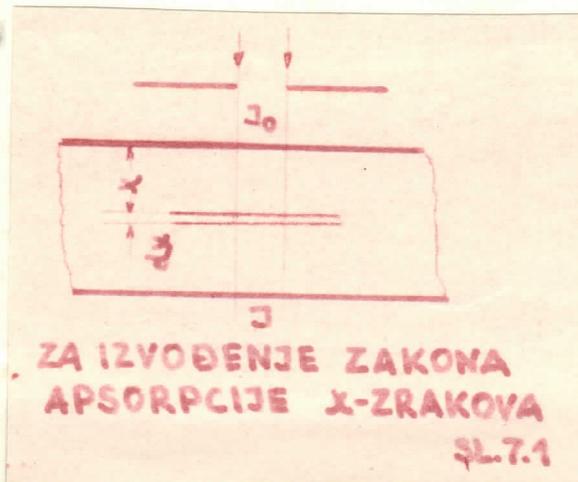
debljini tankog sloja dx:

$$dI = -\mu I dx \tag{7.1}$$

gde je I - intenzitet snage; μ - atomski koeficijent slabljenja (koeficijent ukupnog slabljenja) koji karakteriše osobine date supstance. Integrirajući jednačinu (7.1) dobija se zakon slabljenja R-srahova u sloju konačne debljine x :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{7.2}$$

gde je: I_0 - intenzivnost zračenja pri ulasku u sloj supstance debljine x .



a) linearni, masni i atomski apsorpcioni (atenuacioni) koeficijenti. Koeficijent proporcionalnosti u jednačini (7.2) se naziva linearni koeficijent slabljenja i on zavisi od apsorpcione sposobnosti supstance i talasne dužine. Koeficijent

$$\mu = - \frac{dI/dx}{I}$$

predstavlja relativno slabljenje intenzivnosti po jedinici puta.

Kako slabljenje snage nastaje delimično zbog stvarne apsorpcije a delimično i zbog rasturanja, linearni koeficijent slabljenja predstavlja zbir dva koeficijenta, koeficijenta stvarne apsorpcije τ i koeficijenta rasejanja σ :

$$\mu = \tau + \sigma \quad (7.3)$$

pa jednačina (7.2) dobija oblik

$$I = I_0 e^{-(\tau + \sigma)x} = I_0 e^{-\tau x} e^{-\sigma x} \quad (7.4)$$

Iz jednačine (7.4) se vidi da slabljenje intenzivnosti X-zračenja breme raste sa debljinom supstance. To se jasno vidi i iz priložene tablice gde su date vrednosti relativnog slabljenja intenzivnosti u aluminijumskim pločicama različite debljine za monohromatično X-zračenje talasne dužine $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$.

Debljine sloja u mm	0,1	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0
odnos I/I_0	0,87	0,5	0,25	0,06	0,015	0,004

Koeficijenti μ , τ i σ su maseni msi (broja atoma odnosno molekula) supstance u predjonom sloju. Zbog toga se koriste tzv. "maseni koeficijenti" tj. odnosi μ/ρ , τ/ρ i σ/ρ , gde je ρ gustina supstance. Zakon smanjenja intenzivnosti može da se napiše u obliku:

$$I = I_0 e^{-\mu/\rho \rho x} = I_0 e^{-\mu/\rho m} \quad (7.5)$$

gde je: ($m = \rho x$) predstavlja masu supstance u sloju po prečnom preseku 1 cm^2 debljine x . μ/ρ ima dimenziju $[\text{cm}^2/\text{g}]$ i predstavlja slabljenje intenzivnosti po jedinici mase supstance

$$\frac{\mu}{\rho} = - \frac{dI/dm}{I}$$

Za razna teorijska proučavanja koriste se i tzv. atomski koeficijenti μ_a , τ_a i σ_a koji se dobijaju

molarnim masnim apsorpcijskim koeficijentima apsolutnog masnog atoma, tj. odnosom gram-atoma (A) datog elementa prema Avogadrovom broju (N):

$$\mu_a = \frac{\mu}{N} \frac{A}{N}; \quad \tau_a = \frac{\tau}{N} \frac{A}{N}; \quad \sigma_a = \frac{\sigma}{N} \frac{A}{N} \quad (7.6)$$

Atomski atomski koeficijenti imaju dimenziju /cm²/ i predstavljaju slabljenje intenziteta u sloju koji sadrži 1 atom po 1 cm². Odatim da atomski koeficijenti imaju dimenziju površine mogu se shvatiti kao efikasni presjeci atoma za ukupno slabljenje, stvaranu apsorpciju i rasturanje.

b) Additivnost atomskih koeficijenata. Apсорpcija X-zrakova predstavlja čistu atomska osobina. Zbog toga molekularni koeficijent apsorpcije predstavlja veličinu koje se aditivno određuje iz atomskih koeficijenata elemenata koji ulaze u sastav molekula. Koeficijent τ_{mol} je povezan sa masnim apsorpcijskim koeficijentom τ_m odnosom:

$$\tau_{mol} = \frac{M}{N} \tau_m; \quad \tau_m = \frac{\tau}{N} \quad (7.7)$$

gde je: M - molekularna težina.

Ako osim toga koristimo formulu složene jedinjenja sa:

$$(Q_1)n_1 \quad (Q_2)n_2$$

gde je: Q₁ - simbol elementa; n₁ - broj atoma Q₁ u molekulu onde je A₁ - atomska težina; $(\tau_a)_1$ - atomski koeficijent stvarne apsorpcije; $(\tau_m)_1$ - masni koeficijent stvarne apsorpcije.

Na osnovu aditivnosti atomskih koeficijenata molekularni koeficijent apsorpcije je:

$$\tau_{\text{kol}} = \sum_1 n_1 (\tau_n)_1 = \frac{1}{N} \sum_1 n_1 A_1 (\tau_n)_1 \quad (7.8)$$

Relacija (7.8) je eksperimentalno dokazana. Imajući u vidu relaciju (7.7) dobija se za τ_n :

$$\tau_n = \frac{1}{N} \sum_1 n_1 A_1 (\tau_n)_1 \quad (7.9)$$

i (7.9) služi za nalaženje masenog apsorpcijskog koeficijenta složenog homijskog jedinjenja ako su poznati maseni apsorpcijski koeficijenti elemenata koji ulaze u sastav jedinjenja.

Ako je poznata gustina (ρ) homijskog jedinjenja, imajući maseni apsorpcijski koeficijent može da se odredi i linearni koeficijent apsorpcije po relaciji:

$$\tau = \rho \tau_n \quad (7.10)$$

o) Tak apsorpcije. Eksperimentalna proučavanja su pokazala da atomski koeficijenti apsorpcije zavise od atomskog broja supstance (Z) i talasne dužine K -zraka (λ) po formuli:

$$\tau_n = 2,64 \cdot 10^{-2} Z^{3,94} \lambda^3 \quad (7.11)$$

Za $\lambda < \lambda_K$ tj. kada energija K -zraka dostigne ekscitacionu energiju K elektronskog sloja apsorpcijskog materijala sa $\lambda_K < \lambda < \lambda_{L_1}$

$$\tau_n = 8,52 \cdot 10^{-4} Z^{4,30} \lambda^3 \quad (7.12)$$

Opšta empirijska utvrđena relacija je:

$$\tau_n = 0,2 \lambda^3 \quad (7.13)$$

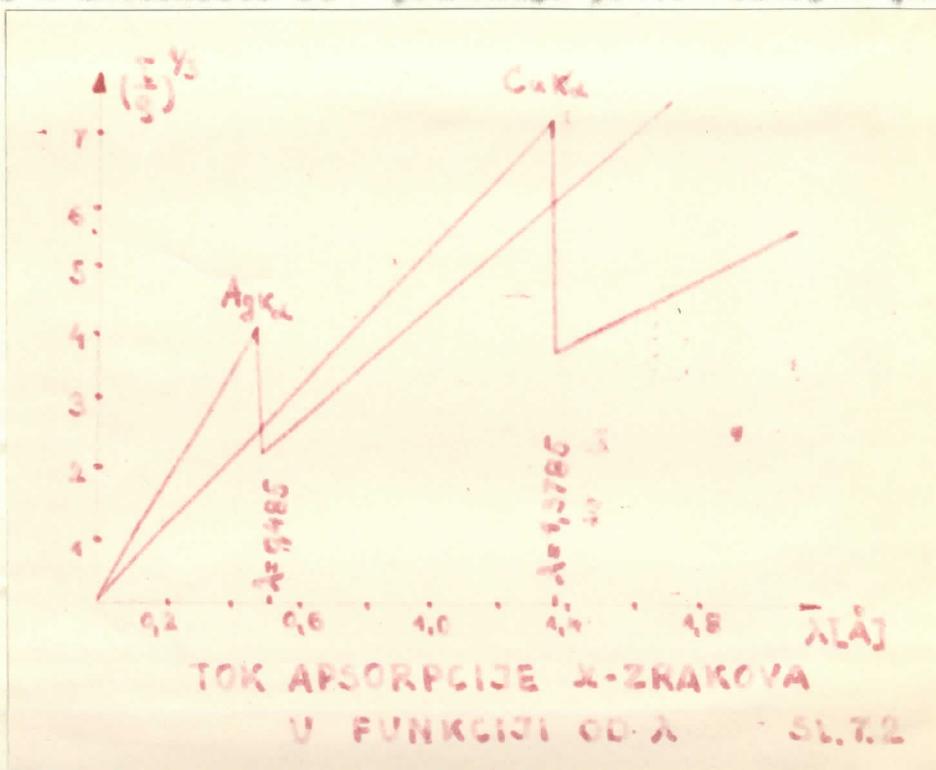
gde koeficijent 0 zavisi od oblasti talasnih dužina (λ). Iz jednačine (7.13) a prema definiciji za maseni koeficijent stvarne apsorpcije se dobija:

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_0 \cdot \lambda}{\lambda} = \frac{\tau_0}{\lambda} \lambda^3$$

tj.

$$\frac{\tau}{\rho} = \frac{\tau_0}{\lambda} \lambda^3, \quad (\tau_0 = \text{const}) \quad (7.14)$$

Apsorpcija X-zrakova određene talasne dužine brzo raste sa uvećanjem atomskog broja (Z) a takođe i sa uvećanjem talasne dužine. Ukoliko je manje talasna dužina utoliko je veća prosečna apsorpcija X-zrakova, utoliko je veća njihova tvrdoća. Ako se dati apsorpcije ose odnosevaju talasne dužine, a dati ordinatose ose $\sqrt[3]{\frac{\tau}{\rho}}$; tada se u saglasnosti sa formalom (7.14) tok apsorpcije sa dati odnosat u savisnosti od prikazuje pravom linijom (sl.7.2.-)

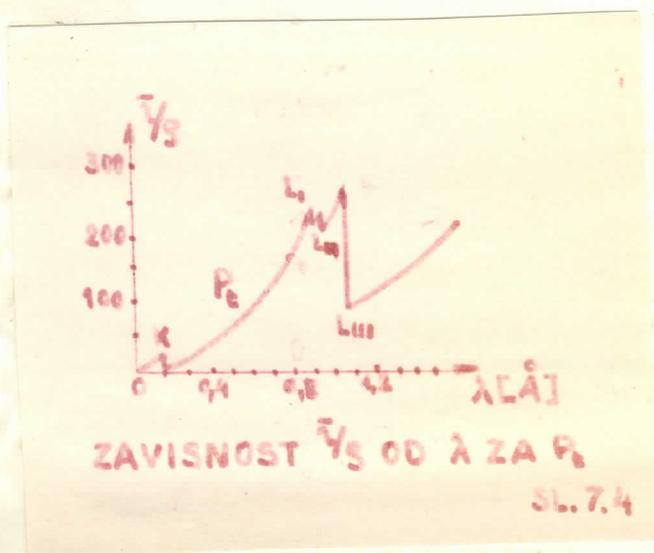
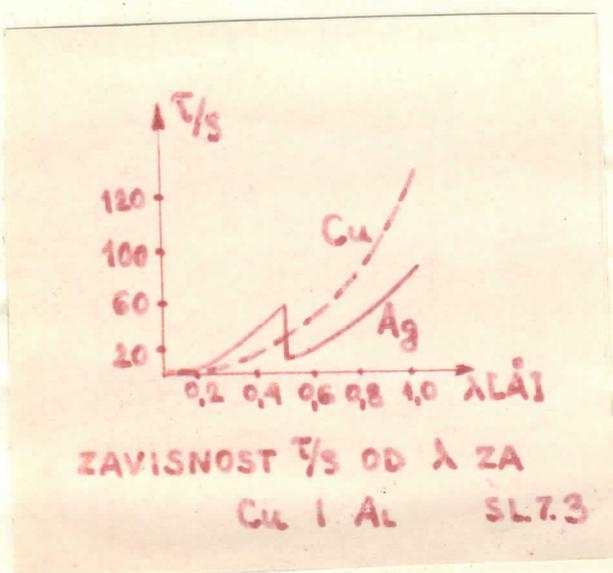


Pri određenoj talasnoj dužini tok apsorpcije ispoljava nagli diskontinuitet a zatim se ponovo usaja linearno u savisnosti od λ . Sa sl.7.2.- se vidi da se ovi diskontinuiteti sa Ca pri $\lambda = 1,3785 \text{ \AA}$, sa Ag $\lambda = 0,405 \text{ \AA}$. K, L, M ... diskontinuiteti nastaju ako energije X-zrakova

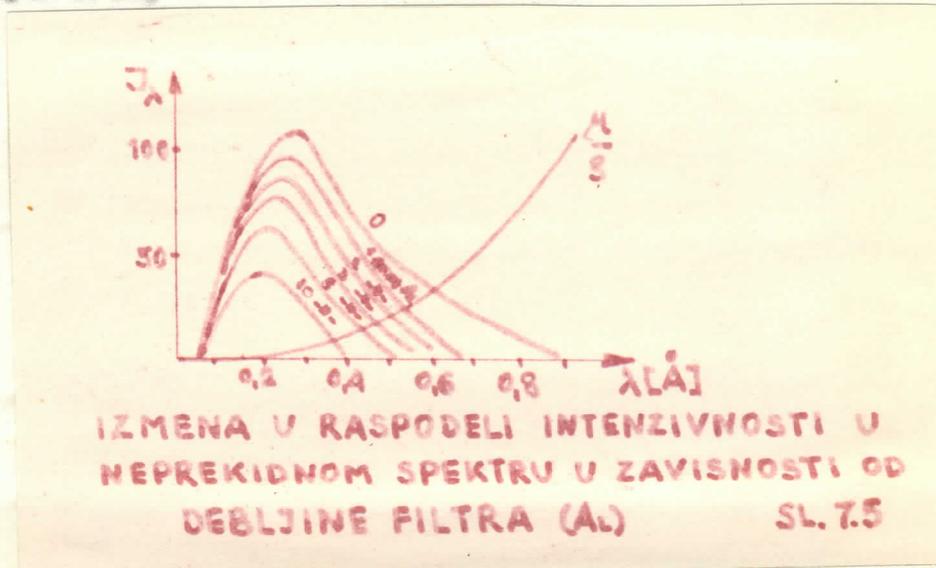
destigne eksitacionu energiju K, L, M, \dots elektronskog sloje apsorpcionog materijala. Druga rešina ako se elemenat (na pr. Cu ili Ag) osređuje monohromatičnim X-zracima sve kraće i kraće talasne dužine, tada pri strogo određenoj talasnoj dužini upadnih X-zraka element počinje da emituje svoje karakteristične zračenja u obliku fluorescentnog zračenja. Postojanje diskontinuiteta u toku apsorpcije se uzima u obzir u formulama (7.13) i (7.14) što koeficijent C ima različite vrednosti sa jedne i druge strane kritične talasne dužine. Davno ustanovljene relacije (7.13) i (7.14) se u novije vreme zamenjuju sa tačnijom relacijom (Victoreon-Milledye-ovom):

$$\frac{1}{\rho} = C \lambda^3 + D \lambda^4 + \text{const} \quad (7.15)$$

gde su C i D konstante karakteristične za dati hemijski element a koje se navode u priloženicima. Tokovi apsorpcije τ_A za Cu, Ag i Pt su dati na sl. 7.3.- i 7.4.-, u zavisnosti od talasne dužine. I ovde se postojanje diskontinuiteta uzima u obzir tako što koeficijenti C i D u jednačini (7.15) imaju različite vrednosti sa različitih strana kritičnih talasnih dužina.



Do sada je razmatrano slabljenje monohromatičnih X-zraka. U praksi se često koristi zračenje sa neprekidnim spektrom.



Na slici 7.5.- kriva 0 predstavlja neoslabljenu raspodelu intenzivnosti u neprekidnom spektru tj. kontinuirano zračenje X-zraka koje potiče od rendgenske cevi. Početna (neoslabljena) intenzivnost predstavlja površinu ispod krive 0 i X-ose tj. :

$$I_0 = \int_{\lambda_0}^{\infty} I_{\lambda} d\lambda \quad (7.16)$$

Ako se X-zračenje propusti kroz neki supstancu atomskog broja Z, sve komponente kontinuiranog spektra će biti oslabljene usled stvarne apsorpcije i rasejanja na različite načine. Pošto koeficijent slabljenja raste sa uvećanjem λ (što se vidi na sl. 7.5.-) dugotalasne komponente kontinuiranog spektra će biti više oslabljene nego kratkotalasne. Zbog toga se kriva raspodele intenzivnosti u neprekidnom spektru menja, skraćuje se sa strane dugih talasa a maksimum intenzivnosti se pomera ulavo. Intenzitet zračenja propušteneog kroz supstancu je manje nehomogeno, X-zraci postaju tvrdji. Uticaj apsorpcionog sloja na sastav

Kontinuiranog sraćenja se naziva filtracija a specijalni sloj filter. Nakon slabljenja intenzivnosti sa monohromatičnog zračenja je:

$$I = I_0 e^{-kx}$$

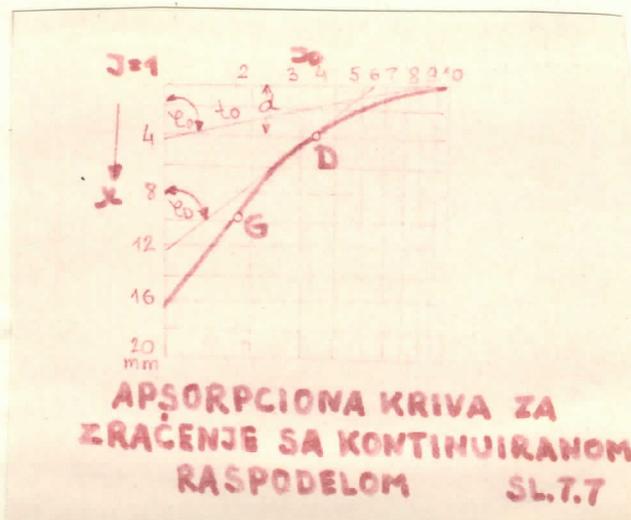
Ako se grafički prikaže zavisnost $\lg I/I_0$ od x dobija se prava, (sl.7.6.-) čiji nagib prema x -osi daje veličinu apsorpcionog koeficijenta:

$$\ln \frac{I}{I_0} = 2,3 \lg \frac{I}{I_0} = -\tau x \quad \text{tj.} \quad \tau = 2,3 \lg e$$



Kod sraćenja sa neprotivnim spektrom zavisnost $\ln I$ od x je kriva linija čiji se nagib prema x -osi sa uvođenjem x unazad smanjuje, (sl.7.7.-). Koeficijent slabljenja je određena tangentom ugla tangente u svakoj tački krive $\ln I$ (apsorpcione krive). Počev od

tačke G krive prelazi u pravu liniju kao kod monohromatičnog sraćenja i tačka G se zbog toga zove "tačka monohromatičnosti".

