

**UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET**

Природно-математички факултет  
Радна заједница заједничких послова  
НОВИ САД

Примљено: 15. dec 1994.			
Орг. јед.	Број	Имя	Врхност
0603	9/262		

Ljiljana Zumbulović

**MERENJE SPEKTRALNIH KARAKTERISTIKA SISTEMA  
ZA SNIMANJE SPEKTRALNIH LINIJA EMITOVANIH IZ  
PLAZME**

- Diplomski Rad -

Novi Sad 1994.

*Iskreno se zahvaljujem svom mentoru, doc. dr R. Kobilarovu,  
kao i doc. dr S. Đuroviću, van. prof. dr B. Vujičiću i mr Z. Mijatoviću,  
na izboru teme diplomskog rada i pomoći koju su mi pružili tokom njegove  
realizacije.*

*Ljiljana Zumbulović*

# SADRŽAJ

## Glava I

<b>1. Spektroskopija kao metod istraživanja</b> .....	1
1.1 Uvod.....	1
1.2. Tehnika spektroskopije.....	1
1.2.1. Emisiona spektroskopija.....	1
1.2.2. Kvalitativna spektroskopija.....	2
1.2.3. Kvantitativna spektroskopija.....	3
1.3. Primena spektroskopije.....	3

## Glava II

<b>2. Spektroskopski instrumenti</b> .....	5
2.1. Instrumenti sa prizmom.....	5
2.2. Instrumenti sa difrakcionom rešetkom.....	7
2.2.1. Instrumenti sa ravnom difrakcionom rešetkom.....	7
2.3. Oblik spektralnih linija.....	15

## Glava III

<b>3. Registracija svetlosnih signala</b> .....	21
3.1. Fotoelektrična registracija - fotomultiplikator.....	21
3.2. Fotokatoda.....	22
3.2.1. Kvantni prinos katode.....	23
3.2.2. Osetljivost fotkatode.....	24
3.2.3. Tamna struja fotkatode.....	24
3.2.4. Konstrukcija fotomultiplikatora.....	25
3.2.5. Pojačanje elektronskog fotomultiplikatora.....	25

## Glava IV

<b>4. Monohromator " Mc Pherson 2061 "</b> .....	27
4.1. Opšte karakteristike.....	27
4.1.1. Optički sistem.....	27
4.1.2. Karakteristike monohromatora " Mc Pherson ".....	28

## Glava V

<b>5. Merenje instrumentalne poluširine i spektralne karakteristike</b> .....	30
5.1. Opis aparature.....	30
5.1.1. Referentni izvori.....	30
5.1.2. Cevi za pražnjenje.....	32
5.1.3. Geisslerova cev.....	32
5.2. Šema aparature.....	33
5.2.1. Gasna i električna šema.....	34
5.3. Opis merenja.....	35
5.3.1. Podešavanje fokusiranosti ogledala.....	35
5.4. Merenje spektralne karakteristike.....	39
5.4.1. Opis merenja.....	39

5.4.2. Šema aparature za merenje spektralne osetljivosti...40

**Glava VI**

6. Rezultati.....41

**Glava VII**

7. Zaključak.....49

## U V O D

Zbog mnogobrojnih značajnih rezultata, postignutih na polju nauke primenom spektroskopa, ovaj aparat se nesumnjivo ubraja medju najmoćnije do danas poznate uređjaje za ispitivanje prirode. Spektroskopija kao nauka ne nalazi primenu samo u naučnim istraživanjima, već se javlja u tehnološkim, proizvodnim i privrednim granama. Tako se spektroskopski aparati pojavljuju u fabrikama, rudnicima, uredima za kriminalistiku, ambulantom, bolnicama, muzejima itd.

Razvoj ove nauke počeo je još u 17 veku, tačnije 1666. godine, radovima Isaaca Newtona, koji je prvi uspeo da sunčevu svetlost razloži u spektar. 1802. godine W. H. Wollaston a 1814. Joseph Fraunhofer prvi dobijaju spektralne linije. Za konstrukciju prvog pravog spektroskopa koji se praktično koristio zaslužni su G. R. Kirchhoff i R. Bunsen 1859 godine.

Analizom emitovanog zračenja mogu se dobiti razne informacije o parametrima sredine iz koje se zrače te linije. Tako na primer u plazmi možemo odrediti koncentraciju naelektrisanih i nanaelektrisanih čestica i njihovu temperaturu, kao i podatke o pojedinim atomskim procesima.

Kako je monohromator uređjaj pomoću koga se mogu analizirati i meriti parametri spektralnih linija, neophodno je poznavati instrumentalnu poluširinu. Nakon toga je moguće za snimljeni profil spektralne linije odredjenim metodama izdvojiti instrumentalni profil, kako bi se dalje mogli analizirati odredjeni efekti koji utiču na širenje spektralnih linija.

Ovaj rad će se koncentrisati na odredjivanje instrumentalne poluširine i spektralne osetljivosti monohromatora " Mc Pherson " model 2061.

# 1. SPEKTROSKOPIJA KAO METOD ISTRAŽIVANJA

## 1.1 UVOD

Raspodela intenziteta zračenja koje se emituje iz neke sredine po talasnim dužinama naziva se spektar. Potpuni elektromagnetni spektar obuhvata zračenje talasnih dužina u intervalu od hiljade kilometara do bilionitog dela milimetra. Iz praktičnih razloga spektar elektromagnetnog zračenja delimo na oblasti. Razlog ovome je što nijedan instrument nije sposoban da razloži spektar koji sadrži sve talasne dužine. U ovom radu nas konkretno interesuje zračenje iz vidljivog dela spektra. Za razlaganje zračenja ovih talasnih dužina koristimo instrumente u čiji sastav ulaze prizme ili difrakcione rešetke kao osnovni elementi.

Prvo ipitivanje spektra obavljeno je od strane Isaac Newtona još 1666. On je postavio prizmu na put sunčevog zraka koji je ulazio u mračnu komoru kroz mali otvor i na zidu komore opazio traku koja se sastojala iz niza boja. Da bi dobio jasniji spektar boja morao je prizmu da kombinuje sa sočivom. Za razliku od Newtona koji je zrak propuštao kroz okrugli otvor, 1802. god. Wollaston i Fraunhofer propuštaju zrak kroz uzani razrez i kao rezultat su dobili spektralne linije od kojih je svaka bila obojena drugom bojom. Konstrukciju prvog praktičnog spektroskopa izveli su Kirchhoff i Bunsen 1859. godine.

## 1.2 TEHNIKA SPEKTROSKOPIJE

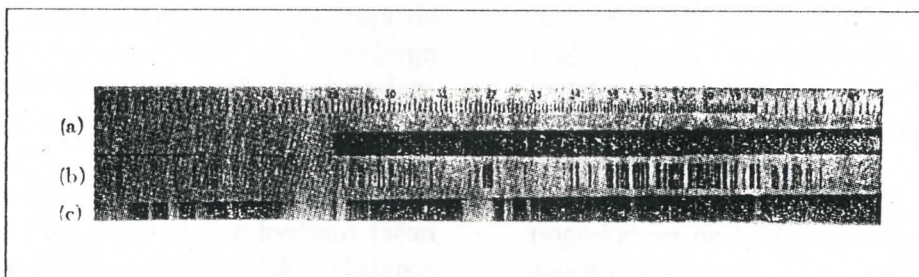
Spektroskopija kao metoda istraživanja primenjuje se za ispitivanje talasnih dužina i intenziteta zračenja koji mogu biti emitovani od strane jona, atoma i molekula i tada se metoda zove emisiona spektroskopija. Sa druge strane ova metoda omogućava proučavanje apsorpcije

zračenja koje prolazi kroz materiju u različitim oblicima i pod raznim uslovima. Kao što i samo ime kaže u ovom slučaju govorimo o apsorpcionoj spektroskopiji.

### 1.2.1. EMISIONA SPEKTROSKOPIJA

Spektre koje emituju joni, atomi ili molekuli pod različitim uslovima

možemo podeliti u tri grupe: linijske, trakaste i kontinualne.



Slika 1.

Tipični emisijski spektri snimljeni pomoću spektrografa male disperzije (a. kontinualni spektar užarenog vlakna, b. linijski spektar električnog luka gvoždja, c. trakasti spektar molekula azota).

Linijske spektre emituju atomi ili atomski joni koji se nalaze na takvim rastojanjima da između dva sudara mogu da zrače kao pojedinci. Prema tome, linijske spektre će emitovati usijani gasovi, jer samo oni obezbeđuju uslove koji su potrebni da bi se atomi nalazili na dovoljno velikom rastojanju. Trakaste spektre emituju višeatomski molekuli usijanih gasova čija temperatura ipak nije dovoljno visoka da bi se svi molekuli disocirali na atome, odnosno jone. Znači, zračenjem jonizovanih ili nejonizovanih molekula, koji su

sastavljeni od dva ili više atoma i ako su ovi molekuli dovoljno udaljeni od svojih suseda tako da su potpuno nezavisni, nastaje trakasti spektar. Kontinualan spektar emituju usijana čvrsta tela ili usijane tečnosti. Pod specijalnim uslovima kontinualan emisijski spektar može nastati i zračenjem pojedinih atoma, molekula i naelektrisanih čestica, na primer zakočno zračenje.

Sa druge strane emisijska spektroskopija može da se podeli na: *kvalitativnu* i *kvantitativnu*.

## 1.2.2 KVALITATIVNA SPEKTROSKOPIJA

Kao što smo napomenuli atomi i molekuli pod određenim uslovima mogu da emituju karakterističan niz spektralnih linija i traka. Ove linije i trake predstavljaju neposredan dokaz o prisustvu atoma ili molekula u izvoru zračenja. Samu liniju karakteriše njena talasna dužina, kao i širina na polovini visine - poluširina. Kako se talasne dužine danas mogu meriti sa izuzetnom tačnošću i kako je broj spektralnih

linija za koje je utvrđeno od kojih atoma potiču veoma velik, to znači da sa minimalnom greškom možemo odrediti atom od koga pojedina linija potiče. Sa molekulima situacija je nešto komplikovanija. Razlog tome je što većina molekula disocira u električnoj varnici ili luku. Sama tehnika izvodjenja kvalitativne spektrohemijske analize relativno je jednostavna. Uzorak materijala koji želimo da ispitamo stavlja se u

električni luk, varnicu, ili neki drugi izvor ekscitacije. Ako u uzorku imamo molekule oni disocijacijom prelaze u atome, koji se pobudjuju i počinju da emituju zračenje. Na put zračenja postavlja se spektrograf koji razlaže svetlost na različite talasne dužine i na fotoploči dobijamo odvojene spektralne linije. Ako odredimo talasne dužine ovih linija, tj. odredimo tačan položaj linije u spektru, lako možemo izvršiti identifikaciju linije i emitera. Jedan od načina da se izvrši

identifikacija linije, je da se vrši upoređivanje talasne dužine dobijene linije i njenog intenziteta, sa talasnim dužinama i intenzitetima linija registrovanih u tablicama. Tablice sadrže linije složene po talasnim dužinama i intenzitetima i grupisane uz određeni element.

Ova metoda je naročito pogodna jer ne zahteva velike količine uzorka.

### 1.2.3. KVANTITATIVNA SPEKTROSKOPIJA

Kvantitativna spektroskopija kao metoda potpuno je primenljiva na sve elemente na koje se primenjuje kvalitativna spektroskopija. To znači da više od 70 elemenata periodnog sistema podleže metodi kvantitativne spektroskopije. Čak je ova metoda mnogo pogodnija od odgovarajućih hemijskih metoda, jer zahteva manje količine uzorka i znatno kraće vreme. U čemu se sastoji suština ove metode?

Pri vrlo niskim koncentracijama nekog elementa u datom uzorku, količina svetlosti koju emituje taj element uvek je upravo srazmerna broju njegovih atoma, ako su svi ostali uslovi pod kojim on emituje konstantni. Ovakva linearna zavisnost

veoma je pogodna za kvantitativnu analizu. Veoma značajna osobina ove metode je što ona omogućuje gotovo istu tačnost pri svim koncentracijama. Odnosno, pri malim koncentracijama tačnost ove metode veća je od tačnosti odgovarajuće hemijske metode, dok je za koncentracije preko 5% situacija obrnuta. Zbog niza svojih dobrih osobina metoda kvantitativne spektroskopije danas se primenjuje u industriji i to: za ispitivanje količine primesa u metalima, za određivanje sastojaka u legurama, za ispitivanje i kontrolisanje raznih produkata u biologiji, kao i u prehrambenoj industriji.

### 1.3 PRIMENA SPEKTROSKOPIJE

Spektroskopija kao naučna metoda istraživanja veoma mnogo se koristi u svim prirodnim naukama a naročito u: astronomiji, fizici, hemiji i biologiji. Nalazi primenu u: (1) proučavanju apsorpcije i emisije

svetlosti različitih supstanci u svim agregatnim stanjima, (2) kvalitativno i kvantitativno određivanje vrsta atoma i molekula, koji ulaze u sastav ispitivanog uzorka, (3) ispitivanje strukture atoma i molekula, (4)



odredjivanje veličine, mase, temperature, brzine kretanja i mnogih drugih karakteristika nebeskih tela.