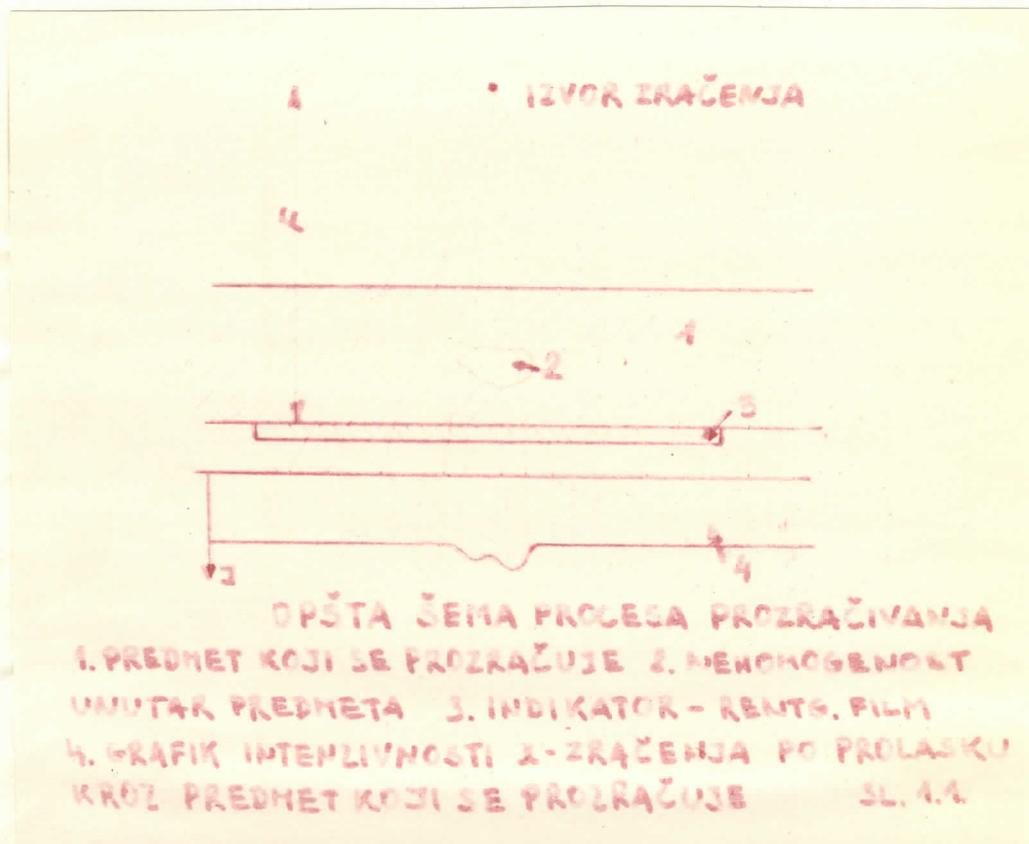


Tangenta u tački D (sl.7.7.-) odgovara nekom snopu monohromatičnih zrakova, čija je početna intenzivnost $I_{od} = 5,8$ a koeficijent slabljenja $\chi_d = 2,5 \text{ tg } \epsilon_d$. U praksi umesto zračenja sa neprekidnim spektrom možemo razmotriti određeni snop monohromatičnih λ -zraka koji oslabi u datom sloju supstancie u istoj mazi kao zračenje sa neprekidnim spektrom. Talasna dužina takvog monohromatičnog zračenja se naziva "efektivna talasna dužina sa neprekidnim spektrom λ -zraka (λ_{eff})" a koeficijent slabljenja koji odgovara toj talasnoj dužini "efektivni koeficijent slabljenja (χ_{eff})" homogenog zračenja u tački D tj. zračenje filtrirano slojem debljine d . χ_{eff} i λ_{eff} se umanjuje sa debljinom apsorpcionog sloja. Pomerajući tangenta po apsorpcionoj krivoj za svaku tačku dobijamo monohromatično zračenje, koje je ekvivalentno zračenju sa neprekidnim spektrom, filtriranim slojem koji leži ispod tačke dodira tangente i krive.

PROBLEM DEFINISANJA EFEKTIVNOG
ATENUACIONOG KOEFICIJENTA

1. PRILUBA X-ZRAKOVA U RADIOGRAFIJI

Apsorpcija X-zrakova ima velike primene u raznim granama nauke. Poznata je primena apsorpcije X-zrakova u medicini pri rentgenoskopiji i rentgenografiji. Na sličan način se u tehnici proveravaju razni delovi mašine ili homogenost materijala prozračivanjem X-zracima. Delovi prozračenih tela koji imaju veća gustina imaju veći koeficijent apsorpcije pa se intenzitet X-zrakova u većoj meri oslabljuje i daje senku na fluorescentnom zaslonu (skopija), ili fotografskoj ploči (grafija). Na sl. 1.1.- je date šema procesa prozračivanja X-zracima.



U radiografiji pri prozračivanju materijala, neophodno je da se dobije što bolja kontrastnost ploče ili filma. Kontrastnost snimka zavisi od intenzivnosti rentgen skog zračenja, od rasipnog zračenja, od veličine fokusa

i fokusnog razstojanja (razstojanje od filma do izvora zračenja) i od fotografske točnice obrade filma.

Intenzivnost I_A X-zraka koji padaju na film u tački A (sl. 1.2.-) , ako se zanemari apsorpcija u sloju debljine d jet

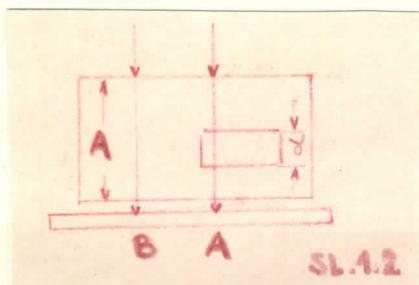
$$I_A = I_0 e^{-\mu(I-d)}$$

U tački B jet

$$I_B = I_0 e^{-\mu D}$$

Što je veći odnos $I_A/I_B = e^{-\mu d}$ tj. što se više $e^{-\mu d}$ razlikuje od jedinice veća je kontrastnost snimka. Za dati materijal (za dato μ) i data debljinu d $e^{-\mu d}$ zavisi samo od talasne dužine X-zraka ($\mu/\rho \approx \sigma \lambda^{-3}$). Da bi se dobila

bolja kontrastnost snimka najbolje je koristiti se samo nekim (dugotalasnim) X-zracima.



Rasejano zračenje inaktivne snove ravnomerno osvetljenje filma tj. javlja se fon koji umanjuje jasnoću snimka. Da bi se

oskločila ta pojava neophodno je što bolje zaštititi film od rasejanog zračenja. To se postiže pomoću ramnih dijafragmi, koristeći se različitim izvorima zračenja i sl.

Način obrade filma je vrlo važan, jer i od njega zavisi jasnoća i kvalitet snimka.

2. ABSORPCIJA NEMONOHROMATIČNOG ZRAČENJA

Kao što je poznato zakon absorpcije za monohromatično zračenje ($\lambda = \text{const}$) je:

$$I_{\lambda}(x) = I_0 e^{-\mu(\lambda)/\rho(\rho x)} \quad (2.1)$$

gde oznake imaju uobičajeno značenje. Zakon absorpcije za ravne talasne dužine je:

$$I_x(\lambda) = I_0 e^{-\mu/\rho(\lambda) (\rho x)} \quad (2.2)$$

Za nemonohromatično zračenje koje se odlikuje ravnomernom raspodelom energije:

$$I_{0\lambda_1} = I_{0\lambda_2} = I_{0\lambda_3} = \dots = I_0$$

zakon absorpcije glasi:

$$I(\lambda) = \int I_{(\lambda)} d\lambda = I_0 \int_{\lambda_0}^{\infty} e^{-\mu/\rho(x) \rho x} d\lambda \quad (2.3)$$

gde je: λ_0 - kratkotalasnica granica neprekidnog spektra.

Međutim ovaj zakon absorpcije dobija drugi vid ako zračenje ima određenu spektralnu raspodelu, recimo, ako je u pitanju neprekidni spektar rendgenske cevi ("zakodno" zračenje):

$$I_0 = cZI_A U \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3} \lambda_0 \right) \text{ gde je}$$

gde je: c - konstanta koja zavisi od konstrukcije cevi, Z - atomski broj supstance, I_A - jačina struje koja protiče kroz rendgensku cev a U - međni napon. Tada zakon absorpcije glasi:

$$I = \int I_{(\lambda)} d\lambda = cZI_A U \int_{\lambda_0}^{\infty} \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_3} \lambda_0 \right) e^{-\mu/\rho(\lambda) \rho x} d\lambda \quad (2.4)$$

Formula (2.4) važi se slučaj kada je kratkotalasnica granica

neprekidnog spektra nepromenljiva ($\lambda_0 = \text{const}$) tj. sa konstantni modni napon. U slučaju promenljivog modnog napona kratkotrajna granica neprekidnog spektra je funkcija od vremena ($\lambda_0 = f(t)$) tj. $i(\tau = e(t))$.

Is jednina:

$$\lambda_0 = \frac{200\pi}{\nu} \quad i \quad I_0 = 0.87 I_A U \left(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda^3} \right)$$

Spektralna raspodela može da se napiše kao:

$$I_0 = 0.87 I_A \left(\frac{1}{12.35} \frac{U(t)}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda^3} \right) \quad (2.5)$$

U slučaju promenljivog modnog napona nakon apsorbacije je:

$$I = e(t) = 0.87 I_A \int_{\lambda_0(t)}^{\infty} \int_0^t \left(\frac{1}{12.35} \frac{U(t)}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda^3} \right) e^{-\tau/\beta} (\lambda) \beta^2 d\lambda dt$$

tj.

$$I(\lambda, t) = 0.87 I_A \frac{1}{12.35} \int_{\lambda_0(t)}^{\infty} \int_0^t \frac{U(t)}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta} (\lambda) \beta^2 d\lambda dt - \\ - 0.87 I_A \int_{\lambda_0(t)}^{\infty} \int_0^t \frac{1}{\lambda^3} e^{-\tau/\beta} (\lambda) \beta^2 d\lambda dt \quad (2.6)$$

Da bi se eliminisala zavisnost po vremenu računaju se dva integrala čija je gornja granica konstantna a donja granica je funkcija vremena $\lambda_0(t) = 200\pi/\nu(t)$ /:

$$I(\lambda)_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{w/4} I_2(\lambda, t) dt = \\ = 0.87 I_A \frac{1}{12.35} \frac{2}{\pi} \int_0^{w/4} U(t) \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\text{max}}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta} (\lambda) \beta^2 d\lambda \right\} dt \quad (2.7)$$

$$I(\lambda)_2 = \frac{2}{T} \int_0^{T/4} I_2(\lambda, t) dt =$$

$$= kKT_A \frac{2}{T} \int_0^{T/4} \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\mu/\rho(\lambda) \rho z} d\lambda \right\} dt \quad (2.8)$$

gde je $U(t) = U_{max} \sin \omega t$; $\omega = (2\pi 50) \text{ rad/sec}$.

Pošto je $U_{max} = 50 \text{ kv}$ (2.7) može da se napiše u obliku:

$$I(\lambda)_2 = kKT_A a \frac{2}{T} \int_0^{T/4} \sin \omega t \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\mu/\rho(\lambda) \rho z} d\lambda \right\} dt \quad (2.9)$$

gde je $a = \frac{50}{12,35} = 4,0563$

Gore navedeno se odnosi na intenzitet zračenja propuštеноg kroz metal. Intenzitet koji se registruje zavisi od efikasnosti detektora.

Ukoliko pretpostavimo u slučaju registrovanja zračenja fotografiranjem metoda da je efikasnost detekcije određena apsorpcionom sposobnošću filma (približno), tj. veličinom:

$$E(1 - e^{-\mu/\rho \rho z})$$

gde je: $E = \text{const}$; a $(\mu/\rho)_{\text{em}} \approx (\mu/\rho)_{\text{AgBr}}$ tj. apsorpcionu sposobnost emulzije identifikujemo sa apsorpcionom sposobnošću srebrnaja AgBr, registrovani intenzitet je:

$$I_p(\lambda, t) = E/I(\lambda, t) - I_d(\lambda, t) \quad (2.10)$$

gde je:

$$I(\lambda, t) = I(\lambda, t)_1 - I(\lambda, t)_2 \quad (2.11)$$

gde je:

$$I(\lambda, t)_1 = kKT_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta(\lambda)} \beta = a \lambda \right\} dt \quad (2.12)$$

$$I(\lambda, t)_2 = kKT_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta(\lambda)} \beta = a \lambda \right\} dt \quad (2.13)$$

ai

$$I_d(\lambda, t) = I_d(\lambda, t)_1 - I_d(\lambda, t)_2 \quad (2.14)$$

gde je:

$$I_d(\lambda, t)_1 = kKT_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta(\lambda)} \beta = a \lambda \right\} dt \quad (2.15)$$

$$I_d(\lambda, t)_2 = kKT_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\tau/\beta(\lambda)} \beta = a \lambda \right\} dt \quad (2.16)$$

3. IZRAČUNAVANJE SREDNJEG ABSORPCIONOG KOFICIJENTA

Ako nemonohromatisovano zračenje propustimo kroz metal kontinuirani spektar zračenja se menja. Pošto se maseni absorpcijski koeficijent sa čisto β negle povećava sa velikim vrednostima talasne dužine (grafik br. 3.1 i grafik br. 3.2) jamao je da će dugotalasne komponente zračenja biti više absorbovane. Kriva spektralne raspodele se pomera na strane kratkih talasnih dužina kao i maksimum intenzivnosti, jedino kratkotalasna granica neprekidnog spektra ostaje nepromenjena (kao što se vidi sa navedenih grafika). Propuštano zračenje je sada manje nehomogeno a intenzivnost takvog zračenja

Je određena relacijom:

$$I(\lambda, t) = k \pi I_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \rho(\lambda) \rho z d\lambda \right\} dt =$$

$$= k \pi I_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \rho(\lambda) \rho z d\lambda \right\} dt \quad (3.1)$$

Relacija (3.1) važi za određenu spektralnu raspodelu i promenljivi međni napon. Intenzitet $I(\lambda, t)$ predstavlja površinu ispod krive spektralne raspodele za data debljinu metala (x) i apsorpciju ρ .

Početni intenzitet zračenja za $x = 0$ registrovan na fotoemulziji je:

$$I_0(\lambda, t) = I_0(\lambda, t) - I_{od}(\lambda, t) \quad (3.2)$$

gde je:

$$I_0(\lambda, t) = k \pi I_A a \left[I_0(\lambda, t)_1 - I_0(\lambda, t)_2 \right] \quad (3.3)$$

$$I_0(\lambda, t)_1 = k \pi I_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda dt \quad (3.4)$$

$$I_0(\lambda, t)_2 = k \pi I_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda dt \quad (3.5)$$

$$I_{od}(\lambda, t) = I_{od}(\lambda, t)_1 - I_{od}(\lambda, t)_2 \quad (3.6)$$

gde je:

$$I_{od}(\lambda, t)_1 = k \pi I_A a \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \left\{ \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \rho z d\lambda \right\} dt \quad (3.7)$$

$$I_{od}(\lambda, t) = I_0(\lambda, t) e^{-\int_0^x \bar{\kappa}(\lambda, z) dz} \quad (3.8)$$

Početni intenzitet zračenja predstavlja takođe površinu ispod krive spektralne raspodjele I_0 i apsorpcione ose.

Zakon apsorpcije za nesinhronizovano zračenje je:

$$I(\lambda, t) = I_0(\lambda, t) e^{-\bar{\kappa}(\lambda, z) z} \quad (3.9)$$

gde su: $I(\lambda, t)$ i $I_0(\lambda, t)$ određeni respektivno relacijama (3.1) i (3.3). Koeficijent:

$$\bar{\kappa}(\lambda, z)$$

je srednji apsorpcijski koeficijent za nesinhronizovano zračenje i on se menja u zavisnosti od debljine materijala kroz koji se propušta zračenje tj.

$$\bar{\kappa}(\lambda, z) = f(z) \quad (3.10)$$

4. IZRAČUNAVANJE REFRKTIVNOG (PRIVIDNOG) ABSORPTIVNOG KOEFICIJENTA

Intenzitet zračenja koji se detektuje zavisi od vrste i efikasnosti detektora. Ukoliko se njegovo detektovanje vrši fotografskim metodom registrovani intenzitet po prolasku kroz metalne pločice je određen relacijama (2.11) i (2.14) odnosno relacijama (2.12), (2.13) i (2.15), (2.16). Saada zakon apsorpcije može da se napiše u vidu:

$$I_D(\lambda, t) = I_{OD}(\lambda, t) e^{-\bar{\kappa}(\lambda, z) z} \quad (4.1)$$

gde su: $I_D(\lambda, t)$ i $I_{OD}(\lambda, t)$ intenziteti zračenja po prolasku

kroz metalne plošice debljine x , odnosno početni intenzitet zračenja.

Efektivni maseni koeficijent apsorpcije $(\frac{\mu}{\rho})_{\text{eff}}$ zavisi od debljine materijala kroz koji se propušta zračenje (debljina apsorpcionog sloja) i vrste detektora:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{eff}} = f(x, D) \quad (4.2)$$

Isakona apsorpcije (4.1) efektivni maseni apsorpcijski koeficijent je :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{eff}} = \frac{1}{\rho x} \ln \frac{I_{0D}}{I_D} \quad (4.3)$$

Da bi se odredio efektivni maseni apsorpcijski koeficijent potrebno je odrediti početni intenzitet zračenja I_{0D} i detektovani intenzitet zračenja I_D nakon propuštanja kroz supstancu gustine ρ i određene debljine x .

Početni intenzitet zračenja je određena odnosa (3.2). Geometrijski oblik podintegralne funkcije je prikazan na graficima 3.1 i 3.2. Integral koji treba izračunati predstavlja površinu ispod te krive i apscisne ose. Grafičko rešenje integrala je moguće pomoću sprave na zračne površine, tzv. planimetra. Egzaktno analitičko rešenje je nemoguće jer podintegralna funkcija nema primitivnu funkciju u datom intervalu. Moguće je samo približno rešenje integrala, tj. izračunava se na osnovu izvesnog broja vrednosti podintegralne funkcije. Koristi se jedan od najjednostavnijih postupaka tj. izračunavanje pomoću trapeznog pravila. Cela površina ispod krive raspodela i apscisne ose je podeljena na izvestan broj površina, pri čemu su oboje krive spektralne raspodela sačinjeni pravim linijama. Površina

pod spektrom predstavlja sбир površina trapeza. Pošto krive spektralne raspodele imaju takav oblik da je oštro izražen maksimum podela nije izvršena tako da su tačke na spektru na kvadrantnim rastojanjima. Podela je izvršena kako najviše odgovara osnovnom problemu. Granice u koje su vršena izračunavanja su od λ_0 (hipototična granica neprekidnog spektra) do $\lambda = 2,751 \text{ \AA}$.

Potpuno na isti način je izvršeno izračunavanje intenziteta rendgenskog zračenja propuštenog kroz metalne pločice $(I_D(\lambda, t))$ a prema jednačinama (2.12), (2.13), (2.15) i (2.16).

5. IZRAČUNAVANJE EFEKTIVNOG ABSORPCIONNOG KOEFIČIJENTA ZA AL I NE

Početni intenzitet zračenja I_{00} je određen odnosom:

$$I_{00}(\lambda, t) = I_0(\lambda, t) - I_{0d}(\lambda, t)$$

a $I_0(\lambda, t)$ i $I_{0d}(\lambda, t)$ su određeni odnosima (3.4), (3.5), (3.7) i (3.8). Rezultati izračunavanja su svrstani u tabele br. 1 i br. 2. One su:

$$\psi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad ; \quad \psi_1 = \int_0^{3/4} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$\psi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \quad ; \quad \psi_2 = \int_0^{3/4} \psi_2 dt$$

λ/t	ψ_1	φ_1
1	2	3
2,713	0,0354	0,0058
1,488	0,3948	0,1159
1,361	0,4977	0,1548
0,920	0,8573	0,7451
0,912	0,8468	0,7677
0,689	1,2161	2,0569
0,556	1,5689	4,2586
0,486	1,8304	6,6904
0,469	1,9008	7,5350
0,407	2,2249	12,0349
0,362	2,5330	18,0429
0,327	2,8251	25,5133
0,301	3,0921	34,5569
0,280	3,3433	45,1926
0,263	3,5618	57,3929
0,249	3,7609	71,0851
0,238	3,9308	86,1933
0,230	4,0667	102,5280
0,223	4,1856	119,9295
0,218	4,2889	138,2197
0,214	4,3734	157,0813
0,213	4,3763	176,5114
0,212	4,3897	196,1933

λ/t	ψ_2	φ_2
1	2	3
2,713	0,0071	0,0137
1,488	0,2236	0,4461
1,361	0,2580	0,6343
0,920	0,6388	2,6214
0,912	0,6492	2,6960
0,689	1,1372	6,7134
0,556	1,7249	13,1549
0,486	2,2366	20,0536
0,469	2,3844	22,4010
0,407	3,1357	34,8210
0,362	3,9302	50,7640
0,327	4,8118	70,4785
0,301	5,6756	117,6917
0,280	6,5644	145,8117
0,263	7,3897	176,6082
0,249	8,1841	211,6492
0,238	8,9020	250,0927
0,230	9,5430	291,9939
0,223	10,0657	335,7132
0,218	10,4475	381,8679
0,215	10,7450	429,5998
0,213	10,9941	478,3915
0,212	11,0169	528,8262

TABELA br. 1.

TABELA br.2.

$I_0(\lambda, t)_1 = \text{const } a 196,1933$
 $= \text{const } 921,79198$

$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } 528,8262$

$I_0(\lambda, t) = \text{const } 392,3657$

Rezultati računa sa $I_{od}(\lambda, t)$ su svrstani u tabele br. 3 i br. 4. *odnako su*

$$I_0(\lambda, t) = \int_0^{\lambda} \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda s} a s x d\lambda \quad \varphi_1 = \int_0^{T/4} \sin \omega t \int_0^{\lambda} dt$$

$$\xi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda^3} e^{-(\lambda/\lambda_0)} \lambda^2 e^{-\lambda/\lambda_0} d\lambda = e^{-\lambda/\lambda_0} \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda} d\lambda$$

λ/λ_0	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00041	0,00097
1,488	0,11946	0,03201
1,362	0,14942	0,04748
0,920	0,42051	0,31144
0,912	0,42582	0,32283
0,689	0,67870	1,01793
0,556	0,97342	2,32645
0,486	1,20677	3,89452
0,469	1,26221	4,45350
0,407	1,52900	7,53582
0,365	1,79690	11,70489
0,327	2,05724	17,08224
0,301	2,30191	23,74809
0,280	2,53673	31,74766
0,263	2,74426	41,08071
0,249	2,93516	51,70266
0,238	3,109736	63,55680
0,230	3,23814	76,51784
0,223	3,35104	90,68284
0,218	3,43040	105,35553
0,215	3,49229	120,61334
0,213	3,53462	136,28996
0,212	3,54747	152,19289

λ/λ_0	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00015	0,00033
1,488	0,07962	0,14923
1,361	0,10087	0,21836
0,920	0,37376	1,25854
0,912	0,37955	1,30223
0,689	0,71992	3,77605
0,556	1,21318	8,12554
0,486	1,66715	13,14165
0,469	1,78339	14,89453
0,407	2,40247	24,31272
0,362	3,10669	36,70834
0,327	3,86733	52,39989
0,301	4,64984	71,56352
0,280	5,46138	94,51377
0,263	6,22784	120,61453
0,249	6,93380	150,31824
0,238	7,63860	183,19617
0,230	8,23898	218,92073
0,223	8,73627	257,11505
0,218	9,09479	297,23495
0,215	9,37971	338,80261
0,213	9,57697	381,45517
0,212	9,63725	424,68717

TABELA br. 3.

TABELA br. 4.

$$I_{od}(\lambda, t) = \text{const } \approx 152,19289 =$$

$$= \text{const } 714,94351$$

$$I_{od}(\lambda, t)_2 = \text{const } 424,68717$$

$$I_{od}(\lambda, t) = \text{const } 289,85633 \quad (5.2)$$

Početni intenzitet zračenja koji se došlektuje je:

$$I_p(\lambda, t) = \text{const } \approx 102,7094$$

Efektivni koeficijent apsorpcije je računat sa A_1 i A_2 . Da bi se mogla odrediti vrednost propušteneog detektovanog zračenja kroz aluminijsku pločicu i pločicu od nikelja određene su maseni apsorpcijski koeficijenti za aluminijum i nikel $(\mu/\rho)_{Al}$ i $(\mu/\rho)_{Ni}$ kao i za amalgamu $(\mu/\rho)_{AgSn}$. Ti koeficijenti se određuju po relaciji:

$$\frac{\mu}{\rho} = C \lambda^3 - D \lambda^4 + const \frac{Z}{\lambda} \quad (5.4)$$

Vrednost konstanti sa C i D su uzete iz priručnika International tables for X-ray crystallography, (Vol. III).

Potencijalija se sastoji iz velikog broja sitnih kristalnih zrna srebrbronida. Maseni apsorpcijski koeficijenti za srebrbronid je dobiven aditivnim putem iz masenih apsorpcijskih koeficijenata za srebro i bron.

Za Br konstante su:

$$Z = 35 \pm \frac{Z}{\lambda} = 0,4380$$

$$C_1 = 314 \pm D_1 = 130$$

$$\lambda_K = 0,920 \text{ Å}$$

$$C_2 = 30,9 \quad D_2 = 205$$

Za Ag konstante su:

$$Z = 47 \pm \frac{Z}{\lambda} = 0,4357$$

$$C_1 = 784 \pm D_1 = 599$$

$$\lambda_K = 0,486 \text{ Å}$$

$$C_2 = 81,4 \quad D_2 = 14,3$$

$\lambda / \text{Å}$	$\mu / \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
0,1	0,442
0,2	2,048
0,3	7,578
0,4	17,046
0,486	28,990
0,5	31,286
0,6	51,140
0,7	76,654

$\lambda / \text{Å}$	$\mu / \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
0,1	0,738
0,2	5,328
0,3	16,468
0,4	34,999
0,486	56,756; 8,720
0,5	9,44
0,6	15,892
0,7	24,652

1	2
0,8	101,031
0,9	145,780
0,920	151,719; 22,524
1,0	28,677
1,1	37,401
1,2	48,526
1,3	61,117
1,4	75,624
1,5	92,157
1,6	110,612
1,7	131,688
1,8	154,871
1,9	186,606
2,0	208,392
2,1	239,079
2,2	272,272
2,3	308,152
2,4	346,707
2,5	388,064
2,6	432,226
2,7	479,237
2,8	529,128
2,9	581,917
3,0	637,474

Tabela br. 5.

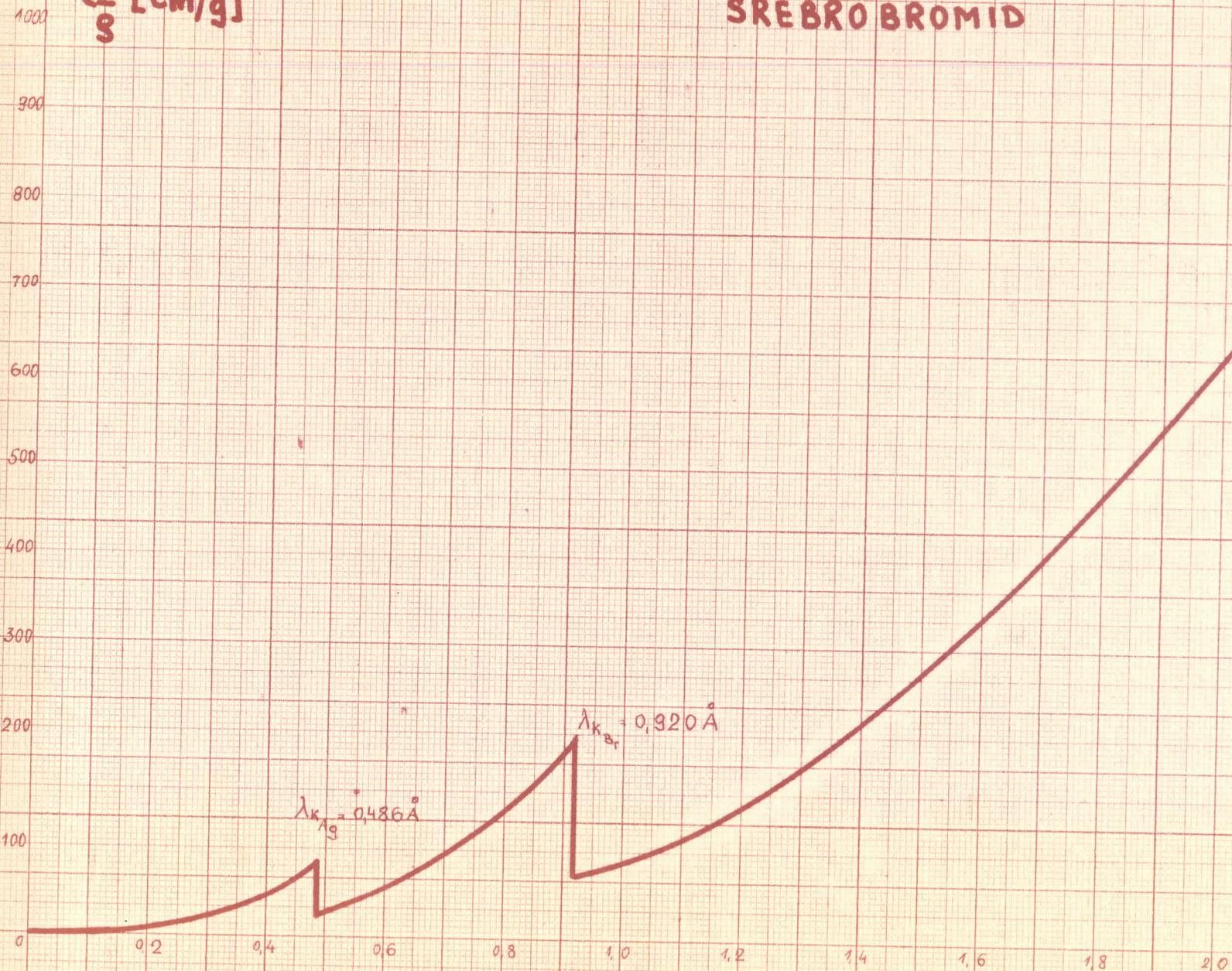
1	2
0,8	35,253
0,9	50,126
0,920	53,338
1,0	67,268
1,1	67,575
1,2	111,007
1,3	138,163
1,4	168,427
1,5	202,502
1,6	239,868
1,7	280,654
1,8	324,780
1,9	372,154
2,0	422,571
2,1	475,910
2,2	531,933
2,3	590,393
2,4	651,006
2,5	713,454
2,6	777,383
2,7	842,408
2,8	908,106
2,9	974,026
3,0	1039,673

Tabela br. 6.

Maseni specijelni koeficijenti za fotografsku emulziju sa dobiveni editivnim putem iz masenih specijel-
nih koeficijenata sa Ag i Br i svrstani su u tabeli br. 7.

$\frac{\mu}{\rho}$ [cm²/g]

SREBROBROMID



GRAFIK BR. 5.1.

λ [Å]

λ/μ	$\Delta \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
0,1	1,189
0,2	7,776
0,3	24,046
0,4	52,445
0,486	85,725; 37,710
0,5	40,726
0,6	67,032
0,7	101,306
0,8	136,284
0,9	193,904
0,92	205,057; 75,862
1,0	95,945
1,1	124,976
1,2	159,533
1,3	199,280
1,4	244,051

λ/μ	$\Delta \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
1,5	294,699
1,6	350,699
1,7	412,342
1,8	479,691
1,9	558,740
2,0	630,963
2,1	714,909
2,2	804,205
2,3	898,525
2,4	997,713
2,5	1101,518
2,6	1209,609
2,7	1321,645
2,8	1437,234
2,9	1555,945
3,0	1677,147

TABELA br. 7.

Na grafiku 5.1. je prikazana zavisnost:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{\text{AgBr}} = f(\lambda)$$

Maseni apsorpcijski koeficijenti za aluminijum su takođe određeni por relaciji (5.4). Konstante su:

$$Z = 13 ; Z/A = 0,4818 ; C = 14,4 ; D = 0,803$$

λ/μ	$\Delta \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
0,1	0,168
0,2	0,272
0,3	0,590
0,4	1,079
0,5	1,962
0,6	3,186

λ/μ	$\Delta \rho / \text{cm}^2 / \text{g}$
1	2
1,6	53,919
1,7	64,229
1,8	75,741
1,9	88,494
2,0	102,542
2,1	117,932

1	2
0,7	4,928
0,8	7,227
0,9	10,050
1,0	13,782
1,1	18,069
1,2	23,045
1,3	29,531
1,4	36,617
1,5	45,418

1	2
2,2	154,711
2,3	152,924
2,4	172,614
2,5	193,834
2,6	216,590
2,7	240,951
2,8	266,942
2,9	284,599
3,0	323,950

TABELA br. 8

Zavisnost $(\epsilon/\rho)_{Al} = f(\lambda)$ je prikazana grafički na grafiku 3.1. Po relaciji (5.4) su takođe izračunati nasumi apsorpcijski koeficijenti za nikel a prikazani su tabeli br.9.

Konstante su:

$$B = 28 ; Z/A = 0,4769 ; C_1 = 158 ; D_1 = 40,1 ;$$

$$\lambda_K = 1488 R \quad C_2 = 13,4 ; D_2 = 0,651$$

$\lambda/R/$	$\epsilon/\rho/cm^2/g$
1	2
0,1	0,306
0,2	1,397
0,3	4,108
0,4	9,258
0,5	17,439
0,6	28,147
0,7	44,746
0,8	64,652
0,9	89,055
1,0	118,083
1,1	151,588
1,2	190,057

$\lambda/R/$	$\epsilon/\rho/cm^2/g$
1	2
1,6	50,806
1,7	60,264
1,8	71,502
1,9	83,610
2,0	96,971
2,1	111,625
2,2	127,621
2,3	145,008
2,4	163,814
2,5	184,130
2,6	205,958
2,7	229,344

1	2
1,3	232,781
1,4	276,689
1,408	324,268; 41,20
1,5	42,115

1	2
2,8	254,131
2,9	280,958
3,0	309,258

TABELA br.9.

Zavisnost $(\mu/\rho)_{\text{Ni}} = f(\lambda)$ je prikazana na grafiku 3.2.

Intenzitet propuštеног зраченя s registrovanog na fotoemulziji je:

$$I_p(\lambda, t) = I(\lambda, t) - I_0(\lambda, t) \quad (9.9)$$

gde su $I(\lambda, t)$ i $I_0(\lambda, t)$ одређени relacijama (2.11) i (2.14) odnosno sa (2.12), (2.13), (2.15) i (2.16). Rendgensko зрачење prilikom извођења eksperimenta je propušteno kroz plošice od aluminijuma i nika sa šest različitih debljina. Teorijski se одредила samo vrednost propuštеног зрачења kroz plošice od aluminijuma i nika sa sledeće debljine: $x = 40 \mu\text{m}$, $x = 80 \mu\text{m}$, $x = 120 \mu\text{m}$ i $x = 200 \mu\text{m}$. Prilikom одређивања vrednosti $I_p(\lambda, t)$ koristio se isti postupak kao kod израчунавања početnog intenziteta rendgenskog зрачења, naime moguće je samo približno израчунавање navedenih integrala. Koristio se tzv. trapezno pravilo.

Za sve прорачуне подаци sa fotografska emulzija su:

$$\rho_{\text{AgBr}} = 6,472/\text{g/cm}^3; \quad x_{\text{AgBr}} = 5,338; \quad (\rho x) = 0,0029/\text{gcm}^2$$

Za plošica od nika debljine $x = 40 \mu\text{m}$ подаци su:

$$\rho_{\text{Ni}} = 8,8/\text{g/cm}^3; \quad x = 40; \quad \rho x = 0,352/\text{g/cm}^2.$$

Прорачуни sa $I(\lambda, t)$ према relacijama (2.12) i (2.13) su свр-

стани u tabelama br. 10, i br. 11. Osnake su:

$$\psi_1 = \int_0^{\lambda \max} \lambda_0(t) \lambda^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \lambda} \rho = d \lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\frac{\pi}{4}} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$\psi_2 = \int_0^{\lambda \max} \lambda_0(t) \lambda^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \lambda} \rho = d \lambda$$

$$e_2 = \int_0^{\frac{\pi}{4}} \psi_2 dt$$

$\lambda / \rho /$	ψ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,06490	0,01732
1,361	0,06490	0,02475
0,920	0,07319	0,03599
0,912	0,07351	0,03596
0,689	0,13260	0,13260
0,556	0,25615	0,22470
0,466	0,38995	0,53702
0,469	0,43126	1,00486
0,407	0,64552	1,29245
0,362	0,87472	2,49017
0,327	1,10597	4,62861
0,301	1,32799	7,59832
0,280	1,54440	11,12451
0,263	1,73813	15,75058
0,249	1,91795	21,43075
0,238	2,07825	28,27355
0,230	2,21794	36,11663
0,223	2,32679	44,88910
0,218	2,40356	54,47436
0,215	2,46370	64,71012
0,213	2,50512	75,43816
0,212	2,51780	86,42359

$\lambda / \rho /$	ψ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,04360	0,08139
1,361	0,04360	0,11479
0,920	0,05260	0,32565
0,912	0,05297	0,33177
0,689	0,13315	0,75057
0,556	0,34469	1,82573
0,466	0,60713	3,48339
0,469	0,69377	4,14421
0,407	1,19252	8,36839
0,362	1,79975	15,76072
0,327	2,47078	26,36043
0,301	2,18110	39,07717
0,280	3,93663	55,07896
0,263	4,64618	74,37639
0,249	5,34895	96,86945
0,238	6,00650	122,41524
0,230	6,60189	150,78415
0,223	7,08123	181,51718
0,218	7,42824	214,21750
0,215	7,70506	248,26745
0,213	7,89813	283,37463
0,212	7,95756	319,04994

TABELA nr. 10.

TABELA

TABELA nr. 11.

$$I(\lambda, t)_1 = \text{const } \approx 86,42359 =$$

$$= \text{const } 458,84113$$

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 319,04994$$

$$\underline{I(\lambda, t) = \text{const } 139,79118}$$

Rezultati računa za $I_0(\lambda, t)$ prema relacijama (2.15) i (2.16)

su dati u tabelama br. 12 i 13. Oznake ξ_1

$$\xi_1 = \int_0^{\lambda} \sin \omega t \xi_1 dt$$

$$\xi_2 = \int_0^{\lambda} \xi_2 dt$$

λ/R	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,02750	0,00733
1,361	0,02750	0,01048
0,920	0,03422	0,03721
0,912	0,03441	0,03813
0,689	0,07620	0,10916
0,556	0,18199	0,31856
0,486	0,30154	0,66963
0,469	0,33414	0,81362
0,407	0,51187	1,75539
0,362	0,71209	3,39709
0,327	0,92108	5,58259
0,301	1,12697	8,71908
0,280	1,13040	12,78677
0,263	1,51518	17,82099
0,249	1,68838	23,81684
0,238	1,83821	30,73862
0,230	1,96933	38,51358
0,223	2,07523	47,04390
0,218	2,15015	56,18680
0,215	2,20667	65,79409
0,213	2,24899	75,73900
0,212	2,26134	85,86703

TABELA br. 12.

$$I_0(\lambda, t)_1 = \text{const } \approx 85,86703 =$$

$$= \text{const } 403,25734$$

λ/R	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,01848	0,03450
1,361	0,01848	0,04865
0,920	0,02572	0,14953
0,912	0,02592	0,14853
0,689	0,08551	0,39227
0,556	0,26769	1,19401
0,486	0,50224	2,53488
0,469	0,50763	3,07908
0,407	0,98522	6,58056
0,362	1,51286	12,20126
0,327	2,12437	20,38505
0,301	2,78205	31,42452
0,280	3,48692	45,52971
0,263	4,16956	62,75681
0,249	4,84651	83,04298
0,238	5,46070	106,23420
0,230	6,01987	132,06549
0,223	6,48646	160,20565
0,218	6,82487	190,15616
0,215	7,09433	221,47415
0,213	7,28219	253,82110
0,212	7,34007	286,72120

TABELA br. 13.

$$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } 286,72120$$

$$I_0(\lambda, t) = \text{const } 116,53614$$

Prem odnosu (5.5) vrednost detektovanog intenziteta zračenja po prolasku kroz pločicu od nikla debljine $x = 40 \mu\text{m}$ je:

$$I_{\beta}(\lambda, t)_{x=40 \mu\text{m}} = E \text{ const } 23,25504$$

Za pločicu od nikla debljine $x = 80 \mu\text{m}$ podaci su:

$$\rho = 8,8 \text{ g/cm}^3; \quad x = 80 \mu\text{m}; \quad \rho x = 0,0704 \text{ g/cm}^2$$

U tabelama br. 14 i 15, su prikazani rezultati računa za širenje $I(\lambda, t)$ prema odnosima (2.12) i (2.13). Onako su:

$$\psi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\text{max}}} \frac{1}{\lambda} e^{-\mu_{\beta} \rho x} \rho x d\lambda$$

$$\psi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\text{max}}} \frac{1}{\lambda} e^{-\mu_{\beta} \rho x} \rho x d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\psi_1} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$e_2 = \int_0^{\psi_2} \psi_2 dt$$

$\lambda/R/$	ψ_1	e_1
1	2	3
2,715	0,00000	0,00000
1,488	0,01521	0,00405
1,361	0,01521	0,00579
0,920	0,01547	0,01882
0,912	0,01548	0,01924
0,689	0,02687	0,04604
0,556	0,07425	0,12854
0,486	0,14390	0,26780
0,469	0,16822	0,35853
0,407	0,31151	0,89585
0,362	0,48299	1,89963
0,327	0,66840	3,51358
0,301	0,85496	5,84964
0,280	1,04324	8,99362
0,263	1,21580	12,99063
0,249	1,37907	17,84738
0,238	1,52129	23,54088
0,230	1,64670	30,01050
0,223	1,74849	37,17164

$\lambda/R/$	ψ_2	e_2
1	2	3
2,715	0,00000	0,00000
1,488	0,01022	0,01907
1,361	0,01022	0,02690
0,920	0,01050	0,07233
0,912	0,01051	0,07355
0,689	0,02697	0,15790
0,556	0,10982	0,46569
0,486	0,24751	1,08801
0,469	0,29854	1,36540
0,407	0,63380	3,46318
0,362	1,08620	7,35318
0,327	1,62912	13,44267
0,301	2,22642	22,11766
0,280	2,87771	33,60196
0,263	3,51526	47,98619
0,249	4,15351	65,24095
0,238	4,73655	85,24361
0,230	5,27144	107,76610
0,223	5,71984	132,49649

1	2	3
0,218	1,82078	44,89505
0,215	1,87767	53,04696
0,213	1,91718	61,51322
0,212	1,92936	70,15069

TABELA br. 14.