*Spektroskopija u astronomiji:* omogućila je da se izvrši kvalitativna analiza mnogih zvezda, kao i kvantitativna analiza površine sunca. U spektru sunčeve korone i raznih maglina nadjene su neke linije za koje se veoma dugo nije znalo od kojih atoma potiču. Kasnije pokazano da one potiču od poznatih atoma koji se nalaze pod specijalnim uslovima koje je nemoguće postići u laboratorijskim uslovima. Pomeranje položaja spektralnih linija koje je izazvano Dopplerovim efektom služi za odredjivanje brzine približavanja ili udaljavanja zvezda i nebeskih maglina, kao i za merenje sunčeve rotacije.

*Spektroskopija u fizici:* spektroskopski podaci daju najpreciznije etalone dužine, tako da se umesto standardnog etalona za dužinu koga je činila šipka od jednog metra, danas koristi talasna dužina oštre crvene kadmijumove linije. Spektroskopija takodje daje informacije o elektronskoj strukturi atoma. Pomoću Zeemanovog efekta dobijaju se kvantni brojevi i položaji elektrona kod različitih elemenata. Ova metoda takodje omogućava dobijanje tzv. hiperfine strukture, koja nam govori o spinu jezgra atoma koji zrači. Takodje je moguće odrediti magnetnu susceptibilnost i elektronsku konfiguraciju atoma.

*Spektroskopija u hemiji:* prvenstveno se koristi za kvalitativnu analizu. Ovo je rezultiralo otkriću mnogih elemenata. Primena spektroskopskih metoda dovela je do otkrića retkih izotopa poznatih elemenata. Strukture mnogih molekula odredjene su ovom metodom. Ona takodje otkriva geometriju molekula i nepoznatih strukturnih formula.

*Spektroskopija u biologiji:* za otkrivanje metala u biohemijским supstancama ćelijama i tkivima odgovorne su kvalitativna i kvantitativna emisiona analiza. Najvažnija primena je za rešavanje toksikoloških problema. Infracrvena i Ramanova spektroskopija poslužile su za otkrivanje strukture mnogih poznatih vitamina, enzima i drugih vrlo složenih supstanci. Apsorpciona mikrospektrofotometrija uspešno je rešila raspodelu supstanci kao što su nukleinske kiseline u ćelijama i tkivima.

Posebnu oblast u spektroskopiji čini *laserska spektroskopija*. Zahvaljujući osobinama laserskog zračenja, kao što su: usmerenost, koherentnost, monohromatičnost, mogući su potpuno novi pristupi u ispitivanju materijala i fizičkih procesa.

## 2. SPEKTROSKOPSKI INSTRUMENTI

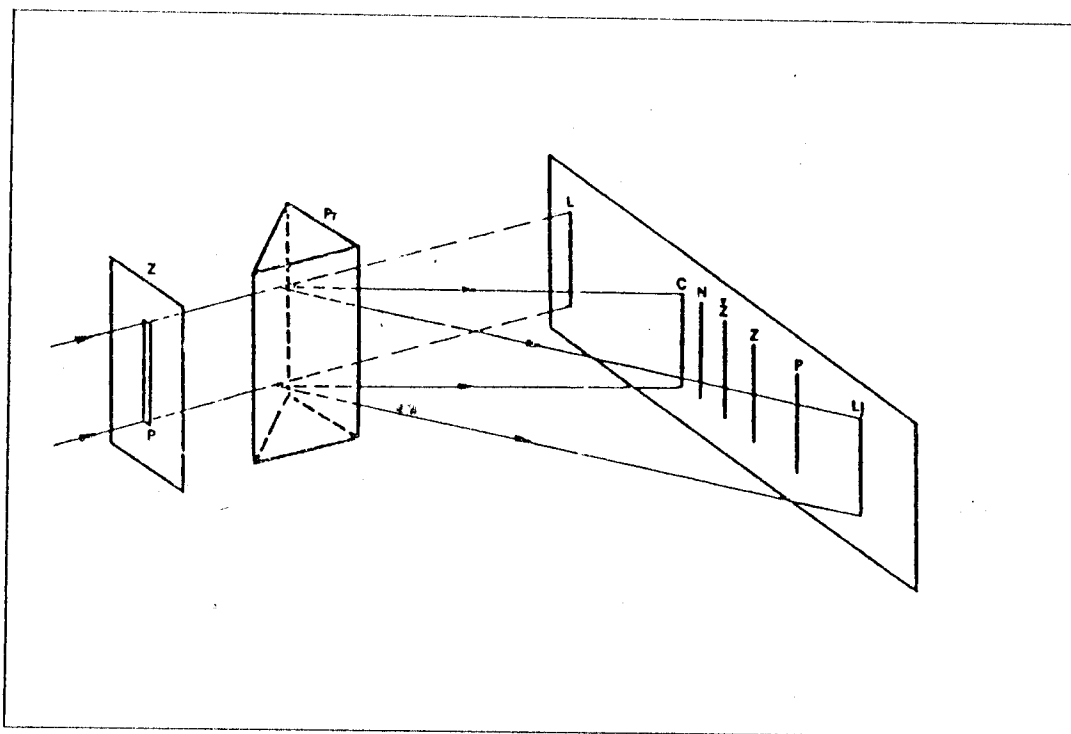
### 2.1 INSTRUMENTI SA PRIZMOM

Uređaji koji se sastoje od ulazne pukotine, disperzionog elementa i detektora zračenja nazivaju se spektroskopski instrumenti. U zavisnosti od načina detekcije zračenja postoje:

- *Spektroskopi*, ( vizuelno posmatranje )
- *Spektrografi*, ( fotografska detekcija )
- *Spektrofotometri*, ( fotoelektrična detekcija ).

Ukoliko je uređaj snabdeven i izlaznom pukotinom na kojoj se javlja samo uzan interval razloženog zračenja

po talasnim dužinama, onda je to monohromator. Disperzioni element može da bude ili prizma ili difrakciona rešetka. Kada se polihromatska svetlost propusti kroz prizmu ona će biti razložena po talasnim dužinama, a skup ovih elektromagnetnih zračenja različitih talasnih dužina naziva se spektar. Ako se tako razloženo zračenje projektuje na ekran ili fotografiše, dobija se slika koja se takodje naziva spektar i to je prikazano na slici 2.



Slika 2.

Spektar koji se dobija razlaganjem polihromatske svetlosti kroz prizmu

Prizme koje se koriste kod ovog tipa spektrometra mogu biti izradjene od različitih materijala, u zavisnosti od oblasti spektra za koje se

spektrometar koristi. Ako je zračenje u oblasti vidljivog, bliskog infracrvenog i ultraljubičastog dela spektra mogu se pogodno upotrebiti optička stakla iako

imaju vrlo usku oblast transparentije. U ovom slučaju se kaže da uređaj koristi staklenu optiku. Različite vrste optičkih stakala imaju različitu disperziju, indeks prelamanja ... Flint-stakla propustljivija su za svetlost većih talasnih dužina od tzv. Kron-stakla.

Ako se prizma reže od kvarca (za primenu u UV oblasti), mora se voditi računa da se optička osa prizme poklapa sa optičkom osom kristala. To je zbog toga što kvarc i to prirodni kristalni kvarc, za razliku od optičkog stakla vrši dvostruko prelamanje usled cirkularne polarizacije koju daje kvarc. Ovaj nedostatak se lako može otkloniti ako se jedna polovina prizme načini od materijala koji daje skretanje u levo, a druga polovina od kvarca koji daje skretanje u desno. Topljeni ili staklasti kvarc ne vrši dvostruko prelamanje, međutim ima daleko manju moć razlaganja, zatim jače apsorbuje i retko je u dovoljno homogenoj formi koja će dati zadovoljavajuće optičke karakteristike.

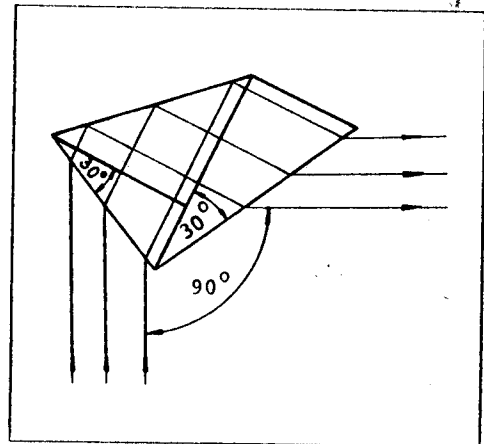
Kamena so i kalijum-bromid imaju vrlo visoku transparentnost u širokoj oblasti talasnih dužina, međutim jako su higroskopni pa se moraju brižljivo čuvati od vlage.

Fluorit (kalcijum-fluorid) iako veoma skup, upotrebljava se za izradu prizmi koje treba da propuštaju do 125 nm. Krtost ovog materijala u mnogome otežava njegovu obradu. Isti ovi materijali koriste se za izradu ostalih optičkih komponenata (sočiva i sl.) za date oblasti iz spektra zračenja. Ukoliko želimo da ispitujemo serijski pojedine spektre koristimo spektrometre sa prizmom kod kojih su kolimatorska cev, prizma i durbinska cev fiksirane u jednom položaju.

Medjutim danas se veoma retko koristi disperzioni sistem sa jednom prizmom. U spektralnim uređajima

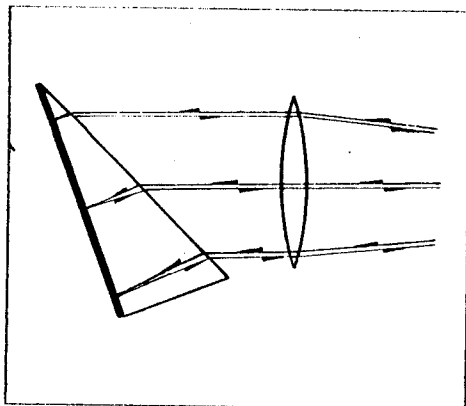
najčešće se srećemo sa sledeća tri tipa disperzionih sistema:

1. *Prizma stalnog otklona*, ili *prizma Pellin-Broc-a* se sastoji od dve disperzione prizme (kod kojih je jedan ugao  $30^\circ$ ) i jedne prizme za totalnu refleksiju. Poslednja prizma ne učestvuje u disperziji, već služi samo za skretanje snopa svetlosti. Svetlosni zraci prolaze kroz disperzione prizme pod uslovima najmanjeg skretanja, a zatim izlaze iz prizme pod uglom od  $90^\circ$  u odnosu na prvobitan pravac. Ovakav disperzioni sistem dat je na sledećoj slici:



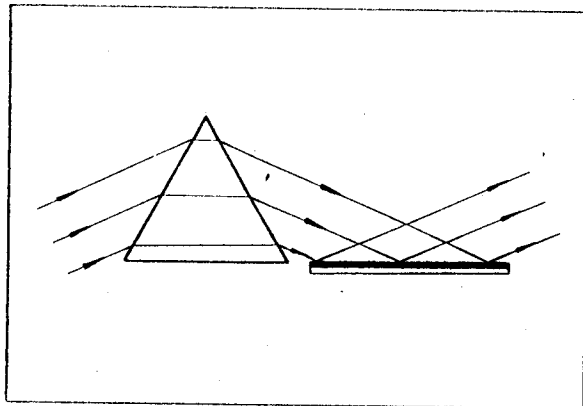
Slika 3.  
Prizma Pellin - Broc-a

2. *Autokolimacioni sistem prizme*, ili *prizma po Littrow-u* karakteristična je po tome što se nakon prelamanja i disperzije, svetlost reflektuje od zadnje strane prizme, na koju je nanet metalni sloj i služi kao ogledalo. To znači da se snop vraća gotovo istim pravcem, samo u suprotnom smeru. Na taj način svetlost dva puta prolazi kroz isti objektiv tj. sočivo. Zato ovaj sistem ima veliku primenu u autokolimacionim uređajima, kod kojih su kolimatorska i kamerna cev spojene u jednu. Na slici 4 je prikazan disperzioni sistem sa prizmom po Littrow-u:



Slika 4.

Prizma po Littrow-u



Slika 5.

Prizma Fuchs Wadsworth-a

3. *Sistem prizme Fuchs-Wadsworth-a* sastoji se iz prizme čija je osnovica ravnostrani trougao i koja je čvrsto vezana za ravno ogledalo (slika 5.). Značajno je napomenuti da i ovde postoji stalan odklon svetlosnih zraka.

U spektralnim uređajima se gotovo uvek upotrebljavaju metalna ogledala i to najčešće od srebra i aluminijuma.