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } a \ 70,15069 =$$

$$= \text{const } 329,44789$$

1	2	3
0,218	6,00641	156,97063
0,215	6,30833	186,76887
0,213	6,49246	215,57043
0,212	6,54956	243,91521

TABELA br. 15.

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 243,91521$$

$$I(\lambda, t) = \text{const } 85,53268$$

Proceduri na $I_0(\lambda, t)$ prema (2.15) i (2.16) su dati u tabelama br. 16 i br.17. Onako su:

$$\xi_1 = \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda_0(t)} \lambda^{-1/4} \exp(-\lambda) \lambda^2 d\lambda; \quad \xi_2 = \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda_0(t)} \lambda^{-1/4} \exp(-\lambda) \lambda^2 d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\omega} \sin \omega t \xi_1 dt; \quad e_2 = \int_0^{\omega} \xi_2 dt$$

λ/R	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00644	0,00172
1,561	0,00644	0,00245
0,920	0,00663	0,00802
0,912	0,00656	0,00820
0,689	0,01534	0,03229
0,556	0,05646	1,34120
0,486	0,11872	1,46932
0,469	0,13792	1,52747
0,407	0,25706	1,96998
0,362	0,40701	2,80946
0,327	0,57493	4,18656
0,301	0,74762	6,21538
0,280	0,92466	8,98582
0,263	1,00925	12,54972

λ/R	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00433	0,00808
1,561	0,00433	0,01140
0,920	0,00455	0,03088
0,912	0,00456	0,03141
0,689	0,01697	0,07987
0,556	0,08932	0,51902
0,486	0,21244	0,84454
0,469	0,25273	1,08085
0,407	0,53203	2,84659
0,362	0,92818	6,13210
0,327	1,42023	11,41605
0,301	1,97333	19,05158
0,280	2,58589	29,30986
0,263	3,19417	42,31501

1	2	3
0,249	1,24651	16,92202
0,238	1,38398	22,08614
0,230	1,50537	27,98697
0,223	1,60411	34,54567
0,218	1,67439	41,63998
0,215	1,72975	49,14322
0,213	1,76821	56,94713
0,212	1,78007	64,91486

TABELA broj 16.

$$I_D(\lambda, t)_1 = \text{const } a \ 64,91486 =$$

$$= \text{const } 304,85966$$

1	2	3
0,249	3,80897	58,07209
0,238	4,37251	76,48045
0,230	4,89036	97,32169
0,223	5,32534	120,30658
0,218	5,64274	144,98455
0,215	5,89759	170,95031
0,213	6,07685	197,89281
0,212	6,13345	225,36375

TABELA broj 17.

$$I_D(\lambda, t)_2 = \text{const } 225,36375$$

$$I_D(\lambda, t) = \text{const } 79,49991$$

Detektovani intenzitet zračenja prema (5.5) je

$$I_D(\lambda, t)_{z=80} = \text{const } 6,03677$$

Za debljinu pločice od nikla $x = 120 \mu\text{m}$ podaci su:

$$\rho = 8,8 \text{ gr/cm}^3 ; \quad x = 120 \mu\text{m} ; \quad \rho x = 0,1056 \text{ g/cm}^2$$

U tabelama broj 18 i broj 19 su dati rezultati izračunavanja

$I(\lambda, t)$ prema (2.12) i (2.13). Onako su:

$$\psi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\text{max}}} \frac{1}{2} e^{-\mu \rho x} \rho x \, d\lambda \quad \psi_2 = \int_0^{\lambda/4} \frac{1}{2} e^{-\mu \rho x} \rho x \, d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \psi_1 \, d\omega \quad e_2 = \int_0^{\pi/4} \psi_2 \, d\omega$$

λ / R	ψ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00356	0,00094
1,361	0,00356	0,00135
0,920	0,00356	0,00437

λ / R	ψ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00239	0,00447
1,361	0,00239	0,00650
0,920	0,00239	0,01680

1	2	3
0,912	0,00356	0,00446
0,689	0,00501	0,01051
0,556	0,02327	0,03641
0,485	0,06207	0,10057
0,469	0,07640	0,13197
0,407	0,17278	0,41278
0,362	0,30155	1,01370
0,327	0,45037	2,06934
0,301	0,60817	3,09287
0,280	0,77073	5,97669
0,263	0,92449	8,97739
0,249	1,07270	12,71650
0,238	1,20368	17,18597
0,230	1,32017	22,34073
0,223	1,41539	28,11100
0,218	1,48342	34,38385
0,215	1,53725	41,04197
0,213	1,57493	47,98526
0,212	1,58686	55,08468

1	2	3
0,912	0,00239	0,01708
0,689	0,00594	0,03584
0,556	0,04006	0,13935
0,485	0,11333	0,40649
0,469	0,18841	0,53691
0,407	0,37000	1,68985
0,362	0,71002	4,11992
0,327	1,14707	8,29839
0,301	1,64948	14,59064
0,280	2,21555	23,28700
0,263	2,78368	34,55532
0,249	3,36338	48,36621
0,238	3,90036	64,70963
0,230	4,39724	83,37927
0,223	4,81671	104,11066
0,218	5,12410	126,47751
0,215	5,37189	150,09350
0,213	5,54750	174,66214
0,212	5,60293	199,74972

TABELA br. 18.

TABELA br. 19

$I(\lambda, t)_1 = \text{const a } 55,08468 =$
 $= \text{const } 258,69420$

$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 199,74972$

$I(\lambda, t) = \text{const } 58,94448$

Rezultati dobiveni prilikom izračunavanja $I_d(\lambda, t)$ su dati u tabeli br. 20 i br. 21. Osnak su:

$$\xi_1 = \int_0^{\max} \frac{1}{\lambda} \sin \omega t \cdot \frac{1}{\lambda} \sin \omega t$$

$$e_1 = \int_0^{\omega/4} \sin \omega t \cdot \xi_1 dt$$

$$\xi_2 = \int_0^{\omega/4} \xi_2 dt$$

λ/R	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00008	0,00000

λ/R	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00001	0,00001

1	2	3
1,361	0,00008	0,00001
0,920	0,00008	0,00008
0,912	0,00008	0,00008
0,689	0,00192	0,00146
0,556	0,01808	0,01903
0,486	0,05181	0,08853
0,469	0,06513	0,11459
0,407	0,14344	0,34741
0,362	0,25996	0,85394
0,327	0,39099	1,76296
0,301	0,53616	3,18682
0,280	0,68997	5,21959
0,263	0,83661	7,92229
0,249	0,97941	11,32286
0,238	1,10600	15,41766
0,231	1,21876	20,15202
0,223	1,31113	25,50149
0,218	1,37726	31,31907
0,215	1,42964	37,50604
0,213	1,46632	43,96696
0,212	1,47771	50,57786

1	2	3
1,361	0,00001	0,00002
0,920	0,00001	0,00006
0,912	0,00001	0,00006
0,689	0,00258	0,00613
0,556	0,03278	0,08596
0,486	0,09856	0,31435
0,469	0,12212	0,42536
0,407	0,31130	1,40197
0,362	0,60928	3,47290
0,327	1,00554	6,83629
0,301	1,47084	12,40817
0,280	2,00332	20,22905
0,263	2,54539	30,49966
0,249	3,10386	43,17035
0,238	3,62282	58,30527
0,231	4,10378	75,68564
0,223	4,51070	95,06825
0,218	4,80953	116,03878
0,215	5,05065	138,22420
0,213	5,22162	161,33685
0,212	5,27503	183,95432

TABELA br. 20.

TABELA br. 21.

$$I_0(\lambda, t)_1 = \text{const a } 50,57786 = \\ = \text{const } 237,52880$$

$$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } 183,95432$$

$$I_0(\lambda, t) = \text{const } 53,97448$$

Prema odacima (5.5) detektovano propušteno zračenje je:

$$I_p(\lambda, t)_{z=120} = \text{const } 5,37000$$

za debljinu pločice od nikla od $x = 200 \mu\text{m}$ podaci su:

$$\rho = 0,8 \text{ g/cm}^3 ; \quad x = 200 \mu\text{m} ; \quad \rho x = 0,1760 \text{ g/cm}^2$$

U tabelama br. 22 i br. 23. su svretani rezultati izračunavanja $I(\lambda, t)$ prema relacijama (2.12) i (2.13). Oznake su:

$$\psi_1 = \int_0^{\max} \lambda_0(t) \lambda^{-1/2} e^{-\lambda/2} S^2 d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{7/4} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$\psi_2 = \int_0^{\max} \lambda_0(t) \lambda^{-1/2} e^{-\lambda/2} S^2 d\lambda$$

$$e_2 = \int_0^{7/4} \psi_2 dt$$

$\lambda/R/$	ψ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00019	0,00004
1,351	0,00019	0,00006
0,920	0,00019	0,00023
0,912	0,00019	0,00023
0,689	0,00030	0,00055
0,556	0,00378	0,00401
0,486	0,01005	0,00755
0,469	0,01944	0,02524
0,407	0,06375	0,11994
0,362	0,15639	0,37495
0,327	0,23294	0,89525
0,301	0,34302	1,78235
0,280	0,46733	3,12846
0,263	0,58935	5,00034
0,249	0,71102	7,43729
0,238	0,82270	10,45080
0,230	0,92322	14,01742
0,223	1,00654	18,08848
0,218	1,06832	22,97538
0,215	1,11501	27,58468
0,213	1,14926	32,43649
0,212	1,16008	37,62215

$\lambda/R/$	ψ_2	λ_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00012	0,00023
1,351	0,00012	0,00033
0,920	0,00012	0,00090
0,912	0,00012	0,00091
0,689	0,00029	0,00186
0,556	0,00651	0,01719
0,486	0,02800	0,07731
0,469	0,03849	0,11109
0,407	0,14358	0,52075
0,362	0,33664	1,60126
0,327	0,62057	3,75501
0,301	0,97634	7,34805
0,280	1,40429	12,70453
0,263	1,85554	20,03918
0,249	2,33307	29,46537
0,238	2,78939	40,99271
0,230	3,21819	54,50977
0,223	3,58529	69,81762
0,218	3,89765	86,56425
0,215	4,07951	104,42287
0,213	4,23926	123,14012
0,212	4,28989	142,33071

TABELA br. 22.

TABELA br. 23.

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } a \ 37,62215 =$$

$$= \text{const } 176,68490$$

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 142,33071$$

$$I(\lambda, t) = \text{const } 34,35418$$

Rezultati račun su $I_0(\lambda, t)$ prema relacijama (2.15) i (2.16)

su prikazani u tablicama br. 24. i br. 25. oznake su:

$$I_1^{\lambda, \max} = \int_0^{\lambda} I_0(t) \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \sin \pi t - (\pi/\lambda) \sin \pi t dt; \quad I_2^{\lambda, \max} = \int_0^{\lambda} I_0(t) \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda t} \sin \pi t - (\pi/\lambda) \sin \pi t dt$$

$$e_1 = \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \int_1 dt; \quad e_2 = \int_0^{\pi/4} \int_2 dt$$

$\lambda/R/$	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00008	0,00001
1,361	0,00008	0,00002
0,920	0,00008	0,00009
0,912	0,00008	0,00009
0,689	0,00018	0,00025
0,556	0,00324	0,00315
0,486	0,01280	0,01507
0,469	0,01674	0,02178
0,407	0,05381	0,10205
0,362	0,11751	0,32046
0,327	0,20507	0,77513
0,301	0,30775	1,56414
0,280	0,42592	2,77862
0,263	0,54034	4,48710
0,249	0,65791	6,73188
0,238	0,76512	9,52698
0,230	0,86241	12,85187
0,223	0,94324	16,66126
0,218	1,00158	20,87650
0,215	1,04871	25,39044
0,213	1,08208	30,14432
0,212	1,09299	35,02760

TABELA br. 24.

$$I_0(\lambda, t)_1 = \text{const a } 35,02760 =$$

$$= \text{const } 164,50013$$

$\lambda/R/$	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,00000	0,00000
1,488	0,00005	0,00010
1,361	0,00005	0,00014
0,920	0,00005	0,00038
0,912	0,00005	0,00038
0,689	0,00018	0,00091
0,556	0,00569	0,00413
0,486	0,02493	0,06746
0,469	0,03322	0,09700
0,407	0,12129	0,44465
0,362	0,29079	1,37189
0,327	0,54843	3,26012
0,301	0,87802	6,46965
0,280	1,28066	11,32671
0,263	1,71128	18,05860
0,249	2,17124	26,79428
0,238	2,61088	37,55407
0,230	3,02994	50,23694
0,223	3,58206	64,65496
0,218	3,64678	80,46986
0,215	3,86263	97,36615
0,213	4,01815	115,09784
0,212	4,06745	133,29048

TABELA br. 25.

$$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } 133,29048$$

$$I_0(\lambda, t) = \text{const } 34,35418$$

Propušteno rentgenско zračenje prema (5.5) jest

$$I_D(\lambda, t)_{z=200 \mu m} = 3,14455$$

Na potpuno istu i način su usračunate vrednosti propuštenog intenziteta zračenja kroz pločice od aluminijuma sa četiri različite debljine aluminijuma: $z = 40 \mu m$, $80 \mu m$, $120 \mu m$ i $200 \mu m$. Detekcija rentgenuskog zračenja je vršena fotografiskom metodom.

Podaci za pločicu od nikla debljine $z = 40 \mu m$ su:

$$\rho_{Al} = 2,65 \text{ g/cm}^3, \quad z = 40 \mu m, \quad \rho_N = 0,0106 \text{ g/cm}^2$$

Vrednost $I(\lambda, t)$ je određena prema (2.12) i (2.13) a rezultati računani su svrstani u tabele br. 26 i br. 27. Gledajmo su:

$$\psi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \lambda^{-2/3} \rho_N z \, d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{2/\lambda} \sin \omega t \psi_1 \, dt$$

$$\psi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \lambda^{-2/3} \rho_N z \, d\lambda$$

$$e_2 = \int_0^{2/\lambda} \psi_2 \, dt$$

λ / R	ψ_1	e_1	λ / R	ψ_2	e_2
1	2	3	1	2	3
2,715	0,0014	0,00000	2,712	0,0005	0,0009
1,361	0,2652	0,0927	1,361	0,1905	0,4302
0,920	0,5788	0,4757	0,920	0,5041	1,9519
0,912	0,5862	0,4913	0,912	0,5122	2,0108
0,689	0,9525	1,4456	0,689	0,9717	5,5495
0,556	1,2741	3,1099	0,556	1,5415	11,0035
0,485	1,5505	5,2044	0,485	2,0426	17,2446
0,469	1,5996	5,9129	0,469	2,1881	19,5937
0,407	1,9195	9,7975	0,407	2,9299	30,9092
0,362	2,2247	14,9894	0,362	3,7568	45,9090
0,327	2,5128	21,5967	0,327	4,5930	64,6910
0,301	2,7784	29,6404	0,301	5,4525	87,2951
0,280	3,0229	39,2290	0,280	6,3374	115,7801
0,265	3,2360	50,2882	0,265	7,1994	144,1479
0,249	3,4342	62,7617	0,249	7,9906	178,1456
0,238	3,6055	76,5690	0,238	8,6660	219,5527
0,250	3,7514	91,5837	0,250	9,3051	255,9374

1	2	3
0,223	3,8699	107,6545
0,218	3,9530	124,9799
0,215	4,0173	142,1461
0,213	4,0611	160,1681
0,212	4,0745	178,4363

TABELA br. 26.

$$I(\lambda, t)_1 = \text{const } a \ 178,4363 =$$

$$= \text{const } 237,9903$$

1	2	3
0,223	9,8250	299,2099
0,218	10,2056	344,0787
0,215	10,5062	390,6802
0,213	10,7107	438,4180
0,212	10,7753	486,7570

TABELA br. 27.

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 486,7570$$

$$I(\lambda, t) = \text{const } 351,2333$$

Da bi se izračunala vrednost $I_0(\lambda, t)$ koriste se podaci iz tabela br. 26 i br. 27. Onako su:

$$\xi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{c}{\lambda} \tau} d\lambda; \quad \xi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{\max}} \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{c}{\lambda} \tau} d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \xi_1 dt; \quad e_2 = \int_0^{\pi/4} \xi_2 dt$$

$\lambda/R/$	ξ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,1328	0,0476
0,920	0,3627	0,2771
0,912	0,3673	0,2870
0,689	0,6056	0,9010
0,556	0,8923	2,0905
0,486	1,1223	3,9418
0,469	1,1802	4,0641
0,407	1,4435	6,9691
0,362	1,7124	10,9333
0,327	1,9738	16,0824
0,301	2,2238	22,5047
0,280	2,4984	30,2489
0,263	2,6756	39,3254
0,249	2,8722	49,7090

$\lambda/R/$	ξ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,0975	0,2195
0,920	0,3321	1,1612
0,912	0,3372	1,2002
0,689	0,6590	3,4418
0,556	1,1394	7,4884
0,486	1,5868	12,2367
0,469	1,7081	13,9116
0,407	2,3239	23,9839
0,362	3,0256	35,0204
0,327	3,7892	50,3538
0,301	4,5887	69,2041
0,280	5,3995	91,6776
0,263	6,2016	117,7802
0,249	6,9701	147,4168

1	2	3
0,238	3,0459	61,3226
0,236	3,1949	74,0705
0,223	3,5184	87,8128
0,218	3,4153	102,3861
0,215	3,4852	117,6035
0,213	3,5273	133,2608
0,212	3,5412	149,1407

TABELA br. 28.

$$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } a \quad 149,1407 =$$

$$= \text{const } 700,40946$$

1	2	3
0,238	7,6817	180,3836
0,236	8,3173	216,3016
0,223	8,8614	255,0340
0,218	9,2991	297,8952
0,215	9,6207	338,4689
0,213	9,8172	382,2005
0,212	9,8822	426,5245

TABELA br. 29.

$$I_0(\lambda, t)_2 = \text{const } 426,52451$$

$$I_0(\lambda, t) = \text{const } 273,88515$$

Prema odnosu (5.5) vrednost propušteneog K-zračenja je:

$$I_0(\lambda, t)_{z=80 \mu m} = K \text{ const } 77,34315$$

Za aluminijumska pločica debljine $z = 80 \mu m$ podaci su:

$$\rho_{Al} = 2,69 \text{ g/cm}^3 ; \quad z = 80 \mu m ; \quad \rho_K = 0,0212 \text{ g/cm}^2$$

Rezultati dobiveni prilikom izračunavanja $I(\lambda, t)$ prema (2.12)

i (2.15) su prikazani u tabelama br. 30 i br. 31. Osnake su:

$$\psi_1 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda} e^{-\mu_B \rho_K} \rho_K d\lambda ; \quad \psi_2 = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{\lambda} e^{-\mu_B \rho_K} \rho_K d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\psi_1} \sin \cot \psi_1 dt$$

$$e_2 = \int_0^{\psi_2} \sin \cot \psi_2 dt$$

λ/μ	ψ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,1791	0,0630
0,920	0,4448	0,3492
0,912	0,4514	0,3612
0,689	0,7768	1,1374
0,556	1,1078	2,6291
0,486	1,5586	4,4029

λ/μ	ψ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,1314	0,2056
0,920	0,3997	1,4592
0,912	0,4070	1,5059
0,689	0,8405	4,3125
0,556	1,3927	9,3572
0,486	1,8837	15,0430

1	2	3
0,469	1,4257	5,0324
0,407	1,7421	8,5323
0,362	2,0444	13,2780
0,327	2,3303	19,3804
0,301	2,5940	26,9093
0,280	2,8370	35,8458
0,263	3,0693	46,2471
0,249	3,2867	58,0659
0,238	3,4853	71,1597
0,230	3,6626	85,5800
0,223	3,8207	100,6599
0,218	3,9635	116,7603
0,215	3,9876	133,4908
0,213	3,9712	150,6979
0,212	3,9846	168,0733

TABELA br. 30.

$$I(\lambda, t)_1 = \text{const } a \ 168,0733 =$$

$$= \text{const } 709,3226$$

1	2	3
0,469	2,0268	17,0290
0,407	2,7999	27,7970
0,362	3,5583	42,0107
0,327	4,4076	59,9337
0,301	5,2606	81,6871
0,280	6,1403	107,3389
0,263	6,9587	136,8116
0,249	7,7407	169,8987
0,238	8,4992	206,3517
0,230	9,0957	245,8600
0,223	9,6150	287,9588
0,218	9,9945	332,0799
0,215	10,2942	377,7292
0,213	10,4981	424,5116
0,212	10,5605	471,8934

TABELA br. 31.

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 471,8934$$

$$I(\lambda, t) = \text{const } 317,4292$$

U tabelama br. 32 i br. 33. su svrtni rezultati računa za

$I_0(\lambda, t)$ prema (2.15) i (2.16). Oznake su:

$$\xi_1 = \int_0^{\lambda} \int_0^{\lambda} \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda} \sin \omega t \xi_1 dt$$

$$\xi_2 = \int_0^{\lambda} \int_0^{\lambda} \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda} \sin \omega t \xi_2 dt$$

λ/R	ξ_1		e_1	
	1	2	1	2
2,713	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
1,361	0,0105	0,0336	0,0336	0,0336
0,920	0,0370	0,2124	0,2124	0,2124
0,912	0,0695	0,2205	0,2205	0,2205
0,689	0,1602	0,7352	0,7352	0,7352

λ/R	ξ_2		e_2	
	1	2	1	2
2,713	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
1,361	0,0882	0,1536	0,1536	0,1536
0,920	0,2713	0,8980	0,8980	0,8980
0,920	0,2759	0,9299	0,9299	0,9299
0,689	0,5805	2,8970	2,8970	2,8970

1	2	3
0,556	0,3048	1,7819
0,486	0,4476	3,0920
0,469	0,4890	3,5682
0,407	0,7004	6,2444
0,362	0,9433	9,9428
0,327	1,2107	14,7894
0,301	1,4938	20,8747
0,280	1,7839	28,2497
0,263	2,0751	36,9326
0,249	2,3599	46,9626
0,238	2,6160	58,0897
0,230	2,8497	70,3878
0,223	3,0506	83,6638
0,218	3,2129	97,7569
0,215	3,3323	112,4838
0,213	3,4053	127,6437
0,212	3,4297	143,0228

1	2	3
0,556	1,0463	6,5174
0,486	1,4847	10,9257
0,469	1,6041	12,4959
0,407	2,2119	21,0820
0,362	2,9069	32,5994
0,327	3,6648	47,3899
0,301	4,4593	65,6653
0,280	5,2658	87,5469
0,263	6,0805	113,1763
0,249	6,8588	142,1901
0,238	7,5676	174,6499
0,230	8,2009	210,1293
0,223	8,7431	248,2535
0,218	9,1794	288,5793
0,215	9,5000	330,6080
0,213	9,6999	373,7990
0,212	9,7607	417,5768

TABELA br. 32.

TABELA br. 33.

$$I_D(\lambda, t)_1 = \text{const} \approx 143,0228 =$$

$$= \text{const} 671,0833$$

$$I_D(\lambda, t)_2 = \text{const} 4175767$$

$$I_D(\lambda, t) = \text{const} 254,1058$$

Vrednost intenziteta propušteneog zračenja prema (5.3) je:

$$I_D(\lambda, t)_{z=120 \mu m} = \text{const} 63,6223$$

Za debljina aluminijuma $z = 120 \mu m$ podaci su:

$$\rho_{Al} = 2,55 \text{ g/cm}^3; \quad z = 120 \mu m; \quad \rho_z = 0,0518 \text{ g/cm}^2$$

Prilikom izračunavanja $I(\lambda, t)$ prema (2.12) i (2.13) dobiveni su rezultati koji su prikazani u tabelama br. 34. i br. 35.

Onako su:

$$I = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{2} e^{-\mu_B \rho_z} \rho_z d\lambda \quad I = \int_{\lambda_0(t)}^{\lambda_{max}} \frac{1}{3} e^{-\mu_B \rho_z} \rho_z d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{T/4} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$e_2 = \int_0^{T/4} \psi_2 dt$$

$\lambda/R/$	ψ_1		e_1
	1	2	
2,713	0,0000	0,0000	0,0000
1,361	0,1249	0,0436	0,0436
0,920	0,3504	0,2635	0,2635
0,912	0,3563	0,2751	0,2751
0,689	0,6620	0,9197	0,9197
0,556	0,9821	2,2258	2,2258
0,485	1,2278	3,8134	3,8134
0,469	1,2949	4,3844	4,3844
0,407	1,6067	7,5996	7,5996
0,362	1,9062	12,0037	12,0037
0,327	2,1898	17,7187	17,7187
0,301	2,4506	24,8145	24,8145
0,280	2,6911	33,5139	33,5139
0,263	2,9022	43,1918	43,1918
0,249	3,0987	54,4211	54,4211
0,238	3,2666	66,9039	66,9039
0,230	3,4133	80,5467	80,5467
0,223	3,5310	95,1901	95,1901
0,218	3,6138	110,7835	110,7835
0,215	3,6777	126,9689	126,9689
0,213	3,7212	143,3949	143,3949
0,212	3,7545	160,1367	160,1367

$\lambda/R/$	ψ_2		e_2
	1	2	
2,713	0,0000	0,0000	0,0000
1,361	0,0928	0,2088	0,2088
0,920	0,3239	1,1217	1,1217
0,912	0,3304	1,1596	1,1596
0,689	0,7392	3,5662	3,5662
0,556	1,2741	8,0977	8,0977
0,485	1,7555	15,3737	15,3737
0,469	1,8964	19,2288	19,2288
0,407	2,6185	25,3675	25,3675
0,362	3,4097	38,9509	38,9509
0,327	4,2533	56,1904	56,1904
0,301	5,1002	77,2333	77,2333
0,280	5,9794	102,1534	102,1534
0,263	6,7896	130,8746	130,8746
0,249	7,5741	163,1927	163,1927
0,238	8,2838	198,8727	198,8727
0,230	8,9181	237,5787	237,5787
0,223	9,4358	278,8727	278,8727
0,218	9,8141	322,1947	322,1947
0,215	10,1129	367,0214	367,0214
0,213	10,3162	412,9866	412,9866
0,212	10,3784	459,5494	459,5494

TABELA br. 34.

TABELA br. 35.

$$I(\lambda, t)_1 = \text{const } \approx 160,1367 = \\ = \text{const } 752,0493$$

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 459,5494$$

$$\underline{I(\lambda, t) = \text{const } 292,5005}$$

U tabelama br. 36 i br. 37 su dati rezultati računsa za $I_d(\lambda, t)$ u kanalima su:

$$\xi_1 = \int_0^{\pi/4} \lambda_0(t) \lambda^{-\frac{1}{2} \cos^2 \theta} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta$$

$$\xi_2 = \int_0^{\pi/4} \lambda_0(t) \lambda^{-\frac{1}{2} \cos^2 \theta} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta$$

$$e_1 = \int_0^{\pi/4} \sin \omega t \xi_1 dt$$

$$e_2 = \int_0^{\pi/4} \xi_2 dt$$

λ/R	ξ_1		e_1
	1	2	
2,713	0,0000	0,0000	
2,351	0,0470	0,0225	
0,920	0,2345	0,1536	
0,912	0,2376	0,1699	
0,689	0,4493	0,3068	
0,556	0,6381	1,4591	
0,486	0,7999	2,4869	
0,469	0,8523	2,8510	
0,407	1,1104	5,0340	
0,362	1,3713	8,1498	
0,327	1,6238	12,3406	
0,301	1,8726	17,6992	
0,280	2,1051	24,2775	
0,263	2,3106	32,0825	
0,249	2,5000	41,0807	
0,238	2,6623	51,2102	
0,230	2,8043	62,3711	
0,223	2,9184	74,4392	
0,218	2,9986	87,2412	
0,215	3,0608	100,5692	
0,213	3,1032	114,2934	
0,212	3,1162	128,2587	

λ/R	ξ_2		e_2
	1	2	
2,713	0,0000	0,0000	
2,351	0,0475	0,1066	
0,920	0,2345	0,7026	
0,912	0,2281	0,7288	
0,689	0,5154	2,4037	
0,556	0,8054	5,3777	
0,486	0,8397	8,2424	
0,469	0,9508	9,3519	
0,407	1,5497	14,7778	
0,362	2,2412	23,3071	
0,327	3,0041	35,1088	
0,301	3,7809	50,3930	
0,280	4,6120	69,2948	
0,263	5,5087	91,7961	
0,249	5,4448	117,7452	
0,238	6,8308	146,9413	
0,230	7,4446	179,0609	
0,223	7,9464	213,6906	
0,218	8,5131	250,3642	
0,215	8,6039	288,4274	
0,213	8,8010	327,5900	
0,212	8,8624	367,3344	

TABELA br. 36.

$$I_d(\lambda, t) = \text{const } \approx 128,2587$$

$$= \text{const } 602,3413$$

TABELA br. 37.

$$I_d(\lambda, t)_2 = \text{const } 367,3344$$

$$I_d(\lambda, t) = \text{const } 235,0069$$

Intenzitet propustenog zračenja vrzom (3,5) jes

$$I_d(\lambda, t)_{\lambda=120} = \text{const } 974956$$

Podaci sa rendgenske zrake koje propuštene kroz aluminijumsko pločice debljine $x = 200 \mu\text{m}$ su:

$$\rho_{\text{Al}} = 2,65 \text{ g/cm}^3 ; \quad x = 200 \mu\text{m} ; \quad \rho = 0,0530 \text{ g/cm}^2$$

U tabelama br. 38. i br. 39. su dati rezultati dobiveni izvođenjem $I(\lambda, t)$. Onako su:

$$\psi_1 = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} \lambda_0(t) \lambda^{-2} e^{-\mu \rho x} d\lambda$$

$$e_1 = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} \sin \omega t \psi_1 dt$$

$$\psi_2 = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} \lambda_0(t) \lambda^{-2} e^{-\mu \rho x} d\lambda$$

$$e_2 = \int_0^{\lambda_{\text{max}}} \psi_2 dt$$

$\lambda/R/$	ψ_1	e_1
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,0614	0,0215
0,920	0,2385	0,1582
0,912	0,2339	0,1644
0,689	0,5046	0,6380
0,556	0,8048	1,6306
0,486	1,0401	3,0094
0,469	1,1049	3,4952
0,407	1,4068	6,2737
0,362	1,6993	10,1704
0,327	1,9764	15,3009
0,301	2,2325	21,7384
0,280	2,4756	29,5232
0,263	2,6880	38,6493
0,249	2,8817	49,0668
0,238	3,0499	60,6974
0,230	3,1884	73,4249
0,223	3,3028	87,1134
0,218	3,3831	101,9796
0,215	3,4457	116,6307
0,213	3,4885	132,1005
0,212	3,5024	147,7966

TABELA br. 38.

$\lambda/R/$	ψ_2	e_2
1	2	3
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,0491	0,0342
0,920	0,2196	0,1357
0,912	0,2256	1,1615
0,689	0,5905	1,2088
0,556	1,0906	4,9916
0,486	1,5491	10,9313
0,469	1,6849	16,5635
0,407	2,3844	18,6307
0,362	3,1537	31,0894
0,327	3,9613	47,0972
0,301	4,7808	66,7631
0,280	5,6207	90,1717
0,263	6,4051	117,2302
0,249	7,1619	147,7961
0,238	7,8347	181,4987
0,230	8,4428	218,1232
0,223	8,9465	257,2491
0,218	9,3093	298,3247
0,215	9,5973	340,8647
0,213	9,7967	384,5013
0,212	9,8576	428,7237

TABELA br. 39.

$$I(\lambda, t)_1 = \text{const } a \ 147,7966 \\ = \text{const } 694,0972$$

$$I(\lambda, t)_2 = \text{const } 428,7337$$

$$I(\lambda, t) = \text{const } 265,3734$$

Prilikom izračunavanja $I_0(\lambda, t)$ dobiveni su rezultati prikazani u tabelama br. 40. i br. 41. Punoše su:

$$\xi_1 = \int_0^{\omega t} \lambda e^{-\lambda t} \sin \omega t \, dt$$

$$\xi_2 = \int_0^{\omega t} \lambda e^{-\lambda t} \cos \omega t \, dt$$

λ/R	ξ_1	
	1	2
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,0519	0,0112
0,920	0,1602	0,1032
0,912	0,1633	0,1076
0,689	0,3527	0,4384
0,556	0,6044	1,2032
0,486	0,8146	2,2257
0,469	0,8697	2,6072
0,407	1,1156	4,7999
0,362	1,3709	7,9209
0,327	1,6216	12,0996
0,301	1,8597	17,4244
0,280	2,0872	23,9503
0,263	2,2898	31,6877
0,249	2,4765	40,6034
0,238	2,6355	50,6345
0,230	2,7736	61,6782
0,223	2,8849	73,6106
0,218	2,9686	86,2622
0,215	3,0235	99,4559
0,213	3,0691	113,0393
0,212	3,0778	126,8334

TABELA br. 40.

λ/R	ξ_2	
	1	2
2,713	0,0000	0,0000
1,361	0,0234	0,0037
0,920	0,2291	0,1401
0,912	0,2314	1,1473
0,689	0,4907	1,1392
0,556	0,9133	4,3484
0,486	1,3229	9,3801
0,469	1,4300	14,1745
0,407	2,0104	15,9223
0,362	2,6818	26,4798
0,327	3,4145	40,1966
0,301	4,1727	57,2979
0,280	4,9625	77,6223
0,263	5,7109	101,8377
0,249	6,4405	129,1786
0,238	7,0919	159,6267
0,230	7,6809	192,8657
0,223	8,1695	228,5293
0,218	8,5222	266,0859
0,215	8,8025	305,0667
0,213	8,9966	345,1149
0,212	9,0560	385,7334

TABELA br. 41.

$$I_d(\lambda, t)_1 = \text{const } a \ 126,83344 = \quad I_d(\lambda, t)_2 = \text{const } 389,73340$$

$$= \text{const } 595,64790$$

$$I_d(\lambda, t) = \text{const } 209,91450$$

Prema (5.5) intenzitet propušteneog zračenja je :

$$\underline{I_D(\lambda, t)_{x=200 \mu\text{m}} = \mu \text{ const } 55,45898}$$

Zavisnost intenziteta rendgenskog zračenja od debljine akumulatora - uzorka

$$I_D(\lambda, t) = f(x)$$

Za nikel i leucinijus je prikazana graficima br. 3.3 i 3.4. Za navedenih grafika se vidi da je početna intenzivnost rendgenskog zračenja (pri $x = 0$) $I_{od}(\lambda, t) \approx 102$ što potvrđuje da je ona teorijski tačno određena.

Efektivni atenuacioni koeficijenti su određeni relacijom:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{off}} = \frac{1}{\rho x} \ln \frac{\mu \text{ const } I_{od}(\lambda, t)}{\mu \text{ const } I_D(\lambda, t)}$$

tj.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{off}} = \frac{1}{\rho x} \ln \frac{I_{od}(\lambda, t)}{I_D(\lambda, t)} \quad (3.6)$$

Za nikel ti koeficijenti su:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{off}, x=40 \mu\text{m}} = 41,72715 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{off}, x=80 \mu\text{m}} = 40,17317 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=120 \mu\text{m}} = 27,88157 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=200 \mu\text{m}} = 19,7779 \text{ cm}^2/\text{g}$$

Takođe po relaciji (9.6) su određeni efektivni atenuacioni koeficijenti i za aluminijum:

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=40 \mu\text{m}} = 26,16970 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=80 \mu\text{m}} = 22,90934 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=120 \mu\text{m}} = 18,02827 \text{ cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{S}\right)_{\text{eff}}^{\lambda} \Big|_{x=200 \mu\text{m}} = 11,51885 \text{ cm}^2/\text{g}$$

NAPOMENA: Na kraju ovog reda , u se to određeni step se nalaze dva grafika (br. 3.1. i br. 3.2.). Njihove objedinjenje je dato u poglavlju br. II-3. Kriva 0 predstavlja zračenje koje potiče od cevi, a ostale propuštene rendgenske zračenje kroz atenuator (nikel i aluminijum) određene debljine. Intenzitet takvog zračenja je određen površinom ispodju krive raspodele i apscisane ose. Sa grafike br. 3.1 i 3.2. su izmerene te površine pomoću planimetra i one iznose: $I_{0d} = 290,050$
Za aluminijum debljine $80 \mu\text{m}$ je $I_d(\lambda, t) = 255,25$; za nikel debljine $40 \mu\text{m}$ je $I_d(\lambda, t) = 80,75$ i za debljinu $80 \mu\text{m}$ $I_d(\lambda, t) = 55,64$
Navedeni intenziteti su određeni i teorijski. Poređenjem tih vrednosti vidimo da su rezultati približno jednaki što znači da je njihovo teorijsko određivanje zadovoljavajuće.