## 2.2 INSTRUMENTI SA DIFRAKCIONOM REŠETKOM

Iako se kod spektralnih uređaja koji kao disperzioni element, umesto prizme, koriste difrakcionu rešetku, javljaju nedostaci kao što su: veći astigmatizam, brže oštećenje rešetke u odnosu na prizmu, pa i cena, ovi uređaji ipak imaju veliki broj prednosti u odnosu na predhodne. Difrakcione rešetke imaju mogućnost obuhvatanja mnogo šire spektralne oblasti, imaju veću disperziju, veću moć razlaganja,

veću ravnomernost disperzije, manje rasipanje svetlosti, a u izvesnim slučajevim mnogo bolje propuštaju svetlost.

U odnosu na vrstu rešetke sve ove instrumente delimo na: instrumente sa *ravnom* i instrumente sa *konkavnom* difrakcionom rešetkom.

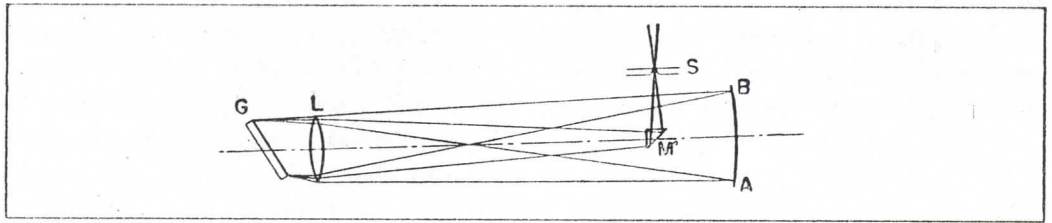
### 2.2.1. INSTRUMENTI SA RAVNOM DIFRAKCIONOM REŠETKOM

Ovi uređaji mogu da sadrže *transparentnu* i *refleksionu* rešetku. Prva vrsta nalazi primenu kod malih

uređaja i kod instrumenata za rad sa studentima. Ravne rešetke velikih dimenzija upotrebljavaju se u

zvezdanim opservatorijama. Šema jednog tipičnog optičkog sistema sa

ravnom difrakcionom rešetkom data je na slici 6:



Slika 6.

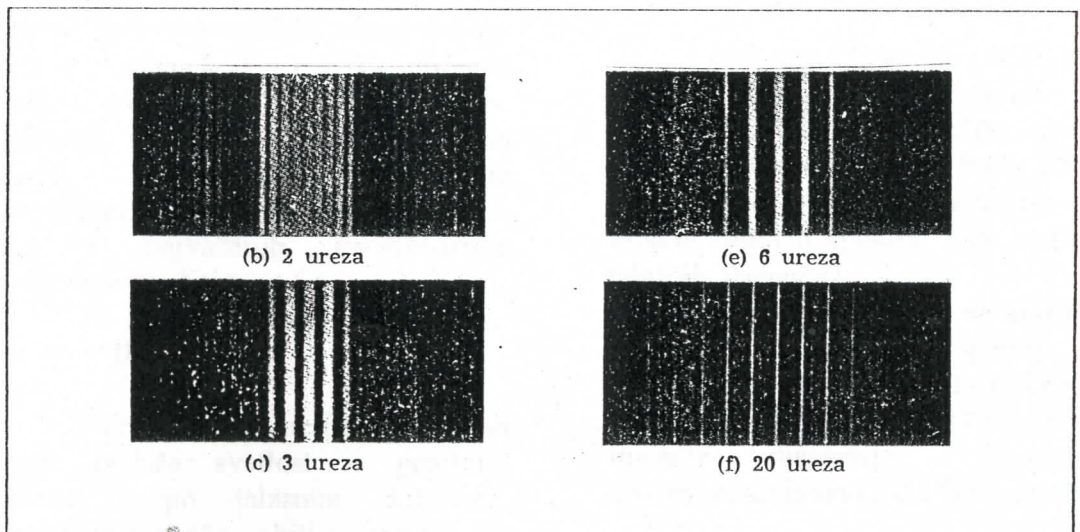
Šema jednog sistema sa ravnom difrakcionom rešetkom

Slika daje šemu Littrowljevog rasporeda optičkog sistema sa ravnom difrakcionom rešetkom. S je razrez, M refleksiono ogledalo ili prizma, L kolimatorsko i durbinsko sočivo, G rešetka, a AB ravan u kojoj se posmatra spektar.

Ako ravnu rešetku želimo da upotrebimo i za više difrakcione redove, neophodno je ovom sistemu dodati sočivo. Mora se voditi računa da je sočivo dobro korigovano u pogledu hromatične aberacije, takodje ono mora da ima istu aperturu kao i rešetka, inače linije prekrivenih spektralnih redova neće biti u žiži na istoj krivoj. Ranije se dobra korekcija u pogledu hromatične

abercije mogla ostvariti samo u slučaju staklenih sočiva, znači da su se uređaji mogli koristiti samo u oblasti vidljivog, bliskog ultraljubičastog i bliskog infracrvenog dela spektra. Kasnije sa mogućnošću dobijanja velikih kvarcnih sočiva spektralna oblast se proširila.

Difrakcione rešetke: sastoje se od velikog broja nareza. Broj ovih ureza označićemo sa  $N$ . Ukoliko je  $N$  veće to će i moć razlaganja rešetke biti veća. Disperzija rešetke direktno zavisi od rasporeda nareza. Što su ove linije bliže jedna drugoj, difrakcija rešetke je veća. Zavisnost difrakcione slike od broja nareza  $N$  data je na slici 7:



Slika 7.

Difrakciona slika koja se dobija korišćenjem difrakcionih rešetki sa različitim brojem nareza

Kolimisani snop monohromatskog zračenja koji je dobijen iz jednog razreza pada na različiti broj ekvidistantnih ureza i nakon fokusiranja pomoću sočiva dobijamo ovakve difrakcione slike. Ako svetlost koja pada na difrakcionu rešetku nije monohromatska, dakle sadrži nekoliko talasnih dužina, broj linija koje se dobijaju se povećava. Rastojanje svake linije proporcionalno je talasnoj dužini svake linije. Skup svih ovih linija predstavlja grupu spektara različitih spektralnih redova.

Već smo napomenuli da se kod malih spektrometara sa rešetkom upotrebljavaju transparentne rešetke. To su providne pločice na kojima se nalazi veliki broj proreza. Na grubim rešetkama imamo samo 200 linija po centimetru, dok kod superfinih rešetki ovaj broj se penje i do 12000 nareza po centimetru. Refleksione rešetke uglavnom nalaze primenu kod velikih spektrografa. Standardni brojevi nareza kod ovog tipa rešetke kreću se od 2000 do 12000 po centimetru. Refleksione rešetke imaju prednost nad transparentnim, zato što svetlost ne prolazi kroz materijal koji neminovno različito propušta različite talasne dužine. Ako je to neophodno rešetka može da obuhvati oblast od 100 do 1000 nm. Najčešći materijal koji se koristi za izradu difrakcionih rešetki je aluminijum. U daljem tekstu daćemo neke od najvažnijih karakteristika spektralnih uređaja.

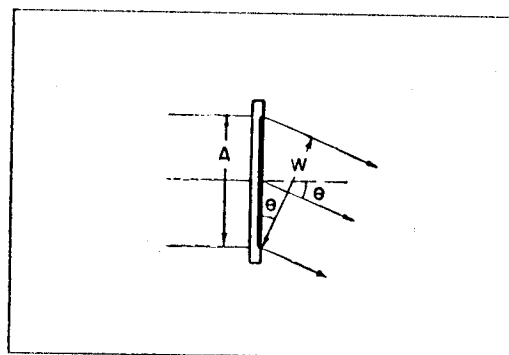
### 1. Disperzija:

Pokazuje u kojoj meri spektralni aparat razlaže svetlost u prostoru, odnosno po talasnim dužinama. Disperzija može biti ugaona i linearna. Ugaona disperzija ( $d\theta/d\lambda$ ) i

ona zavisi od upotrebljenog disperzionog sistema i meri promenu ugla skretanja  $\theta$  upadnog zraka sa promenom talasne dužine. Za difrakcionu rešetku sa konstantnim razrezom ugaona disperzija data je izrazom:

$$d\theta/d\lambda = Nm/A \cos\theta \dots\dots\dots (1)$$

Gde je N broj nareza na rešetki, m upotrebljeni spektralni red, a A linearna apertura rešetke, u ovom slučaju rastojanje između prvog i poslednjeg nareza, kao što je prikazano na slici 8:



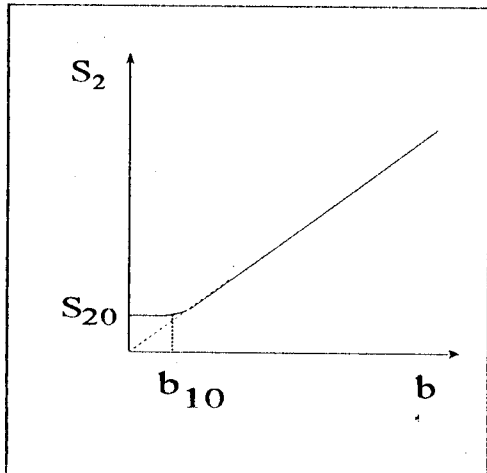
Slika 8.

Ilustracija uz definiciju disperzije spektralnog uređaja

Linearna disperzija ( $dI/d\lambda$ ) meri promenu rastojanja difraktovanih linija  $dI$  sa promenom talasne dužine upadnog zračenja. Ona se u praksi češće koristi i daje stvarnu razliku  $dI$  između dveju bliskih linija u spektru, čija je razlika talasnih dužina  $d\lambda$ .

Medjutim u praksi se srećemo i sa pojmom recipročne disperzije, kao merila same disperzije, a to je kao što i sam naziv govori, recipročna vrednost linearne disperzije. Recipročnu disperziju nazivamo još i faktor ploče.

## 2. Širina pukotine i Aparatna funkcija



Slika 9.  
Zavisnost širine lika ulazne pukotine od širine same pukotine

Širina lika  $s_2$  ulazne pukotine u fokalnoj ravni zavisi od širine ulazne pukotine  $b_1$  što je prikazano na slici 9. Sa smanjenjem širine ulazne pukotine  $b_1$  smanjuje se i  $s_2$  samo do određene vrednosti  $b_{10}$ , pri daljem smanjenju  $b_1$  širina lika  $s_2$  praktično ostaje konstantna  $s_{20}$ , a dolazi samo do smanjivanja osvetljenosti lika. Osim toga pri širinama ulazne pukotine bliskim  $b_{10}$ , raspodela osvetljenosti na liku se razlikuje od osvetljenosti ulazne pukotine zbog difrakcije i aberacije.  $b_{10}$  se naziva normalnom širinom ulazne pukotine i zavisi od parametara spektralnog uređaja.

### Difrakcione pojave

Znamo da uzana ulazna pukotina difraktuje svetlost, sve pojave će biti razmatranepod pretpostavkom beskonačno uske ulazne pukotine ( $b_1 \ll b_{10}$ ) i monohromatskog zračenja. Ulazna pukotina se nalazi u žiži objektiva

kolimatora, tako da na dispergujući sistem pada paralelan snop zraka, obično pod nekim uglom  $\Psi$ . Za raspodelu intenziteta se dobija:

$$I(\Psi) = I_0 (\sin \varepsilon / \varepsilon)^2 \dots (2)$$

gde je  $\varepsilon = k \Delta / 2 = \pi \Delta / \lambda$ , a  $k$  je talasni broj  $k = 2\pi / \lambda$ , a  $\Delta$  je putna razlika dva krajnja zraka.

Odnos intenziteta maksimuma je sledeći:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0.045 : 0.016 : 0.008$$

Prema tome oko 84% na glavni maksimum.

Razlika uglova između susednih maksimuma je:

$$\Delta \Psi_1 = \lambda / D_1 \cos \Psi_1 \dots (3)$$

U slučaju kada je  $D_1 \gg \lambda$   $\Delta \Psi_1 \approx \lambda / D_1$  ( $\cos \Psi_1 \approx 1$ ), može se pokazati da je ugaona širina glavnog difrakcionog maksimuma na  $1/2 I_0$  približno jednaka  $\Delta \Psi_1 = \Psi_1 - \Psi_0$  pa se izvor  $\Delta \Psi_1 \approx \lambda / D_1$  obično naziva ugaonom širinom glavnog difrakcionog maksimuma.

Prema tome, zbog difrakcije, na dispergujući sistem ne pada paralelni snop zraka već snop sa difrakcionom raspodelom  $I(\Psi)$ . To znači da će i na izlazu iz dispergujućeg sistema snop zraka takodje imati difrakcionu raspodelu, ali sa izmenjenom veličinom uglova  $\Psi_1, \Psi_2, \dots$  zbog ugaonog uvećanja tog sistema.

Znači stvarna ugaona širina glavnog maksimuma je:

$$\Delta \Phi_1 = \Delta \Psi_1 U = U \lambda / D_1 = \lambda / D_2 \dots (4)$$

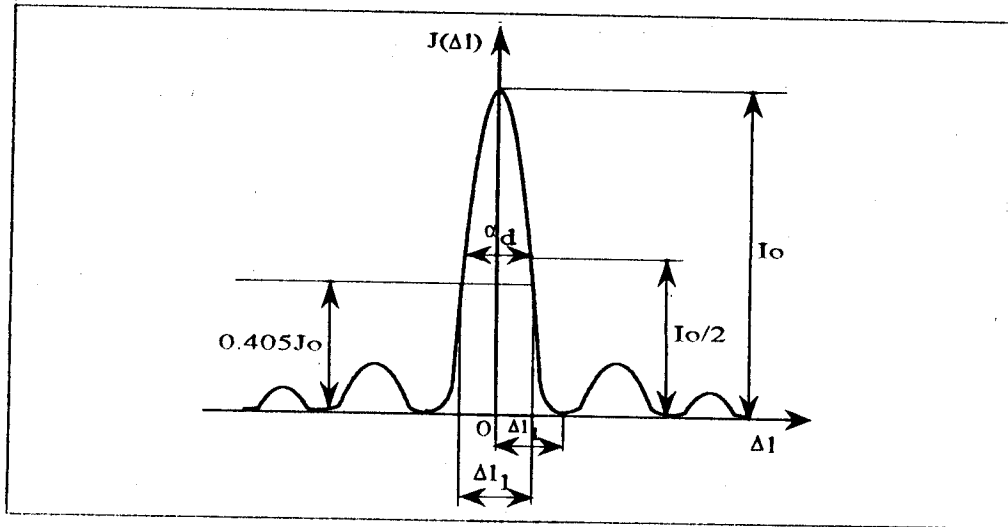
Linearno rastojanje između centara glavnog maksimuma i prvog minimuma je:

$$\Delta l_1 = f_2 \lambda / \sin \phi D_2 \dots \dots (6)$$

$$\Delta l_1 = f_2 \Delta \Phi_1 = f_2 \lambda / D_2 \dots \dots (5)$$

a ako fokalna ravan nije normalna na optičku osu:

gde je  $f_2$  žižna daljina fokusirajućeg elementa. Osnovni parametri glavnog difrakcionog maksimuma dati su na sledećoj slici:



Slika 10.  
Osnovni parametri glavnog difrakcionog maksimuma

Uvećanje se u ovom slučaju može izraziti ( $D_1 \gg \lambda$ ) kao:

$$U = \pi \Delta l / \Delta l_1 \dots \dots (7)$$

gde je  $\Delta l = \Delta \Phi f_2$ . Tada formula za difrakcionu raspodelu u funkciji linearnog rastojanja glasi:

$$I(\Delta l) = I_0 [\sin(\pi \Delta l / \Delta h) / \pi \Delta l / \Delta h]^2 \dots \dots (8)$$

Ukoliko raspodela energije glavnog maksimuma nije simetrična (neravnomerna je) glavni maksimum se obično karakteriše širinom  $\alpha_D$  na visini  $I_0/2$ . Veličina  $\alpha_D = 2(\Delta l)_{1/2}$  se određuje iz:

$$I_0 (\sin \epsilon / \epsilon)^2 = 1/2 I_0 \dots \dots (9)$$

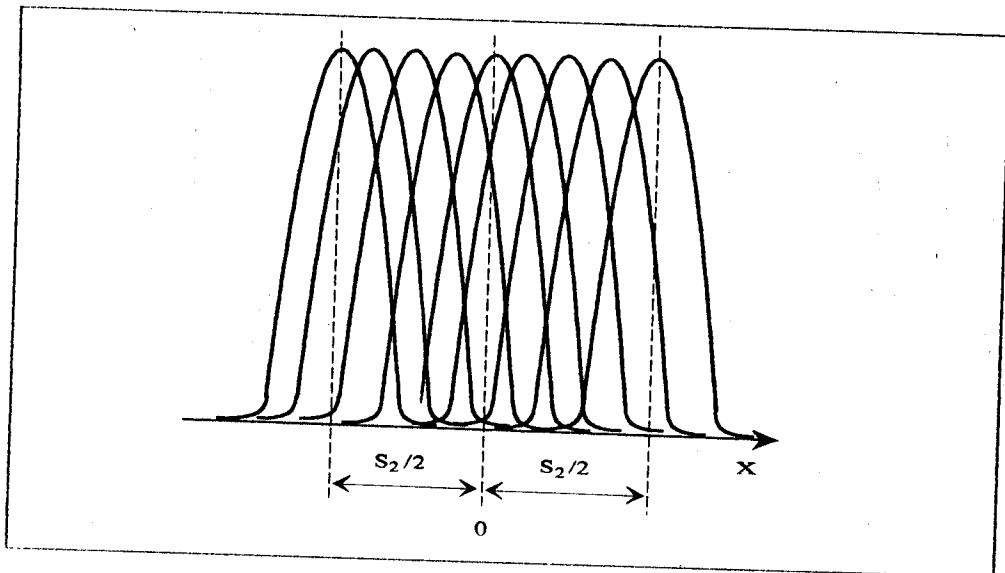
što je ispunjeno za  $\epsilon = 1.39$  tako da je  $\alpha_D = 0.886 \Delta l_1$ . Na širini glavnog maksimuma jednakoj  $\Delta l_1$  njegov intenzitet je ( $\Delta l = \Delta l_{1/2}$ ).

$$I(\Delta l_{1/2}) = I_0 4/\pi^2 = 0.405 I_0 \dots \dots (10)$$

Sada treba razmotriti ulogu difrakcionih pojava pri obrazovanju likova pri konačnoj širini ulazne pukotine. Neka ulazna pukotina ima širinu  $b_1 > b_{10}$  i neka je osvetljena monohromatskim zračenjem talasne dužine  $\lambda$ . Tada se svaki beskonačno mali element pukotine, prema Haygensovom principu ponaša kao izvor sekundarnih sferih talasa. Ti talasi prolazeći kroz fokusirajuću optiku i dispergujući sistem, obrazuju u fokalnoj ravni odgovarajuće



difrakcione raspodele, koje su ranije razmatrane.



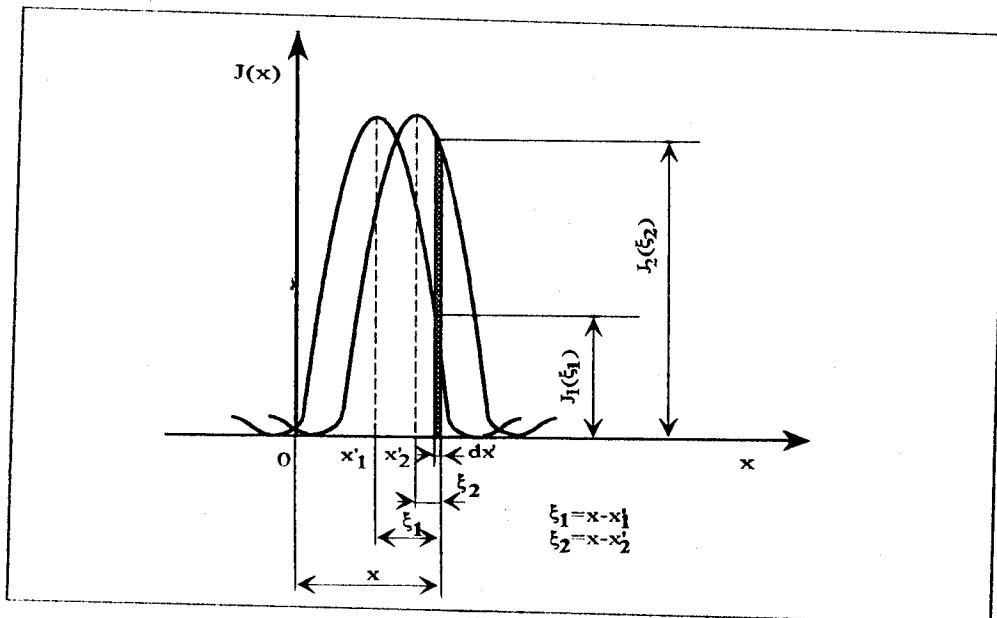
Slika 11.

Fazna razlika talasa nastalih u različitim tačkama ulazne pukotine

Rezultujuća raspodela energije u fokalnoj ravni je suma svih difrakcionih raspodela, raspoređenih na dužini  $s_2$ . Pri tome treba uzeti u obzir razliku faza između talasa nastalih u različitim tačkama ulazne pukotine.

$$I(x) = I_0 \int_{-s_2/2}^{s_2/2} \left[ \frac{\sin \pi(x-x')/\Delta l_1}{\pi(x-x')/\Delta l_1} \right]^2 dx' \dots (11)$$

I opisuje formu rezultujuće raspodele energije. Ova raspodela određena je širinom glavnog difrakcionog maksimuma  $\Delta l_1$  i granicama integrala  $\pm s_2/2$ , a prema tome zavisi i od širine ulazne pukotine  $b_1$ .



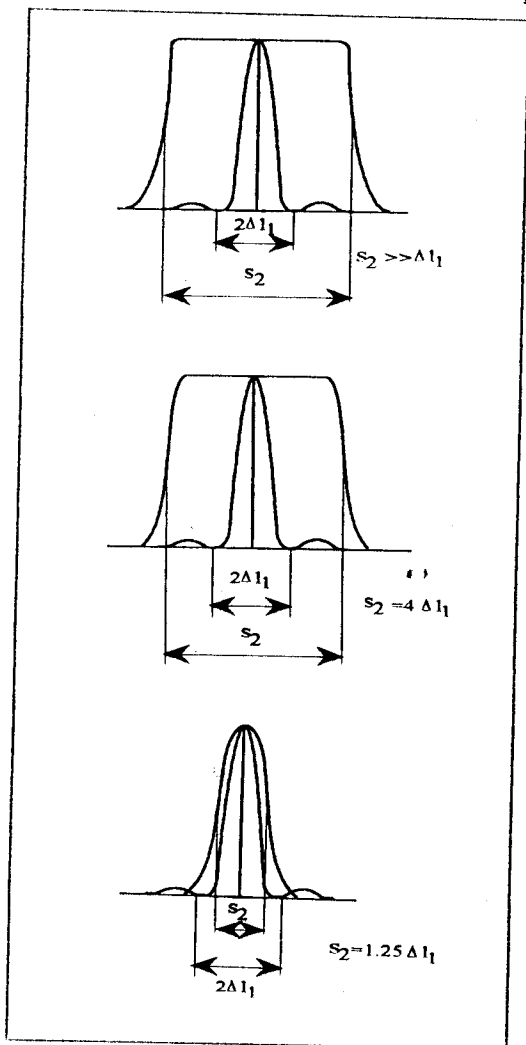
Slika 12.

Rezultujuća raspodela energije zračenja

Ako je  $s_2 \gg \Delta l_1$ , u oblasti  $x \approx 0$  vrednost integrala (11) je približno

$$\int \left[ \frac{\sin \pi(x-x')/\Delta l_1}{\pi(x-x')/\Delta l_1} \right]^2 dx' \approx \int (\sin \xi/\xi)^2 d\xi = \pi \dots \dots \dots (12)$$

tj. ima konstantnu vrednost. To znači da je u centralnom delu raspodele intenzitet konstantan  $I(x) = \text{const.}$  i ne zavisi od širine ulazne pukotine. U blizini tačaka  $|x|=s_2/2$  intenzitet brzo opada. Pri  $s_2 \ll \Delta l_1$  raspodela (11) je bliska difrakcionj raspodeli (8) sa širinom  $\alpha_D = 0.886 \Delta l_1$  nezavisnom od širine ulazne pukotine  $b_1$ .



Slika 13. Zavisnost širine glavnog maksimuma od širine ulazne pukotine  $b_1$ .

Normalna širina pukotine  $b_{10}$  može se odrediti iz uslova jednakosti širine lika pukotine  $s_2$  i širine glavnog difrakcionog maksimuma  $\alpha_D$  koristeći izraz:

$$b' = b U f_2/f_1 \dots \dots \dots (13)$$

i dobijamo:

$$s_{20} = b_{10} U f^2/f_1 = \alpha_D = 0.886 \Delta l_1 \dots (14)$$

odakle sledi:

$$b_{10} = \alpha_D f_1 / f^2 U \dots \dots (15)$$

Pošto ta tačka pregiba na krivoj  $s_2 = f(b_1)$  nije strogo određena, praktično je važno znati oceniti veličinu normalne širine pukotine  $b_{10}$ .