TEORIJSKA KRIVA
ZA ALUMINIJUM



GRAFIK BR. 3.4

EKSPERIMENTALNO ODREĐIVANJE
EFEKTIVNOG ATENUACIONOG KOE-
FICIJENTA

1. KRATAK OPIS APARATURE

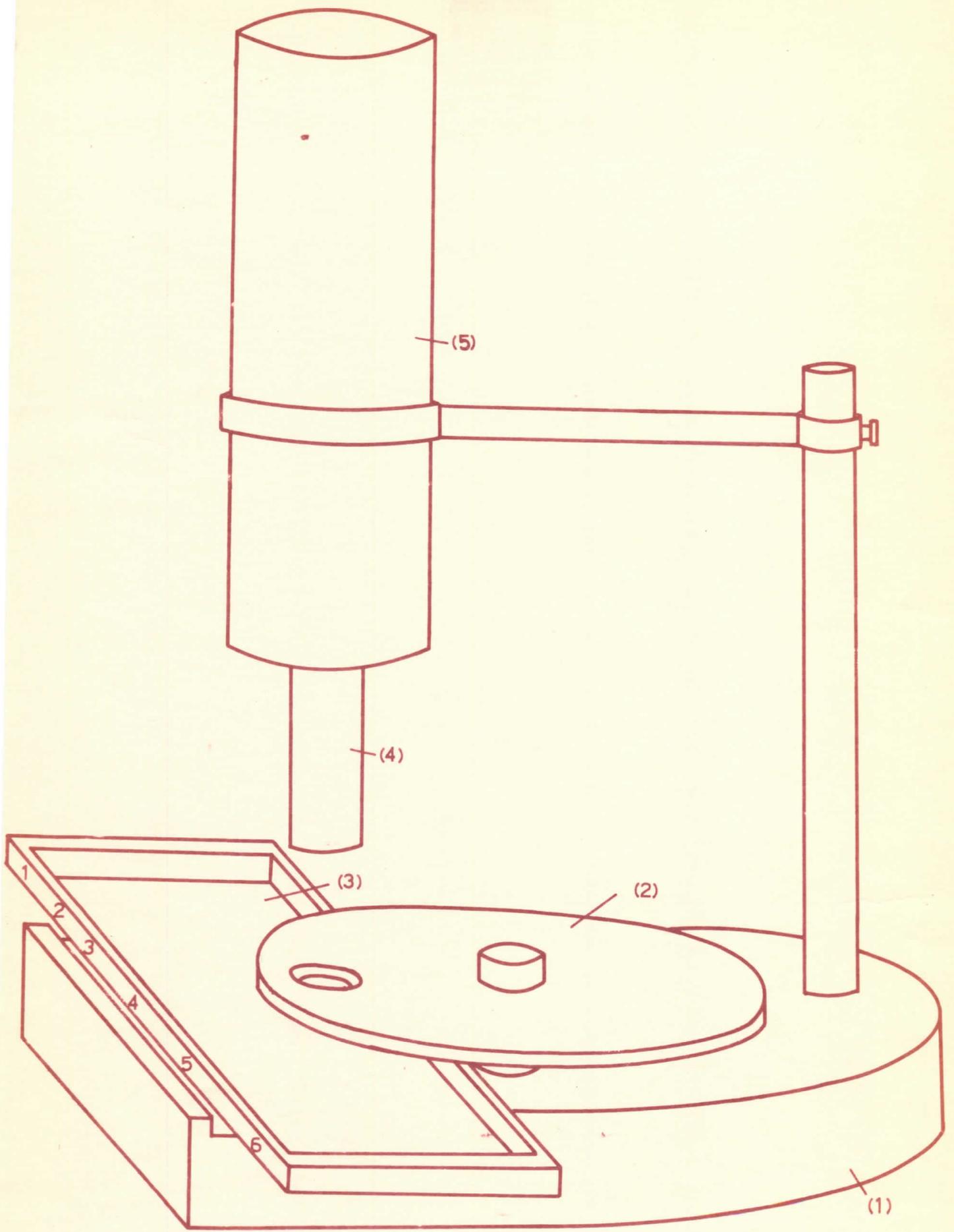
Zadatak ovog diplomskog rada je da se odrede efektivni koeficijenti apsorpcije (atenuacioni koeficijenti) sa neprekidan spektar X-zraka. To je ustvari rešavanje jednog praktičnog problema u rendgenskoj radiografiji.

Merenja su izvršena, tj. rendgenski snimci su dobijeni na rendgen aparatu tipa "Moravica - UP", sa volframovom antikatelodom, uz pomoć aparature koja će biti detaljno opisana, obzirom da je njena konstrukcija deo zadatka ovog diplomskog rada. Ostali upotrebljeni standardni uređaji će biti samo spomenuti. Kao detektor zračenja je služila fotografska emulzija.

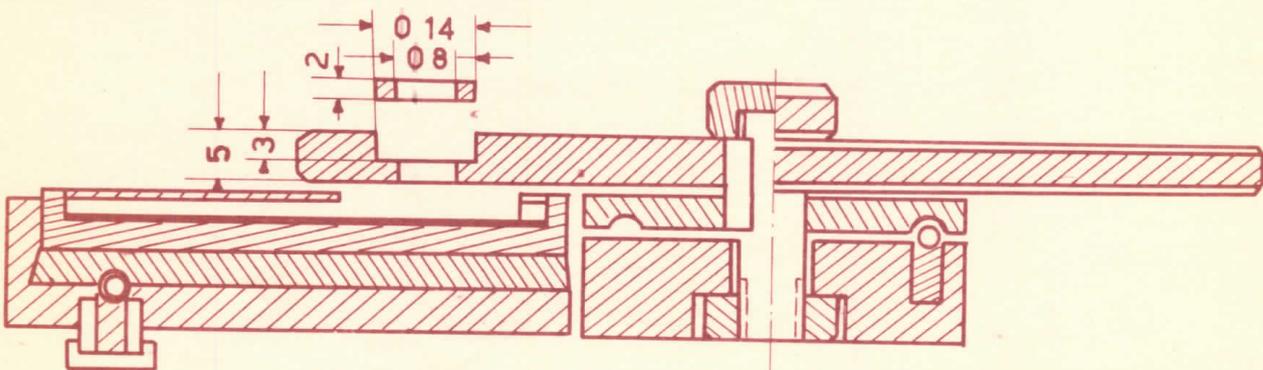
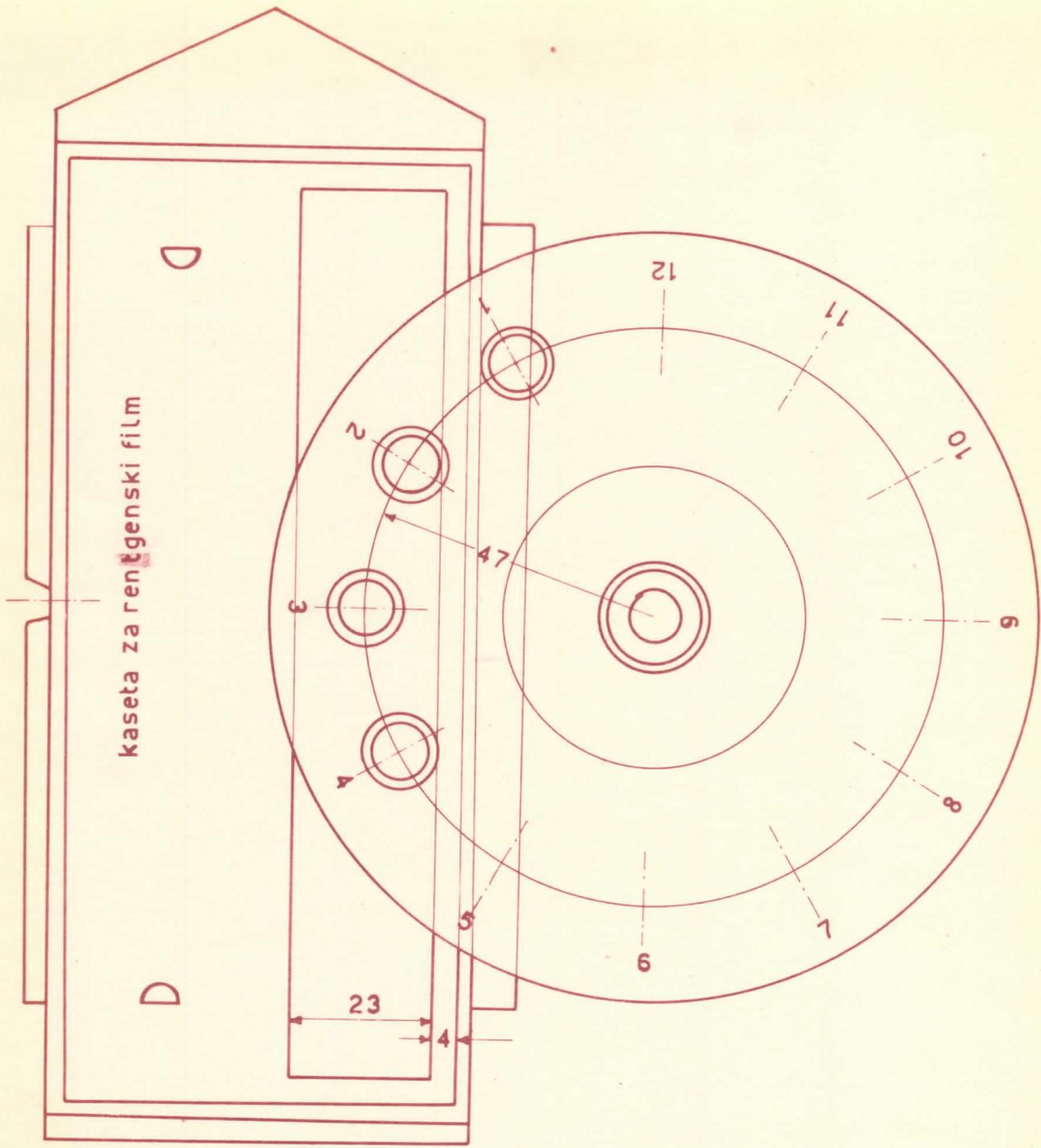
Spomenute aparature je prikazana na slici 1.1. Sastoji se iz pet delova: postolja (1), revolver-diska (2), kasete sa rendgenski film (3), kolimatora (4) i pertinske cevi (5).

Revolver-disk je prikazan na slici 1.2. To je mesin-gana ploča sa 12 okana. U okna se stavljaju atomatori, tako da snop X-zraka pri prolasku kroz ovoj supstancu biva oslabljen usled apsorpcije. Pored svakog okna su ugrađeni brojevi (od 1 do 12). Konstrukcija omogućava lako skidanje i postavljanje diska.

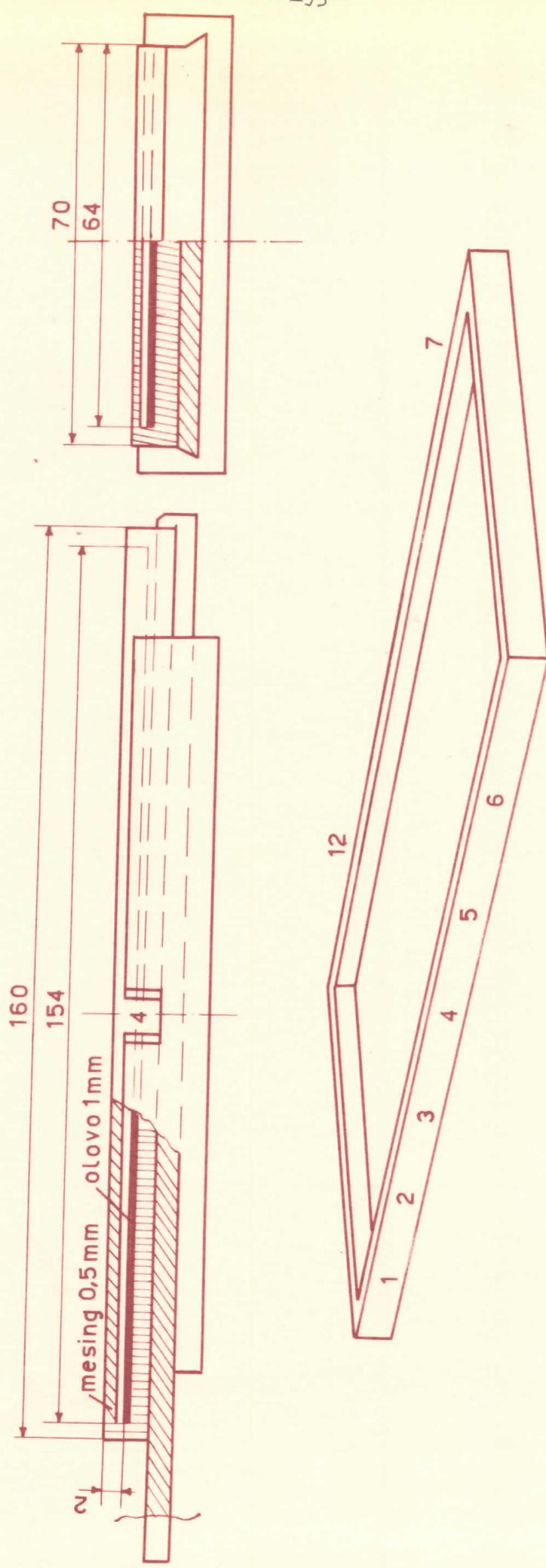
Kazeta sa rendgenski film, slika 1.3. je takođe naprav-



1. POSTOLJE 2. REVOLVER DISK 3. KASETA ZA RENTGENSKI FILM
4. KOLIMATOR 5. PERTINAKSNA CEV

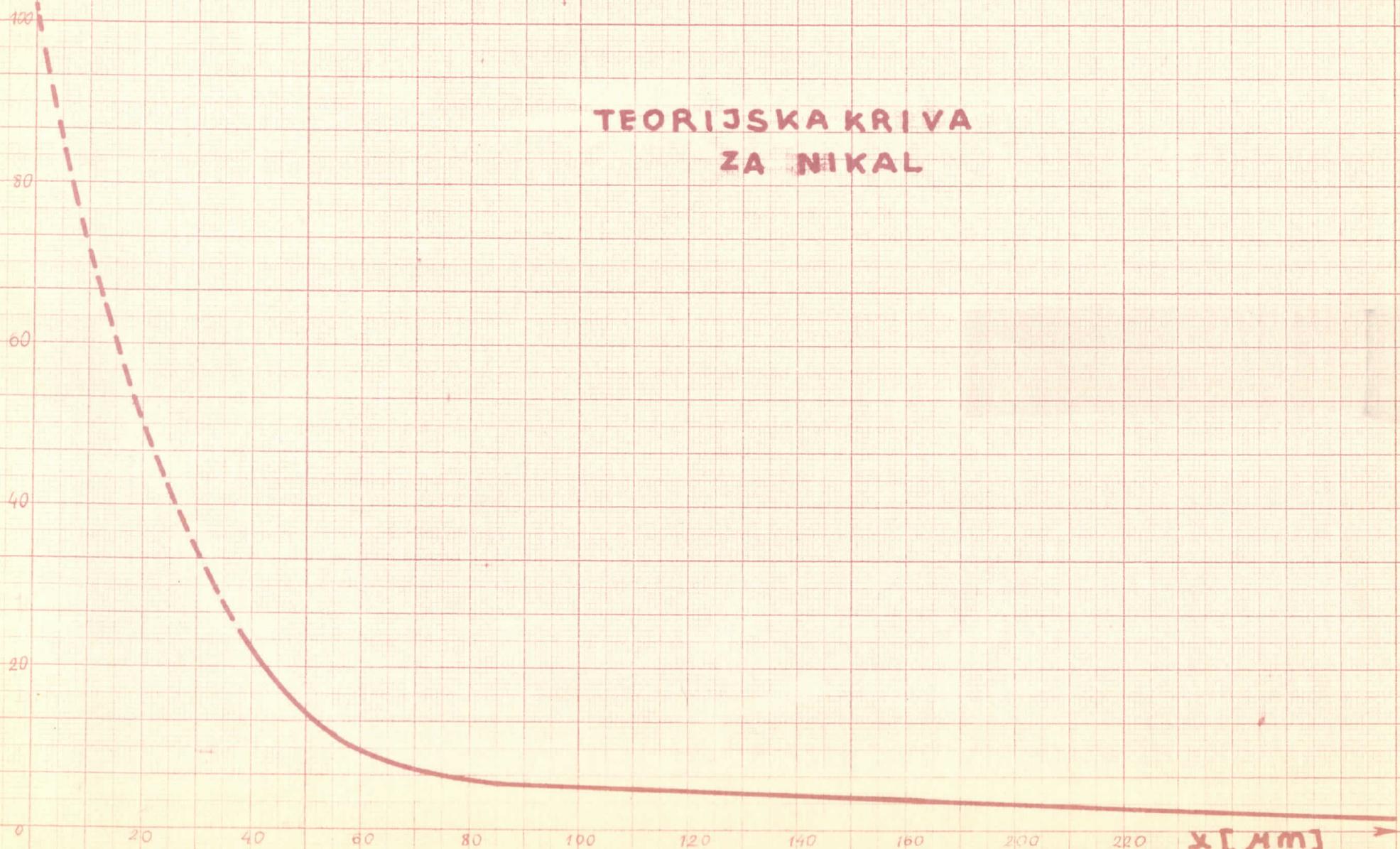


SL 12 REVOLVER DISK SA 12 OKANA



SL.13

$J_0(\lambda, t)$

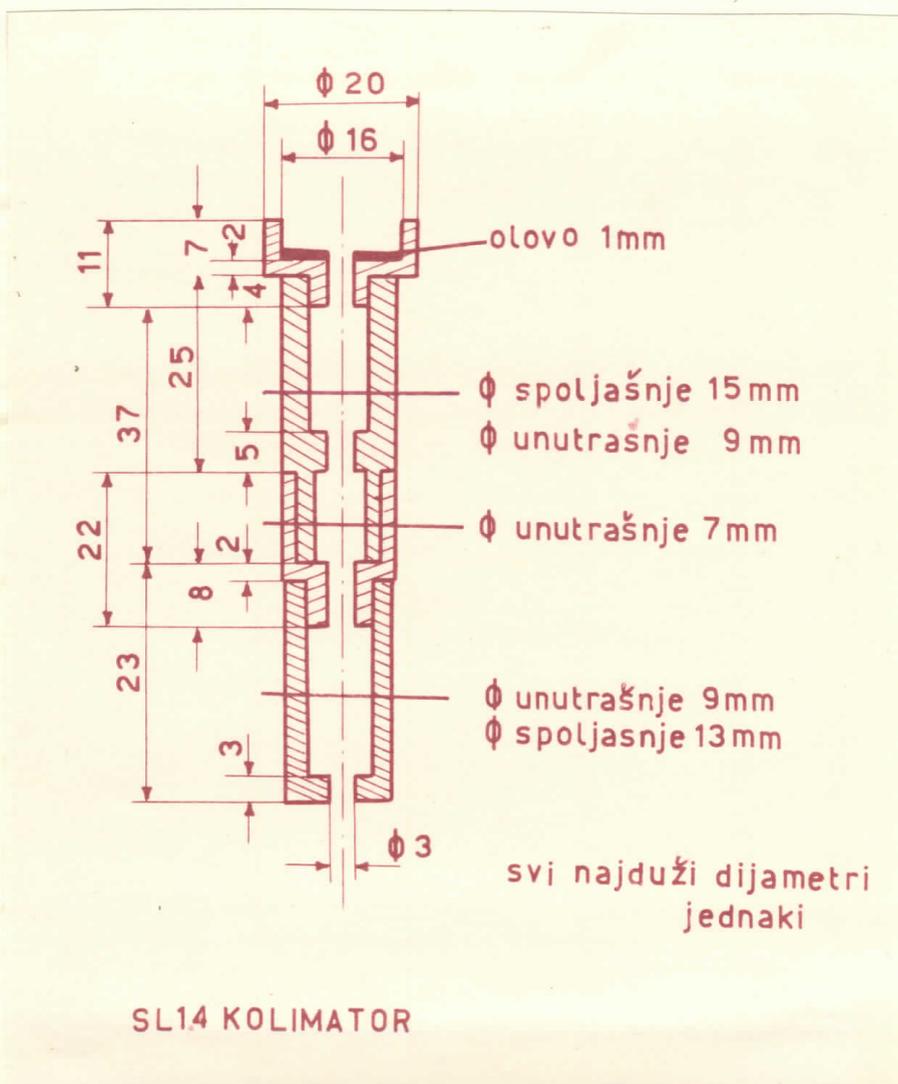


TEORIJSKA KRIVA
ZA NIKAL

GRAFK BR. 3.3.