Obično se uzima da je  $\alpha_D \approx \Delta l_1 = f_2 / D_2$  i tada izraz (15) dobija oblik:

$$b_{10} = f_1 \lambda / D_2 U \dots \dots (16)$$

odnosno koristeći izraz da je:

$$U = d\Phi / d\Psi = D / D' \dots \dots (17)$$

dobija se:

$$b_{10} = f_1 \lambda / D_1 \dots \dots (18)$$

Što se najčešće koristi, jer se  $b_{10}$  izražava pomoću parametara ulaznog kolimatora. Do sada su razmatrane difrakcione pojave u pravcu disperzije, međjutim ako ulazna pukotina ima oblik pravougaonika i ako je  $D_1 \approx h$  iste takve difrakcione pojave, dešavaće se na gornjim ivicama pukotine. Međjutim, u praksi je visina mnogo veća od širine, tako da se ove difrakcione pojave mogu zanemariti, pa visina lika  $h_2$  može da se odredi prema izrazu:

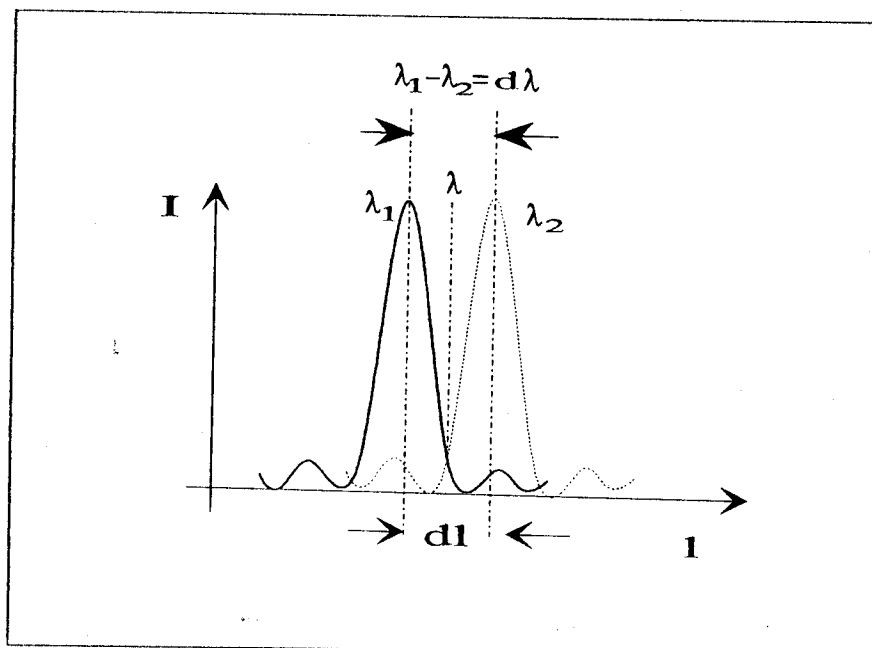
$$h' = h f_2 / f_1 \dots \dots (19)$$

### 3. Moć razlaganja:

Obično se obeležava sa  $P$  i definiše se odnosom  $\lambda / d\lambda$  pri čemu je  $d$  razlika talasnih dužina između dve bliske linije sličnih intenziteta, koje dati uređaj još uvek može odvojeno da "vidi" pri datoj talasnoj dužini. Znajući da je svaka spektralna linija ustvari slika razreza, to znači i kada je razrez sasvim uzan njegova slika se vidi u obliku difrakcione slike, dakle sastoji se od jednog jasnog maksimuma u sredini i dva slabije izražena maksimuma sa obe strane. Moć razlaganja disperzione rešetke data je obrascem:

$$P = \lambda / d\lambda = Nm \dots\dots (20)$$

Gde je  $N$  kao i ranije ukupan broj nareza, a  $m$  upotrebljeni spektralni red,  $\lambda$  je srednja talasna dužina dveju bliskih linija, a  $d\lambda$  je razlika njihovih talasnih dužina. Kod dobre rešetke moć razlaganja za prvi spektralni red biće vrlo bliska teorijskoj vrednosti datoj gornjim izrazom. Već za drugi difrakcioni red moć razlaganja je samo za polovinu veća od teorijske za prvi red, a za treći red samo dvostruko veća nego za prvi red. Disperzija i moć razlaganja vrlo često se zamenjuju. Naredna slika prikazuje razliku između njih:



Slika 14.

Raspodela intenziteta na difrakcionim slikama dveju spektralnih linija talasnih dužina  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  koje su upravo razložene kao funkcija linearnog položaja  $l$  na spektru

Disperzija određuje približno mesto u spektru na koje će pasti svetlost date talasne dužine, dok moć razlaganja određuje u kojoj meri će ova svetlost biti razdvojena od svetlosti drugih talasnih dužina. Ove dve karakteristike su povezane i za njih važi da je moć razlaganja optički dobrog spektroskopa

jednaka njegovoj disperziji pomnoženoj njegovom efektivnom linearnom aperturom  $A$ .

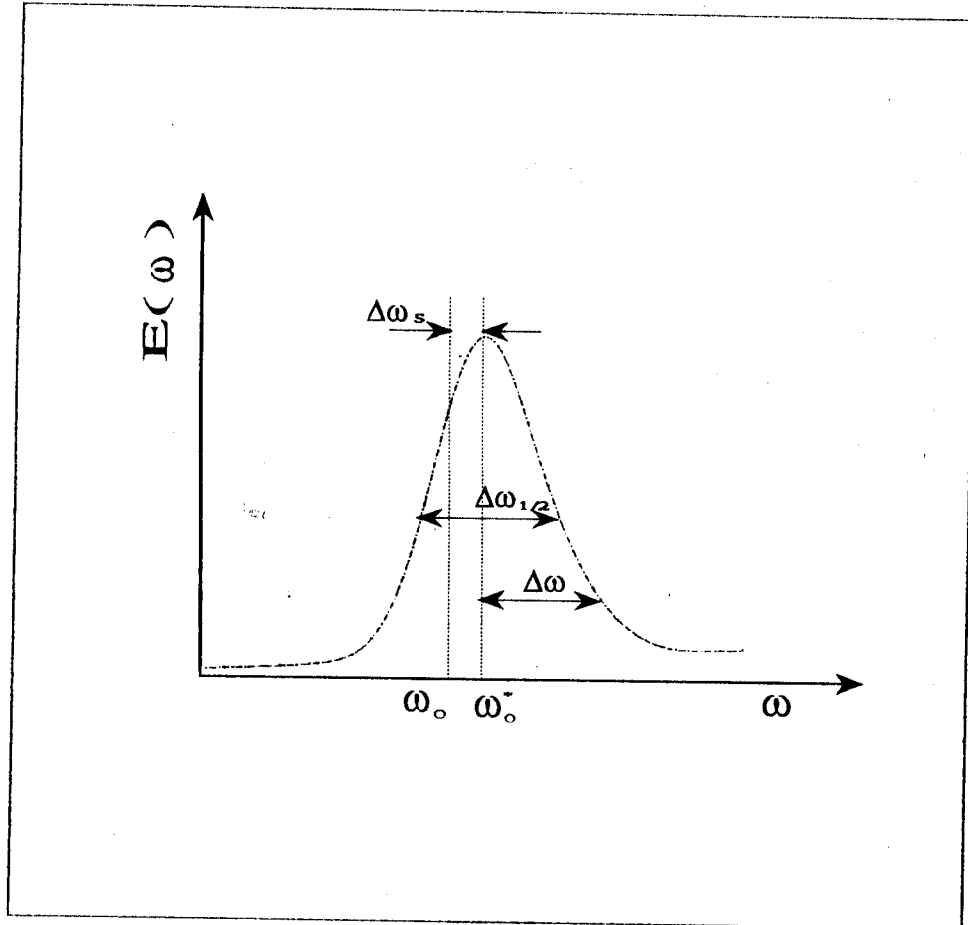
Pored ravnih postoje i konkavne rešetke, koje se dobijaju ako se difrakcione linije narežu na konkavno ogledalo. Konkavna rešetka ne zahteva nikakva sočiva ni za kolimaciju ni za

fokuisiranje. Konkavna' refleksijska rešetka predstavlja jedan od najmoćnijih disperzionih aparata koji postoje.

### 2.3. OBLIK SPEKTRALNIH LINIJA

Primenom spektralnih uređaja odgovarajuće moći razlaganja, uočeno je da spektralna linija nije strogo monohromatska, već ima odgovarajuću širinu. Dakle, profil zauzima neki

konačan interval talasnih dužina, tj. u nekom intervalu učestanosti ima fotona svih učestanosti u manjoj ili većoj meri ( vidi sliku 15 ).



Slika 15.

Oblik spektralne linije

Uzroci širenja spektralnih linija mogu biti:

\* Interakcija atoma-emitera sa poljem sopstvenog zračenja, koja je okarakterisana silom zračenja, izaziva **prirodno širenje**. Prirodno širenje spektralne linije je posledica

fundamentalnih osobina materije koje su okarakterisane Heisenbergovim principom neodređenosti.

\* Interakcija atoma emitera sa sredinom iz koje se emituje zračenje izaziva veliki broj mogućih mehanizama koji dovode do širenja spektralnih linija.

\* Interakcija emitovanog zračenja sa mernim uređajem, daje instrumentalno širenje, koje egzistira i u slučaju monohromatskog zračenja. Spektralna linija je zapravo difrakciona slika ulazne pukotine datog spektralnog uređaja.

\* Širenje spektralne linije može da odlikuje i nesimetričnost kada je spektralna raspodela energije zračenja najveća u centru profila i nejednako opada na krilima profila, što može biti posledica netrivialnih uzroka izazvanih različitim fizičkim procesima koji se odigravaju u sredini iz koje se emituje zračenje. Ili može biti posledica trivijalnih uzroka, kao što je ukrštenost pukotina. Jedna od osnovnih veličina koje karakterišu spektralnu liniju jeste njena poluširina, tj. širina profila na polovini njegove visine.

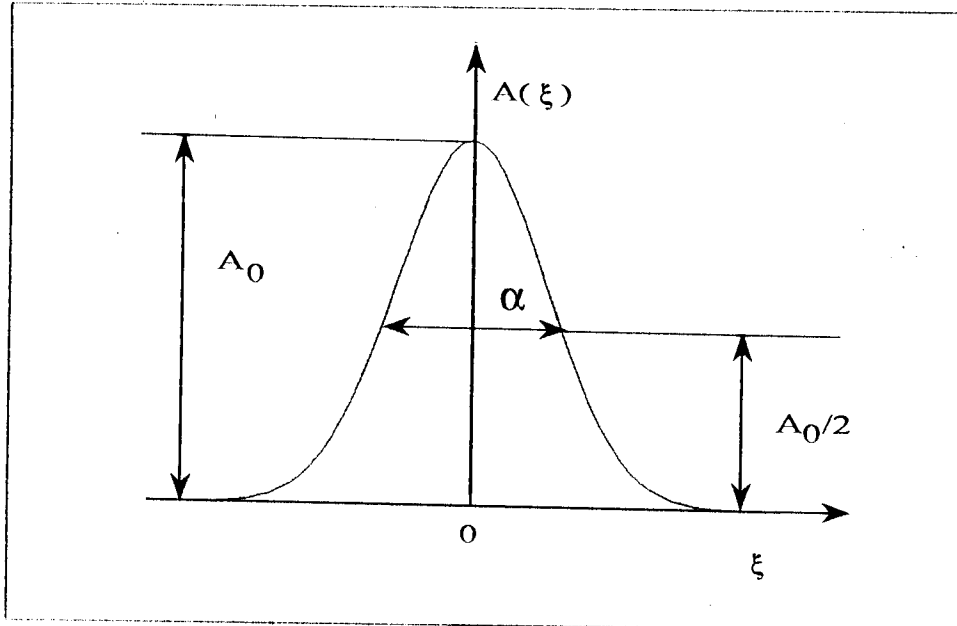
Realni spektralni uređaji unose izobličenja u spektar koji se registruje. Zbog toga se registrovani spektar razlikuje od stvarnog spektra zračenja koji pada na ulaznu pukotinu. To znači da je izmenjena zavisnost energije zračenja od talasne dužine, oblik i širina spektralnih linija i druge karakteristike stvarnog spektra. Veličina tih, kako se često nazivaju *aparturna izobličenja* i veličina moći razlaganja međusobno su povezani. Što je veća moć razlaganja, to su manja aparturna izobličenja, tj. registrovani spektar je bliži stvarnom. Svaki realni spektralni uređaj može se okarakterisati nekom veličinom koja se zove *aparturna funkcija* i ona određuje stepen aparturnih izobličenja i moć razlaganja. Optički uređaj se može nazvati idealnim, ako je lik svake tačke predmeta takodje tačka. Medjutim u realnom optičkom uređaju umesto tačke dobija se mrlja konačnih dimenzija. To

nastaje zbog difrakcije i aberacije, čiji je uzrok nesavršenost fokusirajuće optike, a pri fotografisanju i zbog rasejanja svetlosti na foto-emulziji. Medjutim, i kada bi se uspela izbeći aberacija, ostala bi difrakcija, jer je ona uslovljena talasnom prirodom svetlosti. Izraz ( 8 ) daje oblik raspodele energije bezaberacionog sistema, tj. difrakcionu raspodelu sa poluširinom  $\alpha_D$ . Medjutim, postoji istovremeno dejstvo i aberacije i difrakcije. Ako je aberaciona širina  $\alpha_a \ll \alpha_D$  aberacija se može zanemariti, i obrnuto. Ali ako je  $\alpha_a \sim \alpha_D$  rezultat raspodele energije u liku pukotine je veoma složen, no jasno je da je njegova širina veća od širine  $\alpha_D$ .

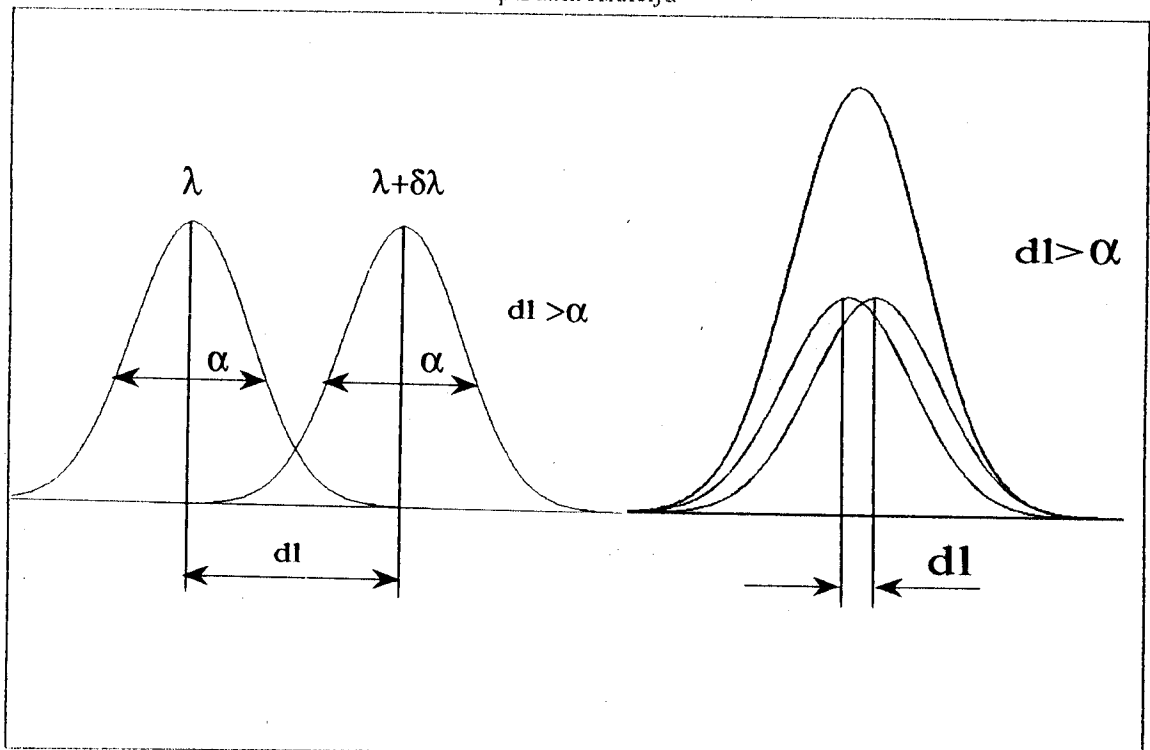
Raspodela energije monohromatske spektralne linije u fokalnoj ravni naziva se aparturna funkcija spektralnog uređaja  $A(\xi)$  ili instrumentalna kontura.

Difrakcione i aberacione pojave dešavaju se kako u ravni disperzije, tako i u ravni normalnoj na nju, medjutim od interesa je samo raspodela energije u ravni disperzije. Tako će aparturna funkcija biti razmatrana samo u zavisnosti jedne koordinate.

Ako je ulazna pukotina osvetljena zračenjem koje ima složen spektar, npr. zračenjem spektralne linije konačne širine, to će svaka monohromatskaka komponenta te linije u fokalnoj ravni biti razložena u obliku aparturne funkcije konačne širine  $\alpha$ . Prema tome, raspodela energije u spektralnoj liniji razlikuje se od stvarne raspodele u spektralnoj liniji izvora zračenja. Prema tome, posmatrana širina spektra je uvek veća od stvarne.



Slika 16.  
Aparatna funkcija

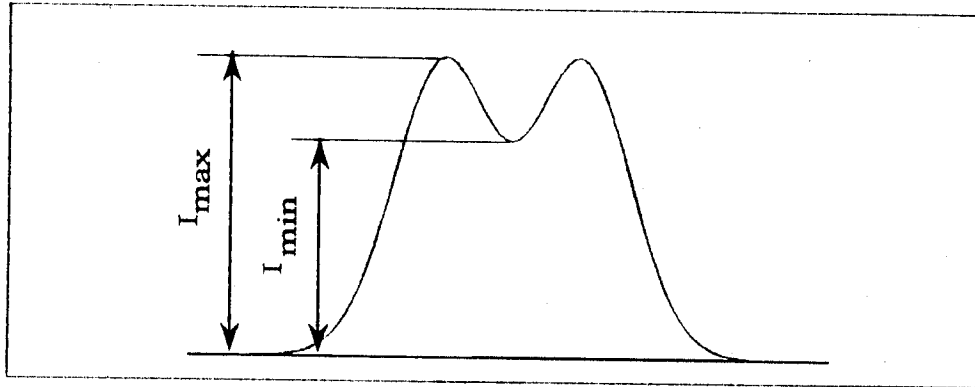


Slika 17.  
Aparatne funkcije bliskih linija a) za  $d_l > \alpha$  i b) za  $d_l < \alpha$

Postavlja se pitanje, koliko se aparatne funkcije sa talasnim dužinama  $\lambda$  i  $\lambda + \delta\lambda$  mogu prekrivati, a da ipak budu razložene. Postoji nekoliko kriterijuma razlaganja. Ako se aparatne funkcije

delimično prekrivaju u rezultujućoj raspodeli se javlja minimum (Slika 18). Treba reći da se ovde posmatraju dve funkcije jednakog intenziteta. Pojava minimuma se karakteriše veličinom:

$$I_{\max} - I_{\min} / I_{\min} = \Delta I / I_{\max} \dots (21)$$



Slika 18.

Prekrivanje aparatnih funkcija - teorijska kriva

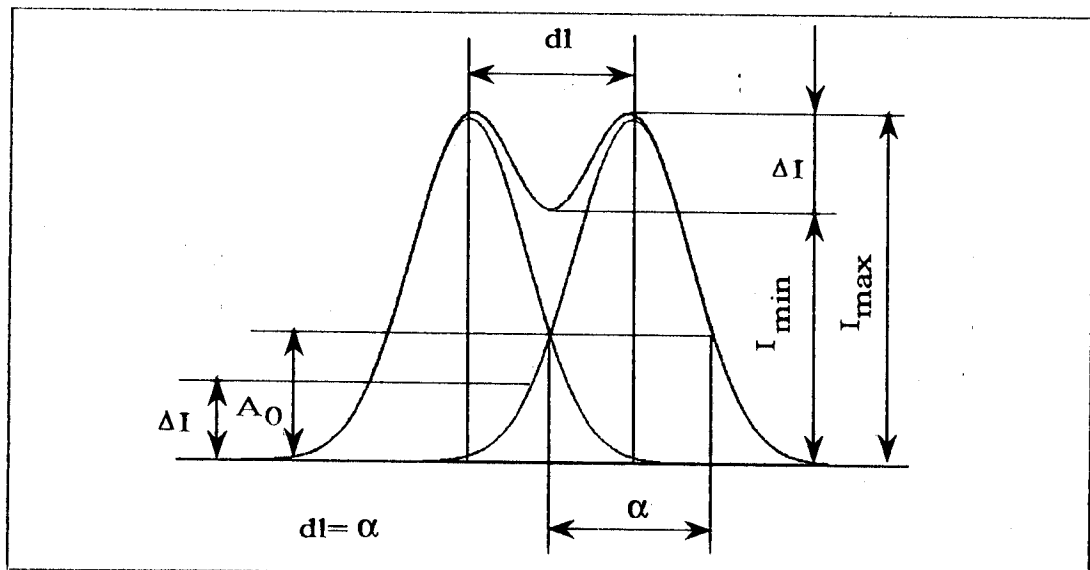
$$I_{\min} = A_0/2 + A_0/2 = A_0 \dots (22)$$

$$I_{\max} = A_0 + \Delta I \dots (23)$$

$$(I_{\max} - I_{\min}) / I_{\max} = \Delta I / I_{\max} \dots (24)$$

Treba napomenuti da eksperimentalna kriva nije glatka zbog šumova, što povećava grešku pri određivanju  $\Delta I / I_{\max}$ .

$I_{\max}$ : Prema ovom kriterijumu dve monohromatske linije  $\lambda$  i  $\lambda + \delta\lambda$  se mogu smatrati razloženim ako je rastojanje između centara aparatnih funkcija  $dI$  jednako širini aparatne funkcije  $\alpha$ . Ovaj kriterijum se ustvari može primeniti za ocenu širine aparatne funkcije.



Slika 19.

Kriterijum koji se koristi za širinu aparatne funkcije

Veličina  $\Delta I / I_{\max}$  se uzražava u procentima. U slučaju kada je  $b_1 \ll b_{10}$  aparatna funkcija je određena difrakcionom raspodelom:

$$A(\xi) = A_0 (\sin \xi / \xi)^2 \dots (25)$$

Sa širinom  $\alpha_D = 0.868 \Delta I_1$  i kada je  $dI = \alpha_D$  veličina  $\Delta I / I_{\max} = 2\%$ . U slučaju šire pukotine  $b_1 \approx b_{10}$  vrlo je teško dati

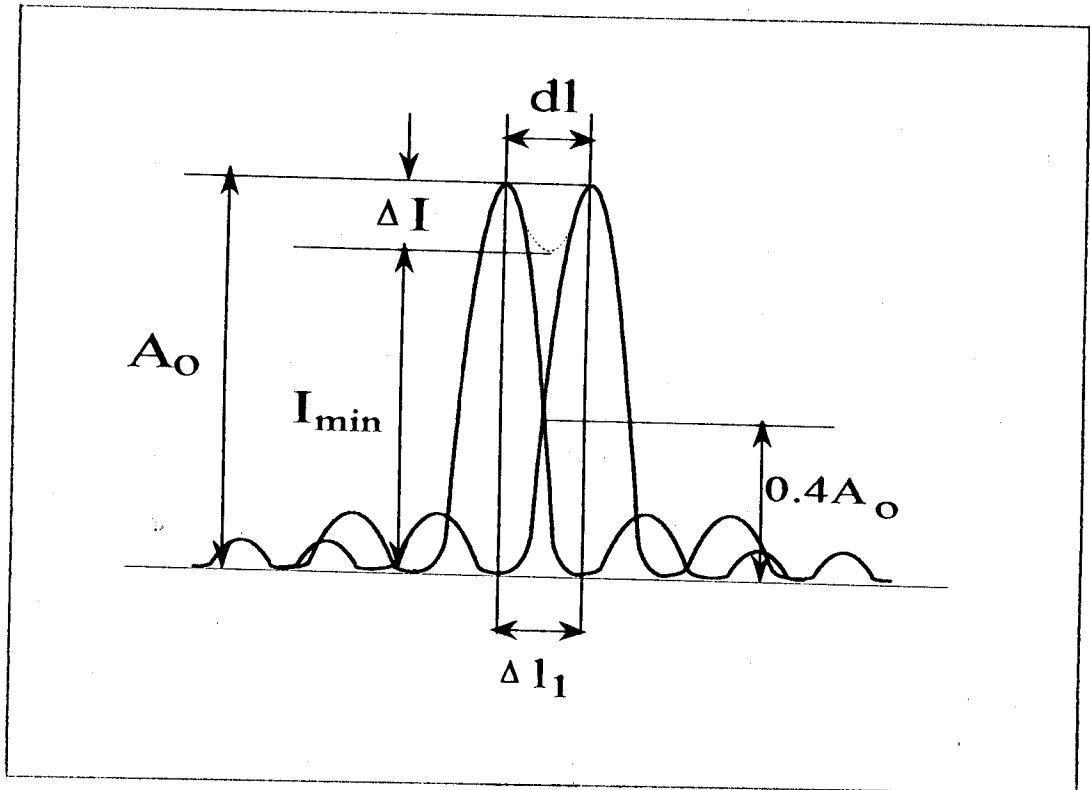
analitički izraz aparatne funkcije. Kod mohnjohromatōra, pri postojanju aberacije, aparatna funkcija se može aproksimirati Gaussovom krivom:

$$A(\xi) = A_0 \exp(-\xi^2/a^2) = A_0 \exp(-4 \ln 2 \xi^2/a^2) \dots (26)$$

gde je  $a$  - parametar Gaussove funkcije. Njena poluširina se određuje iz uslova da je  $\xi^2/a^2 = 1$  ili  $A(a) = A_0/2$ , pri tome je  $\alpha = 1.665 a$ . Kako je u ovom

slučaju ispunjen uslov da je  $dI = \alpha$ , veličina  $\Delta I/I_{\max} = 3\%$ .

Često se koristi kriterijum razlaganja koji je predložio Rayleigh. Ovaj kriterijum je primenljiv samo za difrakcione aparatne funkcije. Dve monohromatske linije sa talasnim dužinama  $\lambda$  i  $\lambda + \delta\lambda$  smatraju se razdvojenim ako se centar glavnog maksimuma aparatne funkcije poklapa sa prvim sa minimumom druge aparatne funkcije.