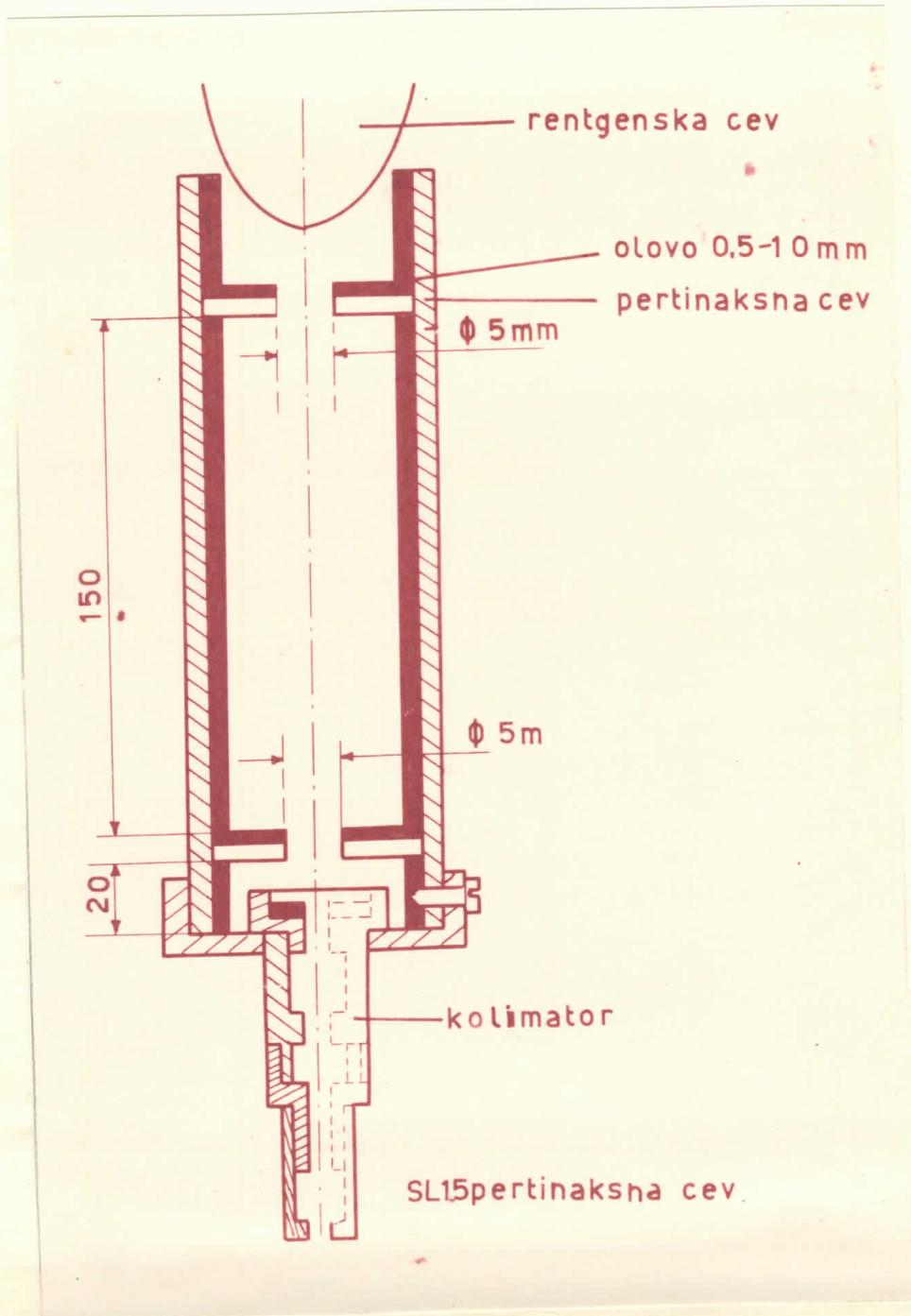
ljena od mesinga. Dno kasete je obloženo olovom debljine 1 mm, da bi se odstranila refleksija X-zrakova sa dna kasete. Kasete se nalazi ispod revolvera diska i fiksirana je na svakih 30 mm.

Kolimator (sl.1.4) se nalazi sa donjeg kraja portinaksne cevi. Kolimator je od mesinga takođe. Njegova konstrukcija je takva da se dobija strogo kolimisan snop X-zrakova, tj. snop paralelnih X-zrakova.



Portinaksna cev /1.3/ je sa unutrašnje strane obložena olovom debljine do 1 mm, tako da se u tom sloju apsorbuje rastvoreno rendgensko sraćenje. Na donjem kraju cevi je

prišvođen kolimator a sa gornje strane je prislonjena rentgenska cev.



Obrede rendgenskih snimaka je vršena na mikrofotometru ZEISS (Schnellfotometer Carl Zeiss Jena).

2. KRATAK OPIS EKSPERIMENTA

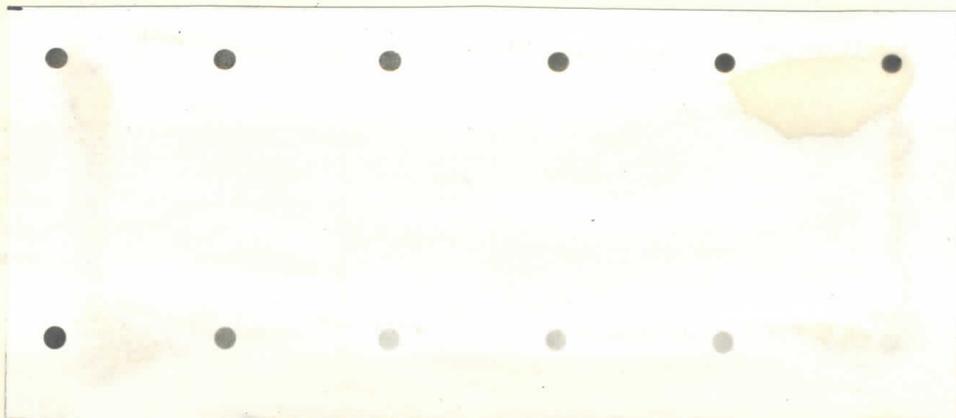
Zadatak ovog diplomskog rada je da se odrede efektivni maseni apsorpcioni koeficijenti za aluminijum i nikal. Teorijski je to već učinjeno. Da bi se i eksperimentalno odredili i koeficijenti u oknima na revolver-disku su smješteni stematori od aluminijuma i nikla. Na revolver-disku ima 12 okana, u prvih 6 su smješteni stematori od aluminijuma a u sledećih 6 od nikla. Debljine aluminijuma u prvom oknu je $40 \mu\text{m}$ (40×10^{-4} cm), a u drugom $80 \mu\text{m}$, u trećem $120 \mu\text{m}$, četvrtom $160 \mu\text{m}$, petom $200 \mu\text{m}$ i šestom $240 \mu\text{m}$. Debljina nikla je ista (u sedmom $40 \mu\text{m}$, osmom $80 \mu\text{m}$ itd.).

Punjenje kasete sa rendgenskim filmom "SARIX" (dvostruki aktivni sloj) je izvršeno u sređnoj komori. U kasetu su složena šest slojeva filma. Tako pripremljena kasete se stavlja na svoje mesto ispod revolver-diska. Sa gornje strane protivnaksne cevi je pričlonjena rendgenska cev. Da bi se dobio prihvatljiv intenzitet rendgenkog zračenja u kole anodne struje je ubačen otpor $R = 200 \Omega$. Radni napon cevi je: $U_{\text{max}} = 58 \text{ kv}$. Včina donjeg dela kolimatora nad revolver-diskom je 2 cm .

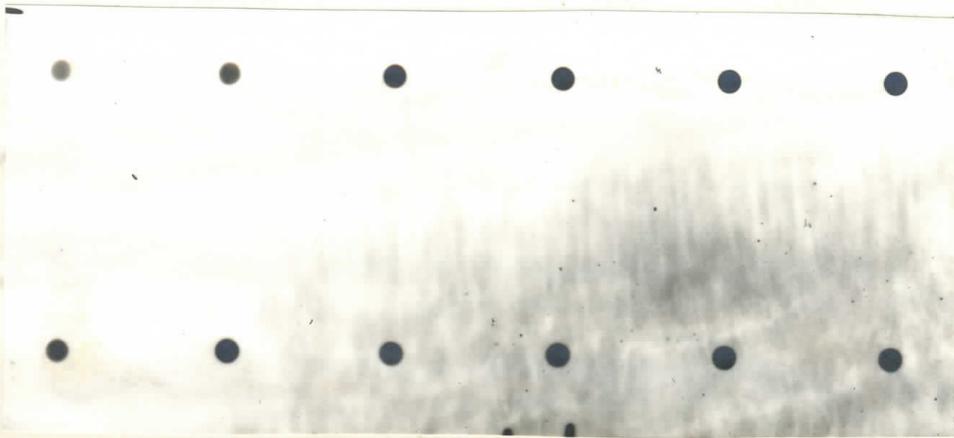
Snop X-zračenja po prolasku kroz pertinaksnu cev, kolimator i stemator (kroz Al i Ni) na revolver-disku deluje na fotografsku emulziju i izaziva njeno zacrnljenje. Na kaseti sa rendgenski film su ugravirani brojevi tako da se ona može

pomerati simultani sa revolver-diskom. Tako će se na jednoj strani filma posle razvijanja pojaviti šest zrlja (na pr. sa aluminijum) čiji će se stepeni sazrijevanja međusobno razlikovati (zbog različite debljine stenustora). Pošto se kasete okrene i na isti način izvrši ekspoziciranje filma i sa stenustor-nikal dobiće se sa druge strane filma takođe šest zrlja, čiji će se stepeni sazrijevanja takođe međusobno razlikovati. Vreme ekspoziciranja filma, iznosi 0,5 sekundi, a određeno je probom u zavisnosti od osetljivosti filma.

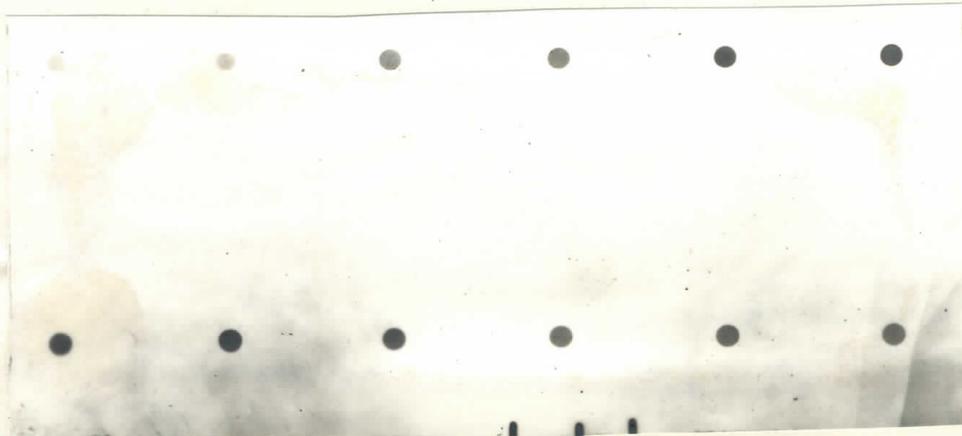
Nakon ekspozicije rendgenki filmovi su razvijeni i fiksirani svi istovremeno. Vreme isazivanja filma u 10 razvijanju je 2 minuta, vreme fiksiranja 10 minuta (vreme potrebno za potpuno razbistravanje i neekspozicioniranih delova). Posle ispiranja tekućom vodom filmovi su polagano sušeni 24 h na sobnoj temperaturi.



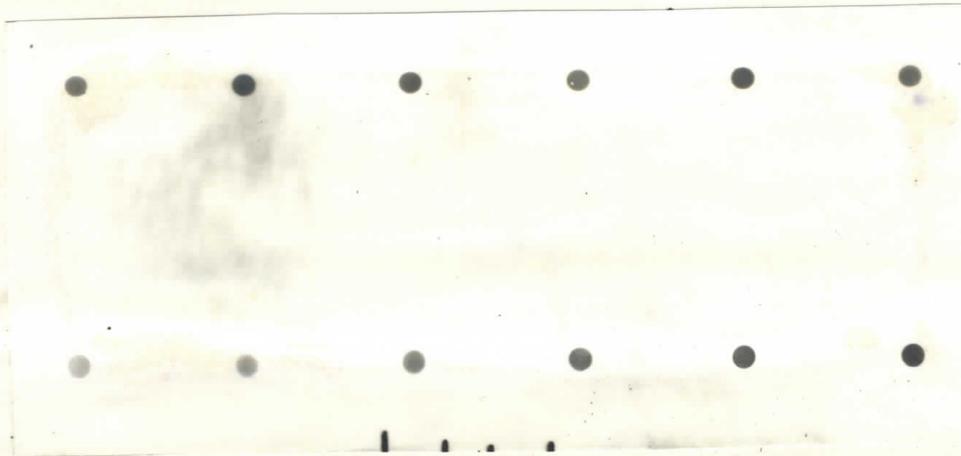
PRVI FILM



DRUGI FILM



TREĆI FILM



ČETVRTI FILM

Da bi se odredio stepen zacrpanja nrija izvrše-
no je fotometriovanje redgenskih filmova na mikrofotometru
SWISS (Schnellfotometer Carl Zeiss Jena). Ulazna blenda
na fotočeliji je bila maksimalna.

3. IZRAČUNAVANJE EFEKTIVNIH APSORPCIONIH KOEFIČIJENATA ZA ALUMINIJUM I NIKAL NA OSNOVU EKSPERIMENTALNIH PODATAKA

Pošto je vreme eksponiranja filmove sa sve trije konstantno sacrnjenje je proporcionalno intenzitetu rendgen-skog zračenja ($D = KI$). Na osnovu rezultata dobijenih fotometriranjem odredjen je intenzitet detektovanog X-zračenja. Korekcija na fon je izvršena tako što je iz nekoliko sistri-žno odabranih tačaka van trije računata srednja vrednost fona D_{fs} , koja se oduzima od vrednosti sacrnjenja trije D_M . Realni stepen sacrnjenja je tada:

$$D = D_M - D_{fs} \quad (3.1)$$

Na taj način je odredjen sensitivitet svake trije sa svih šest filmove a što se vidi iz priloženih tabela.

Rezultati određivanja stepena sacrnjenja trije na rendgenskom filmu sa Al sa svih šest filmove su prikazani u tabelama br. 42, 43, 44, 45, 46 i 47.

PRVI FILM			
Folje trije	D_M	D_{fs}	D_1
I	169	45	124
II	163	48	115
III	158	49,5	109
IV	154	49,75	104,25
V	152	52,25	99,75
VI	150	53,75	96,25

TABELA br. 42.

DRUGI FILM			
Folje trije	D_M	D_{fs}	D_2
I	167	49	118
II	161	51,25	109,75
III	155	50,25	104,75
IV	150,5	51	99,5
V	156	51	95
VI	143	52,25	90,75

TABELA br. 43.

TREĆI FILM			
Folje mrlja	D_H	D_{fs}	D_3
I	161	48,5	112,5
II	153	49	103,5
III	148,5	50,25	98,25
IV	146	51,5	94,5
V	141	50,75	90,25
VI	136,5	49,5	87

TABELA br. 44.

ČETVRTI FILM			
Folje mrlja	D_H	D_{fs}	D_4
I	157	50,75	106,25
II	150	51,5	98,5
III	148	54,5	93,5
IV	140,5	50,75	89,75
V	139	53,25	85,75
VI	137	54,25	82,75

TABELA br. 45.

PETI FILM			
Folje mrlja	D_H	D_{fs}	D_5
I	152	50,75	101,25
II	148	53,25	93,25
III	147	58,5	88,5
IV	145	60,25	84,75
V	144	62,75	81,25
VI	136	57,75	78,25

TABELA br. 46.

ŠESTI FILM			
Folje mrlja	D_H	D_{fs}	D_6
I	146	51	97
II	143	54	89
III	151	57	84
IV	137,5	53,25	80,75
V	136	59	77
VI	132,5	58	74,5

TABELA br. 47.

Densitet svake mrlje treba da se preračuna na prvi film. Da bi našli koeficijent kojim treba pomnožiti densitet svake mrlje sa drugi, treći, četvrti, peti i šesti film ispituju se odnosi D_1/D_2 ; D_2/D_3 ; D_3/D_4 ; D_4/D_5 ; D_5/D_6 ; sa svaku (tabela br. 48).

odnos polje	D_1/D_2	D_2/D_3	D_3/D_4	D_4/D_5	D_5/D_6
I	1,050	1,048	1,058	1,044	1,043
II	1,047	1,060	1,050	1,055	1,046
III	1,040	1,060	1,050	1,056	1,053
IV	1,047	1,052	1,052	1,059	1,050
V	1,050	1,052	1,052	1,055	1,055
VI	1,060	1,043	1,051	1,057	1,050

TABELA Br. 48

Srednja vrednost koeficijenta k_1 je

$$k_1 = 1,050$$

Pomoću koeficijenta k_1 dobijene su vrednosti za densitet sacrnjenja prema relaciji:

$$D = \frac{1}{6} D_1 + k_1 D_2 + k_1^2 D_3 + k_1^3 D_4 + k_1^4 D_5 + k_1^5 D_6 / \quad (3.2)$$

Optički densitet uzlje D_1 se odnosi na debljinu aluminijuma se odnosi $x = 40$; D_2 na $x = 80$; D_3 na $x = 120$; D_4 na $x = 160$; D_5 na $x = 200$; D_6 na $x = 240$.

$$D_I = \frac{1}{6} / 124 + (1,05) 118 + (1,05)^2 112,5 + (1,05)^3 106,25 +$$

$$+ (1,05)^4 101,25 + (1,05)^5 97 / = \underline{123,5539}$$

$$D_{II} = \frac{1}{6} / 115 + (1,05) 109,75 + (1,05)^2 103,5 + (1,05)^3 98,5 +$$

$$+ (1,05)^4 93,25 + (1,05)^5 89 / = \underline{113,9750}$$

$$D_{III} = \frac{1}{6}/109+(1,05) 104,75+(1,05)^2 98,25+(1,05)^3 93,5+ \\ + (1,05)^4 88,5+(1,05)^5 84) = \underline{108,3972}$$

$$D_{IV} = \frac{1}{6}/104,25+(1,05) 99,5+(1,05)^2 94,5+(1,05)^3 89,75 + \\ + (1,05)^4 84,75+(1,05)^5 80,75/ = \underline{103,5295}$$

$$D_V = \frac{1}{6}/99,75+(1,05) 95+(1,05)^2 90,25+(1,05)^3 85,75 + \\ + (1,05)^4 81,25+(1,05)^5 77/ = \underline{99,1839}$$

$$D_{VI} = \frac{1}{6}/96,25+(1,05) 90,75+(1,05)^2 87+(1,05)^3 82,75 + \\ + (1,05)^4 78,25+(1,05)^5 74,5/ = \underline{95,5086}$$

Rezultati određivanja stepena zacrnljenja mrlje na rendgenskom filmu sa nikal sa ovih 6 filmova su prikazani u tabelama br. 49, 50, 51, 52, 53 i 54.

PRVI FILM			
Folje mrlja	D_M	D_{fe}	D_1
I	158	46	112
II	150	52,75	102,25
III	139	53	86
IV	126,5	55,75	70,75
V	108,5	44,5	64
VI	104	50,5	53,5

TABELA br. 49.

DRUGI FILM			
Folje mrlja	D_M	D_{fe}	D_2
I	154	47,75	106,25
II	146	48,75	97,25
III	135	53,25	81,75
IV	124	56,75	67,25
V	109,5	48	61,5
VI	105,5	54,25	51,25

Tabela br. 50.

TREĆI FILM			
Polje mrlja	D_H	D_{fo}	D_3
I	150,75	49,5	101,25
II	142	49	93
III	129	51,5	77,5
IV	121	57	64
V	110,5	52,25	58,25
VI	106	57,5	48,5

TABELA br. 51.

ČETVRTI FILM			
Polje mrlja	D_H	D_{fo}	D_4
I	143,5	51,75	96,75
II	140	51,75	88,25
III	126,5	53	75,5
IV	120	59,25	60,75
V	112,5	56,75	55,75
VI	107	60,75	46,25

TABELA br. 52.

PITI FILM			
Polje mrlje	D_H	D_{fo}	D_5
I	146	54	92
II	138	54	84
III	124,5	54,5	70
IV	119	61,25	57,25
V	115,5	62,5	53
VI	108,5	64,25	44,25

TABELA br. 53.

ŠESTI FILM			
Polje mrlja	D_H	D_{fo}	D_6
I	140	52,75	87,25
II	135	55,25	79,75
III	123,5	57	66,5
IV	116,5	61,5	55
V	114,5	63,8	50,7
VI	109	67,25	41,75

TABELA br. 54.

Da bi se odredio koeficijent k_2 s kojim se mnogi densitet svake mrlje za drugi, treći, četvrti, peti i šesti film ispituju se odnosi: D_1/D_2 , D_2/D_3 , D_3/D_4 , D_4/D_5 i D_5/D_6 (tabela br.55.).

odnos polje	D_1/D_2	D_2/D_3	D_3/D_4	D_4/D_5	D_5/D_6
I	1,054	1,049	1,046	1,051	1,054
II	1,051	1,045	1,052	1,050	1,053
III	1,051	1,054	1,054	1,050	1,052

odnos polje	D_1/D_2	D_2/D_3	D_3/D_4	D_4/D_5	D_5/D_6
IV	1,056	1,050	1,053	1,051	1,050
V	1,040	1,055	1,044	1,051	1,045
VI	1,047	1,056	1,048	1,045	1,059

TABELA br. 55.