Slika 20.

Ilustracija uz Rayleigh-ev kriterijum razlaganja

To znači da se ovde umesto uslova da je  $dI = \alpha_D$  primenjuje uslov da je  $dI = \Delta l_1 = f_2 \lambda / D_2$ . Tada je prema (10)  $I_{\min} = 2A(\Delta l_1/2) \approx 0.81 A_0$ , a  $\Delta I/I_{\max} \approx 20\%$ . Očigledno je da je najveća moć razlaganja pri difrakcionoj aparatnoj funkciji i to se naziva teorijska moć razlaganja. Medjutim, kod realnih spektralnih uređaja moć razlaganja je uvek manja od teorijske i naziva se

praktična moć razlaganja. Aparatna funkcija može se izraziti i u zavisnosti od talasne dužine. Interval talasnih dužina na delu jednakom širini aparatne funkcije je:

$$\delta\lambda = \alpha d\lambda/dl \dots (27)$$

gde je  $d\lambda/dl$  recipročna linearna disperzija, a  $\delta\lambda$  se zove spektralna širina



aparadne funkcije. Ako je  $dI = \alpha$  to znači da je  $\delta\lambda$  jednako intervalu između talasnih dužina  $\lambda$  i  $\lambda + \delta\lambda$ . Tada se moć razlaganja može izraziti kao:

$$R = \lambda / \delta\lambda = \lambda dI / \alpha d\lambda \dots\dots (28)$$

Veličine  $\alpha$  i  $dI / d\lambda$  mogu zavisi od druge, ali mogu biti i nezavisne. Moć razlaganja spektralnih uređaja se veoma razlikuje:

- za uređaje sa prizmom  $10^3 - 10^5$
- za uređaje sa rešetkom  $10^5 - 5 \cdot 10^5$
- za interferencione uređaje  $\sim 10^6$

Pod pretpostavkom da su pukotine spektralnog uređaja beskonačno uzane, profil spektralne linije na izlaznoj pukotini ima oblik *Gaussove funkcije* ili *Gaussove raspodele*.

$$f(x) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp \left[ -(x-x_0)^2 / 2\sigma^2 \right] \dots\dots (29)$$

gde je  $\sigma$ -disperzija koja je povezana sa poluširinom

$$\sigma_{1/2} = 2.355 \sigma \dots\dots\dots (30)$$

a  $x_0$  predstavlja centar profila tj. tačku u kojoj profil ima najveći intenzitet.

Aproksimacija Gaussovom funkcijom primenljiva je i onda kada je širina pukotine mala (manja od  $20 \mu\text{m}$ ). Za šire pukotine od  $20 \mu\text{m}$  linija na izlaznoj pukotini imaće oblik jednakokrakog trougla, a za još šire pukotine (više od  $100 \mu\text{m}$ ) linija ima oblik trapeza.

### 3. REGISTRACIJA SVETLOSNIH SIGNALA

Vrlo veliki broj električnih osobina materije u uskoj vezi je sa dejstvom svetlosti i karakterišu ih različite vrste " fotoelektričnih efekata ". Tri vrste ovih efekata nalaze primenu za merenje spektralnih intenziteta i to su: *fotoemisioni efekat* koji predstavlja izbacivanje naelektrisanih čestica iz materije pod

dejstvom zračenja, *fotokonduktivni efekat* koji se sastoji u promeni električne provodljivosti pod uticajem zračenja i *foto-voltaični efekat* kojim se naziva stvaranje potencijalne razlike između dve elektrode, kao rezultat ozračivanja jedne od njih.

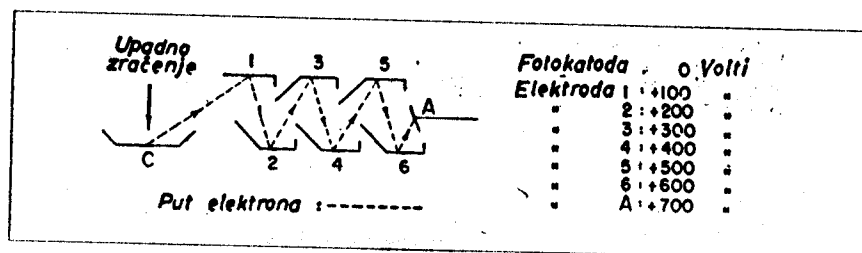
#### 3.1. FOTOELEKTRIČNA REGISTRACIJA FOTOMULTIPLIKATOR

U mnogim uređajima za merenje intenziteta svetlosti kao ulazna jedinica koristi se fotomultiplikator. Fotomultiplikator predstavlja vakuumsku elektronsku cev koja se sastoji od:

- fotokatode (optoelektronski ulazni deo cevi)

- elektronskog multiplikatora (vrši pojačanje struje foto-elektrona sa katode) i

- anode (prihvata multiplicirani snop elektrona na izlazu iz multiplikatora). Šema jednog šestostepenog elektronskog fotomultiplikatora data je na slici 21:



Slika 21.

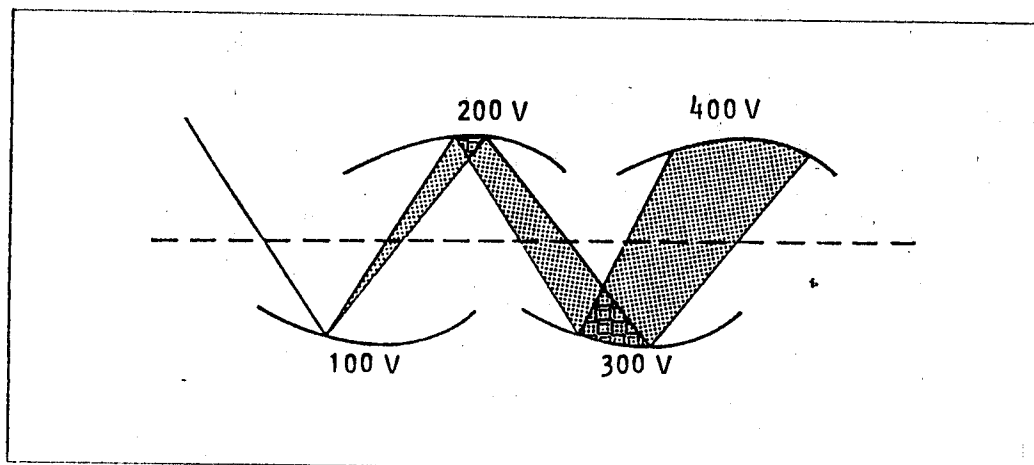
Primer jednog šestostepenog fotomultiplikatora

Princip rada ovog uređaja leži u pojavi sekundarne elektronske emisije sa specijalno obradjene metalne površine pod uticajem bombardovanja primarnim elektronima. Elektronski multiplikator sastavljen je iz niza elektroda koje su nazvane *dinodama* i čije su površine premazane materijom koji ima visok koeficijent sekundarne emisije  $\delta$ . Dinode predstavljaju niz meta koje su postavljene tako da sekundarni

elektroni sa predhodne padaju na sledeću dinodu. Sa druge strane katode, a nakon niza dinoda nalazi se anoda koja prihvata elektrone emitovane sa poslednje dinode. Umnožavanje elektrona ovim uređajem vrši se na sledeći način. Svaka dinoda nalazi se na potencijalu koji je za oko 100 V viši od potencijala predhodne dinode, što omogućava da elektroni sa predhodne dinode bombarduju narednu sa energijom

koja upravo odgovara razlici potencijala medju dinodama. Usled ovoga dolazi do emisije sekundarnih elektrona iz dinode koja je bombardovana pri čemu se broj sekundarnih

elektrona uvećao za  $\delta$  puta u odnosu na broj ovih elektrona emitovanih sa predhodne dinode. Multiplikacija elektrona prikazana je na slici 22:



Slika 22.

Multiplikacija elektrona na dinodama fotomultiplikatora

Prema konstrukciji niza elektroda izmedju katode i anode možemo ih podeliti na fotomultiplikatore sa:

- linearno fokusiranim nizom
- kompaktnofokusiranim nizom
- nizom venecijanskih zastora
- nizom kutija sa rešetkama.

Neki primeri fotomultiplikatora dati su na slici 23:

Najvažnije osobine jednog elektronskog multiplikatora su:

- visoko pojačanje struje odnosno protoka elektrona
- visoka vremenska rezolucija pojačane struje
- linearnost u širokom intervalu pojačane izlazne struje
- mali šum.

### 3.2. FOTOKATODA

Predstavlja ulazni deo fotomultiplikatora koji putem fotoelektričnog efekta daje snop fotoelektrona koji se zatim usmeravaju ka dinodama. Veoma je bitno da fotokatoda bude osvetljena odgovarajućom svetlošću kako bi do fotoelektričnog efekta uopšte došlo.

Prema položaju fotokatode, fotomultiplikatori mogu da budu:

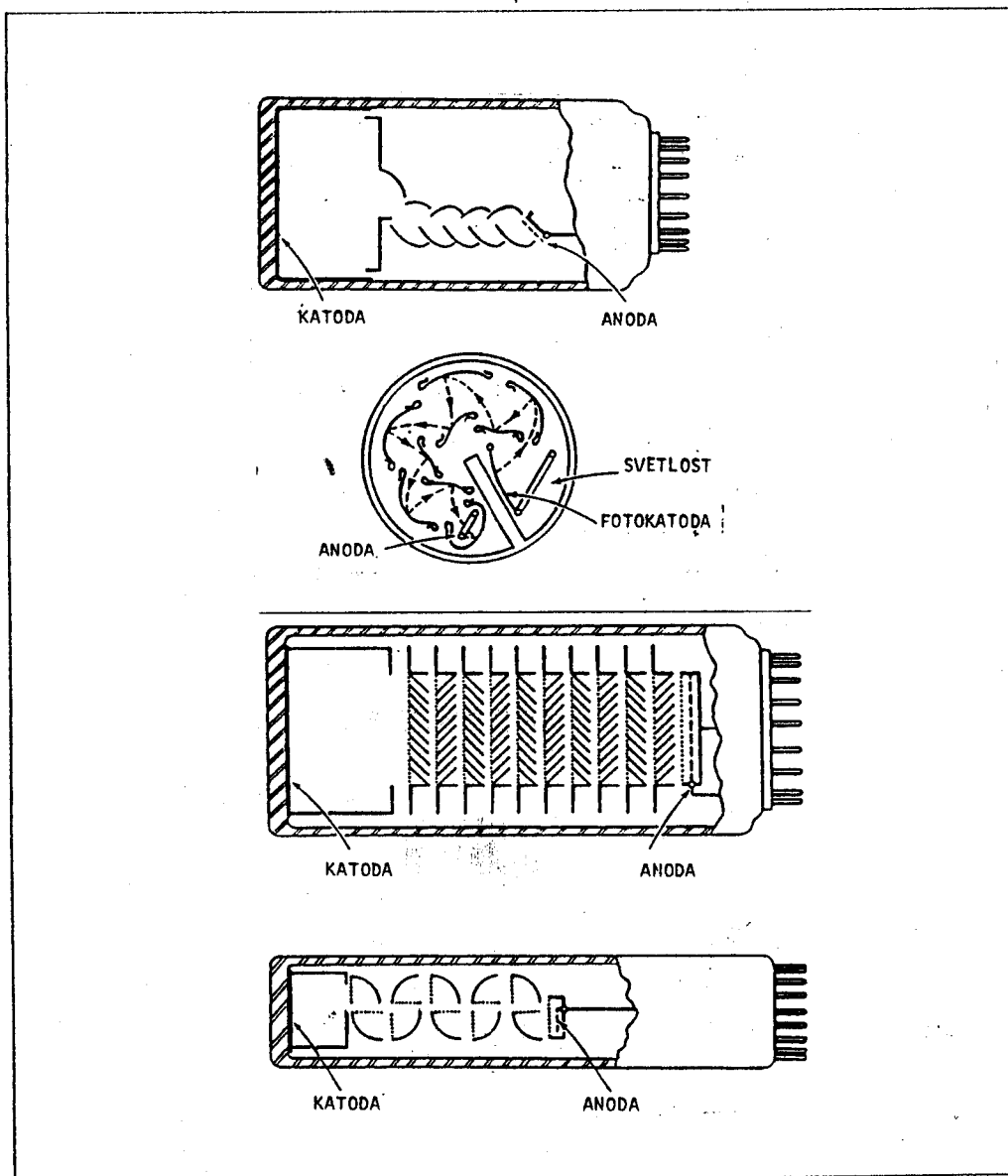
- sa katodom sa strane
- sa katodom na čelu staklenog balona.