средnja vrednost koeficijenta k_2 je:

$$k_2 = 1,050$$

Prema relaciji (3.2) dobijene su sledeće vrednosti za densi-
tet sacrnjenja:

$$D_I = \frac{1}{6} 112 + (1,05) 106,25 + (1,05)^2 101,25 + (1,05)^3 96,75 + \\ + (1,05)^4 92 + (1,05)^5 87,25 / = \underline{111,6540}$$

$$D_{II} = \frac{1}{6} 102,25 + (1,05) 97,25 + (1,05)^2 93 + (1,05)^3 88,25 + \\ + (1,05)^4 84 + (1,05)^5 79,75 / = \underline{102,1035}$$

$$D_{III} = \frac{1}{6} 86 + (1,05) 81,75 + (1,05)^2 77,5 + (1,05)^3 73,5 + \\ + (1,05)^4 70 + (1,05)^5 66,5 / = \underline{85,3305}$$

$$D_{IV} = \frac{1}{6} 70,75 + (1,05) 67,25 + (1,05)^2 64 + (1,05)^3 60,75 + \\ + (1,05)^4 57,75 + (1,05)^5 55 / = \underline{70,3927}$$

$$D_V = \frac{1}{6} 64 + (1,05) 61,5 + (1,05)^2 58,25 + (1,05)^3 55,75 + \\ + (1,05)^4 53 + (1,05)^5 50,75 / = \underline{64,3663}$$

$$D_{VI} = \frac{1}{6} 53,5 + (1,05) 51,25 + (1,05)^2 48,5 + (1,05)^3 46,25 + \\ + (1,05)^4 44,25 + (1,05)^5 41,75 / = \underline{53,5299}$$

Optički densitet arilje D_I se odnosi na debljinu nikla od 40 μm
 D_{II} na 80 μm tkl.

Početni intenzitet X-zračenja ne može da se detektuje na fotografskoj emulziji. Vrednost početnog intenziteta je određen grafički (za $x = 0$) a što se vidi sa grafika br. 3.5 i br. 3.6. Pošto se i u slučaju nikla i aluminijuma dobijaju iste vrednosti za početni intenzitet zračenja znači da je eksperiment dobro izveden.

Efektivni atenuacioni koeficijenti na osnovu eksperimentalnih podataka su za aluminijum:

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{eff}}^{\mu} \Big|_{x=80 \mu\text{m}} = 21,87253 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{eff}}^{\mu} \Big|_{x=120 \mu\text{m}} = 16,12576 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{eff}}^{\mu} \Big|_{x=200 \mu\text{m}} = 11,29809 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

Efektivni atenuacioni koeficijenti za nikal su:

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_{\text{eff}}^{\mu} \Big|_{x=40 \mu\text{m}} = 50,90324 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

"D"

"D₀"

EKSPERIMENTALNA KRIVA ZA NIKAL

170

150

130

110

90

70

0

20

40

60

80

100

120

140

160

180

200

x [μm]

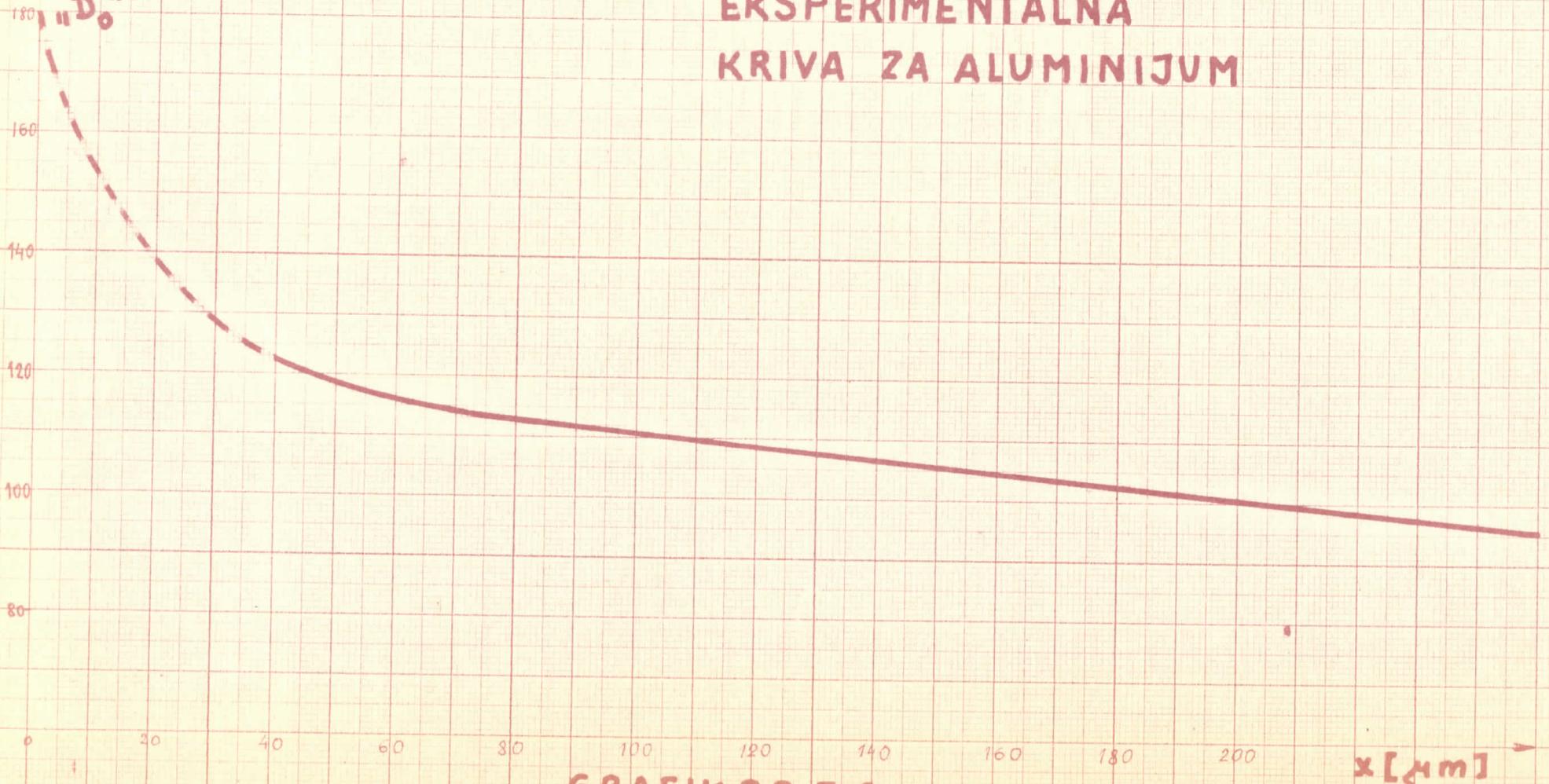
GRAFIK BR. 3.5.



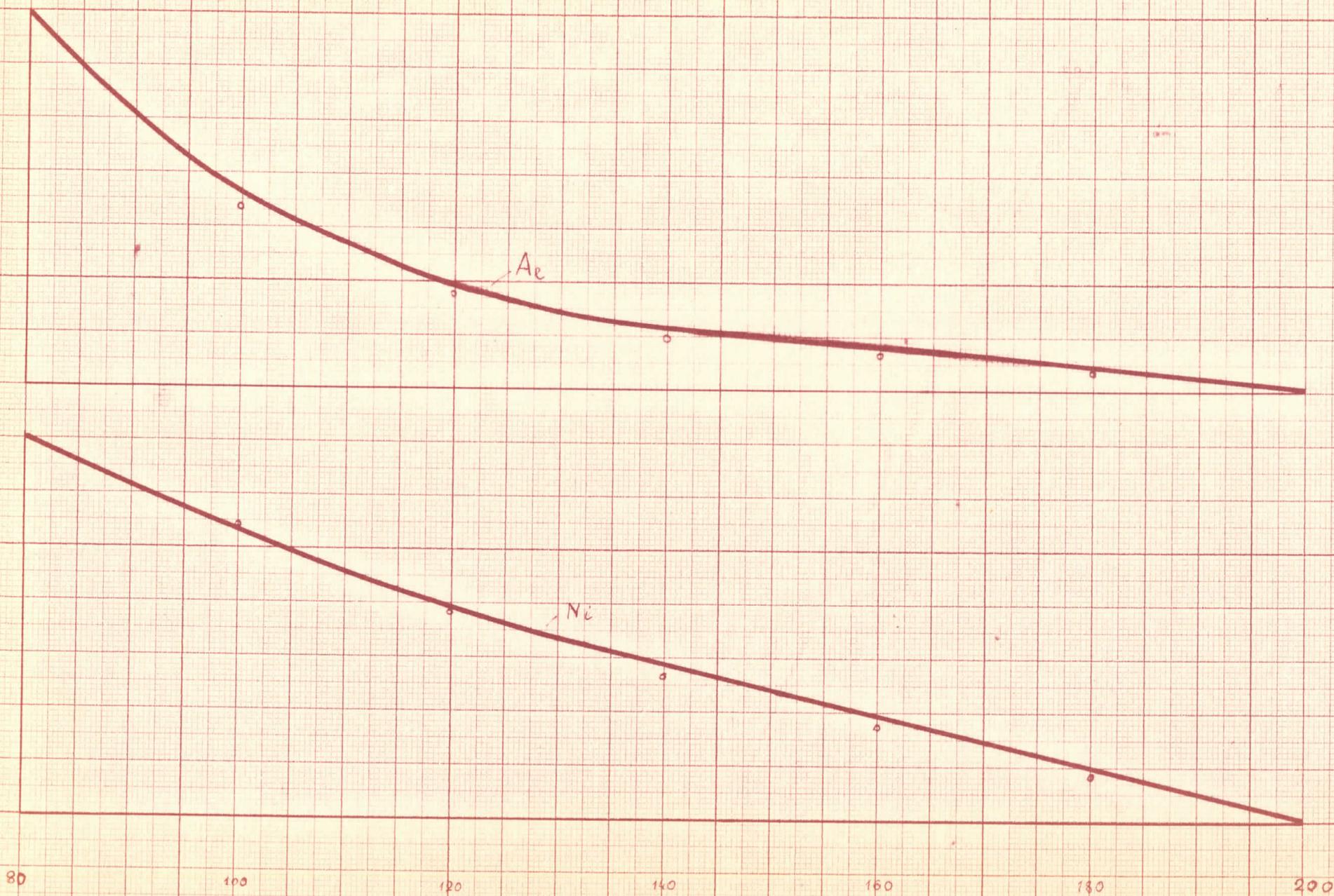
"D"

"D₀"

EKSPERIMENTALNA KRIVA ZA ALUMINIJUM

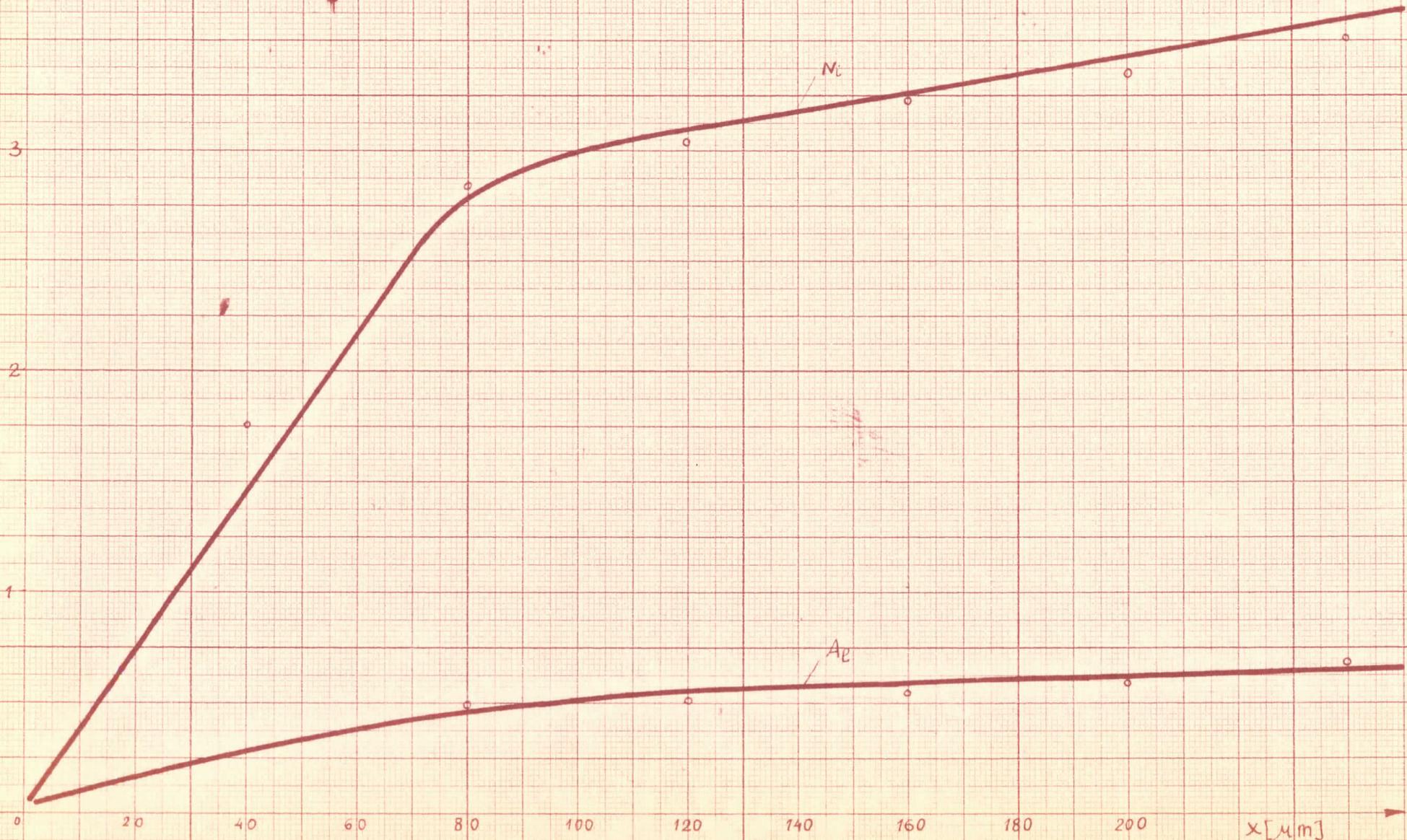


GRAFIK BR. 3.6



GRAFIK BR. 3.7.

$$\left(\frac{M}{S}\right)_{\text{eff}} \cdot (3x)$$



GRAFIK DR. 3.8.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{eff}}^{\text{Te}}_{\mu=80} = 40,55423 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{eff}}^{\text{Te}}_{\mu=120} = 22,87592 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{eff}}^{\text{Te}}_{\mu=200} = 18,90926 \quad \text{cm}^2/\text{g}$$

4. POREĐENJE TEORIJSKIH I EKSPERIMENTALNIH VREDNOSTI ZA EFKATIVNE ATENUACIONE KOEFICIJENTE

U ovom radu pokušali smo da ustanovimo

1. mogućnost prisane sređenja sa neprekidnim spektrom sa određene redigrafike prisane - sa merene debljine tankih metalnih slojeva
2. mogućnost teorijskog proračuna efektivnog atenuacionog koeficijenta sa sređenja sa neprekidnim spektrom

U tom cilju ostvarena su merenja intenziteta sređenja volframove anode ($U_{\text{max}}=98$ kv) oslabljenog slojevima aluminijuma i nika poznate debljine. Rezultati ovih merenja prikazani su na graficima br. 3.5. i 3.6. Ovi eksperimenti omogućili su da se odredi efektivni atenuacioni koeficijent sa ove materije kao funkcije debljine stenostera - uzorka. Rezultati izračunavanja prikazani su u tabelama od br. 42 do br. 55, a grafički su prikazani na graficima br. 3.5 i 3.6. (kružići).

Na osnovu određenih pretpostavki o

- a. obliku neprekidnog spektra

b. zavisnosti atenuacionog koeficijenta od ta-
le debljine.

c. zavisnosti kvantne efikasnosti rentgenskog
filma kao detektora od talasne dužine

izvršeno je izračunavanje stepena slabljenja (atenuacije) istog
zračenja. Rezultati ovog izračunavanja prikazani su na grafici-
ma br. 3.3. i 3.4.

Da bi se ustanovila mogućnost proračuna efektivnog
atenuacionog koeficijenta za nenonohromatizovano zračenje kao
funkcije debljine uzorka ostvareno je sledeće:

I. upoređena je zavisnost intenziteta propuš-
tenog zračenja od debljine uzorka dobijena
na osnovu eksperimenta $/I_p(\lambda, t)_{exp}/$ i dobijena
na proračunom $/I_p(\lambda, t)_{teor}/$, prikazano na
graficima 3.7 i 3.8.

II. upoređena je zavisnost efektivnog atenuacio-
nog koeficijenta od debljine uzorka dobijena
na osnovu eksperimenta (krivići) i dobijena
proračunom (neprekidna kriva) prikazana na gra-
fiku br. 3.8.

Rezultati ovih izračunavanja, ukoliko se imaju u vi-
du grafici zavisnosti intenziteta od debljine, pokazuju da je
slaganje eksperimenta i proračuna sasvim zadovoljavajuće u in-
tervalu debljina od $80 \mu m$ do $240 \mu m$. Isto se može zaključiti i
po grafiku br. 3.8. koji prikazuje zavisnost efektivnog atenu-
acionog koeficijenta od debljine.

U pogledu slaganja proračuna i eksperimenta sa debljine

uzorka izvan ovog intervala, može se zaključiti da bi se dobro slaganje moralo dobiti i za veće debljine. Međutim, u ovoj oblasti debljina nisu vršena merenja. U oblasti manjih debljina vršena su merenja (20 i 40 μ m), ali je slaganje dosta slabo. Čini nam se da se ovo neslaganje može objasniti relativno jednostavno. U oblasti malih debljina prisutan je doprinos "mekog" zračenja - zračenja velikih talasnih dužina, koje se registruje na filmu sa veoma velikom efikasnošću. Međutim, pri proračunu zakona slabljenja zračenja i efektivnog atenuacionog koeficijenta, ovo zračenje nije useto u obzir; spektar je "odsečen" na 2,713 Å. Obrazloženje za ovo odsecanje sastoji se u sledećem: ovo zračenje prisetno se slabi (apsorbuje) u vazduhu i u zaštitnom papirnom omotu filma, tako da bi prava korekcija za ove efekte bila vrlo složena a pitanje je da li se u praksi može sprovesti sa dovoljnom tačnošću. Zbog toga smo poredjenje ograničili (grafik br. 3.7) na oblast debljine u kojoj je doprinos "meko" komponente upadnog snopa zanemarljivo mali.

Imajući u vidu slaganje postignuto za naznačeni interval debljina smatramo da se sa punim pravom može zaključiti da je moguće ostvariti teorijski proračun efektivnih atenuacionih koeficijenata za nesinhronizovano zračenje prema ovde usvojenom modelu.

U isti mah smatramo da se ovde upotrebljeni postupak može iskoristiti za merenje debljina uzorka u ispitanoj području debljina. Verovatno bi se ovaj postupak mogao primeniti i za merenje promena u debljini odnosno za utvrđivanje nejednakosti debljina; međutim to bi trebalo proveriti. To bi, ujedno, mogao da bude i predmet daljeg rada.

L I T E R A T U R A

1. E.V.ŠPOLJCKIJ;
Atomska fizika
2. V.N.KONDRATJEV;
Struktura atoma i molekula
3. A.A.SOKOLOV, J.M.LOSKUTOV i I.M.TENNOV;
Kvantna mehanika
4. ARTHUR H. COMPTON, and SAMUEL K. ALLISON;
X-rays in theory and experiment
5. F.N.HARA SA ;
Ob ii kurs rentgenotehniki
6. M.A.HIGHIN;
Fizika rentgenovskih lučeh
7. V.S.SOKOLOV;
Defektoskopii materialov
8. HENRI BRASSEUR;
Les rayons X et leurs applications
9. M. . BALAZOVSKIJ
Rentgenovskije plenki i ih obrabotka
10. International tables for X-ray crystallography (Vol.III)
11. B.I.SEGAL i K.A.SEMEND EV;
P RIZNAČH IE MATEMATIČESKIE TABLICE I