### 3.2.1. KVANTNI PRINOS KATODE

Broj emitovanih fotoelektrona  $N_e$  zavisi od broja apsorbovanih fotona  $N_\nu$  i od talasne dužine svetlosti  $\lambda$ , kojom se osvetljava fotokatoda. Za slučaj monohromatske svetlosti, naravno gubi se zavisnost od talasne dužine i broj emitovanih fotoelektrona srazmeran je samo broju apsorbovanih fotona:

$$N_e = Q(\lambda) N_\nu \dots\dots(31)$$

Gde je  $Q(\lambda)$  koeficijent srazmernosti i zove se *kvantni prinos katode*. Kao što se vidi iz predhodne jedanačine kvantni prinos je funkcija talasne dužine  $\lambda$ . Pored ovoga  $Q$  zavisi vrlo malo i od temperature.



Slika 23

Neki primeri konstrukcije fotomultiplikatora

### 3.2.2. OSETLJIVOST FOTOKATODE

Predhodnu jednačinu možemo napisati i za broj fotoelektrona koji su emitovani u jedinici vremena  $n_e$ , u kojoj je bilo apsorbovano  $n_v$  fotona:

$$n_e = Q(\lambda) n_v \dots \dots \dots (32)$$

Sa katode će se emitovati fotostruja intenziteta  $I_k$

$$I_k = q n_e \dots \dots \dots (33)$$

gde je  $q = 1.6 \times 10^{19}$  C odnosno elementarno naelektrisanje.

Snaga apsorbovane svetlosti  $P$  biće:

$$P = (hc/\lambda) n_v \dots \dots \dots (34)$$

Ako pomoću poslednja dva izraza eliminišemo  $n_e$  i  $n_v$  iz jednačine

(33) dobija se izraz za intenzitet fotostruje:

$$I_k = (q\lambda Q(\lambda) / hc) P \dots \dots \dots (35)$$

što se može napisati kao:

$$I_k = E(\lambda) P \dots \dots \dots (36)$$

pri čemu je:

$$E(\lambda) = q \lambda Q(\lambda) / hc \dots \dots \dots (37)$$

Poslednja jednačina opisuje veličinu  $E(\lambda)$  koja se naziva *osetljivost fotokatode* i iskazuje se u A/W. Vidimo da je  $E(\lambda)$  takodje funkcija talasne dužine  $\lambda$ .

### 3.2.3. TAMNA STRUJA FOTOKATODE

Logično bi bilo kada je fotokatoda u potpunom mraku da ona ne emituje nikakve elektrone, međjutim ovo baš nije u potpunosti tačno. Naime fotokatoda će emitovati elektrone, ali ne usled fotoefekta već usled nekih drugih pojava. Jedan od uzroka emisije elektrona sa fotokatode koja nije osvetljena je *termoelektronska emisija*. Struja

ovako emitovanih elektrona zove se tamna struja fotokatode. Protok elektrona tamne struje takodje se multiplicira u elektronskom multiplikatoru pa se na anodi fotomultiplikatora javlja kao dodatak na pravi signal.

### 3.2.4. KONSTRUKCIJA FOTOMULTIPLIKATORA

Elektronski multiplikator predstavlja niz elektroda između katode i anode. Ove elektrode i mete nazivaju se još i dinode i postavljene su tako da sekundarni elektroni sa predhodne padaju na narednu dinodu. Svaka naredna dinoda nalazi se na potencijalu koji je za oko 100 eV viši od potencijala predhodne. To znači da elektroni bombarduju svaku sledeću elektrodu sa energijom koja odgovara razlici potencijala između dve dinode. Dakle sa naredne elektrode emituju se novi sekundarni elektroni čiji je broj za oko  $\delta$  puta veći od broja elektrona emitovanih sa predhodne dinode.

Šema uvećavanja protoka elektrona prikazana je na slici 22. Postoje razne konstrukcije elektronskih multiplikatora u zavisnosti od njihove primene, što se i vidi na slikama 23. Na slikama vidimo da je konstrukcija same anode, kao izlazne elektrode fotomultiplikatora, dopunjena rešetkom ispred nje. Rešetka se dodaje i vezuje za anodu iz razloga smanjenja refleksije sa anode. Da bi se smanjila refleksija elektrona sa anode koriste se materijali sa malim koeficijentom sekundarne emisije  $\delta$ .

### 3.2.5. POJAČANJE ELEKTRONSKOG FOTOMULTIPLIKATORA

Već smo spomenuli da se sa svake naredne dinode emituje broj elektrona za koeficijent  $\delta$  veći od broja emitovanih elektrona sa predhodne elektrode. Neka je  $N_k$  broj elektrona emitovan sa  $k$ -te dinode, tada će se sa sledeće dinode emitovati  $N_{k+1}$  elektrona, odnosno:

$$N_{k+1} = \delta N_k \dots\dots\dots(38)$$

ovaj izraz napisan za jačine struje glasiće:

$$I_{k+1} = \delta I_k \dots\dots\dots(39)$$

Realno, situacija nije baš ovakva. Naime prihvatanje elektrona od strane  $k+1$ -ve dinode nije potpuno, stoga desne strane jednačina (38) i (39) treba pomnožiti odredjenim koeficijentom  $g$ . To je koeficijent prihvatanja, koji je nešto manji od 1.

Uzimajući i ovo u obzir možemo pisati:

$$I_n = \delta^n I_k \dots\dots\dots(40)$$

odnosno:

$$I_n = (g\delta)^n I_k \dots\dots\dots(41)$$

gde  $I_n$  predstavlja struju elektrona emitovanih sa poslednje  $n$ -te dinode. Ako je prihvatanje elektrona emitovanih sa  $n$ -te elektrode od strane anode potpuno, sledi:

$$I_a = I_n \dots\dots\dots(42)$$

tako da je

$$I_a = \delta^n I_k \dots\dots\dots(43)$$

odnosno

$$I_a = (g\delta)^n I_k \dots\dots(44)$$

Smatramo da su koeficijenti prihvatanja sekundarnih elektrona od strane dinoda i anode jednaki, a koeficijent prihvatanja fotoelektrona od strane prve dinode  $f$ , tada se poslednji izrazi moraju korigovati dodavanjem faktora  $f$ .

$$I_a = f(g\delta)^n I_k \dots\dots(45)$$

tako da se pojačanje fotomultiplikatora obeležava sa  $G$  i predstavlja izlaznu struju  $I_a$  po jedinici ulazne struje  $I_k$ :

$$I_a = G I_k \dots\dots(46)$$

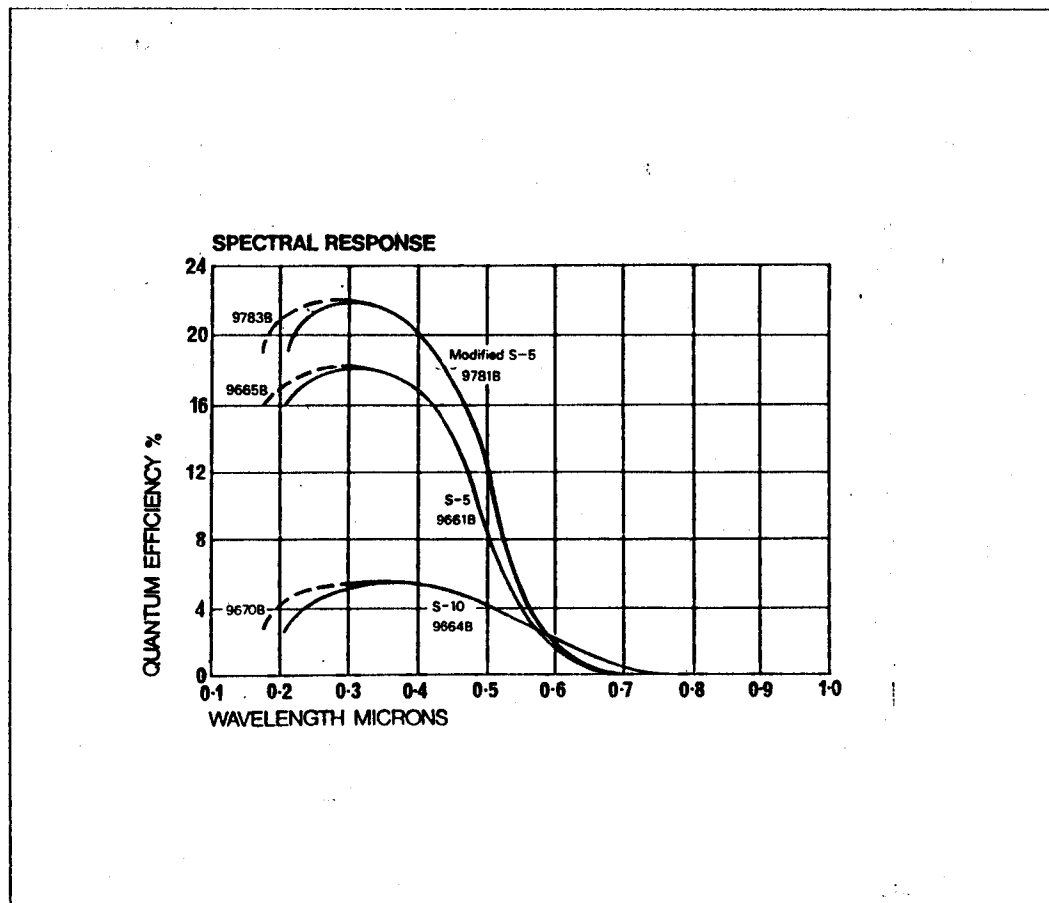
$$G = f(g\delta)^n \dots\dots(47)$$

odnosno:

Ako pretpostavimo da koeficijenti  $f$  i  $g$  ne zavise od napona medju dinodama možemo napisati sledeću relaciju:

$$\Delta G/G = n (\Delta\delta/\delta) \dots\dots(48)$$

Znači relativna promena pojačanja  $\Delta G/G$   $n$ -puta je veća od relativne promene koeficijenta multiplikacije  $\Delta\delta/\delta$ .



Slika 24

Osetljivost fotomultiplikatora u zavisnosti od talasne dužine

## 4. MONOHROMATOR " MC PHERSON 2061 "

Zadatak ovog rada je određivanje spektralne karakteristike datog uređaja, odnosno merenje instrumentalne poluširine i spektralne osetljivosti. U ovom eksperimentu korišćen je monohromator američke firme " Mc Pherson ", model 2061.

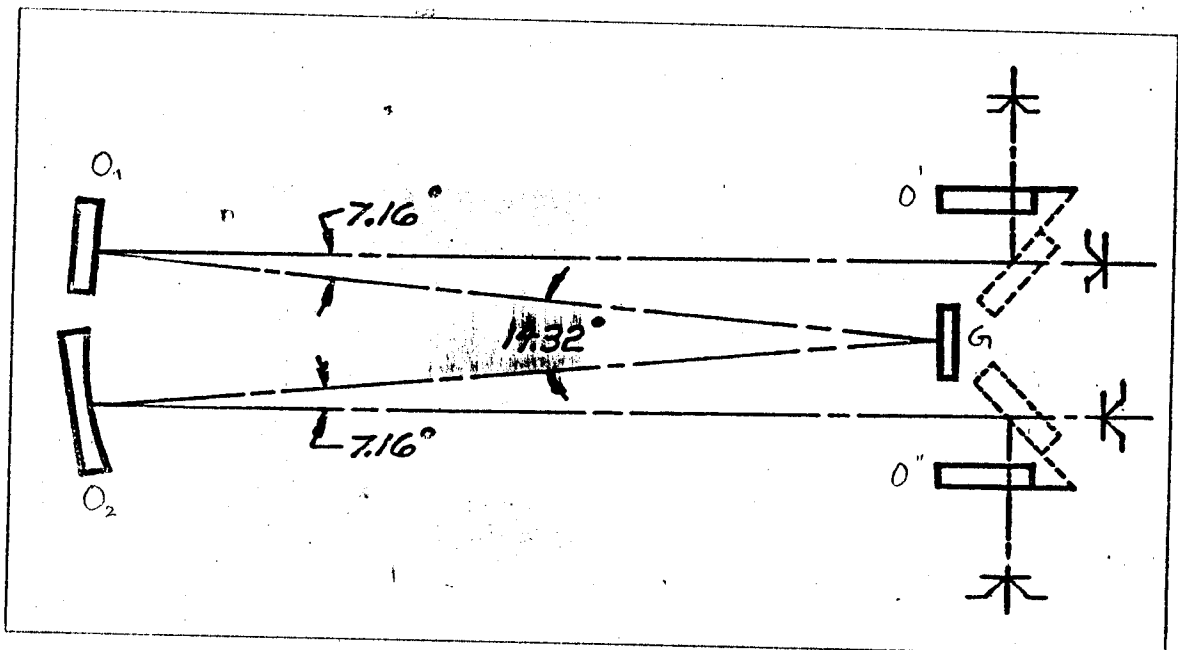
Monohromator je uređaj koji osim ulazne sadrži i izlaznu pukotinu na kojoj se dobija uzan interval talasnih dužina. Ovaj interval zavisi od širine pukotina.

### 4.1. OPŠTE KARAKTERISTIKE

#### 4.1.1. OPTIČKI SISTEM

Monohromator " Mc Pherson " model 2061, je monohromator Czerny - Turnerovog tipa. Njegov optički sistem se sastoji od dva ogledala za fokusiranje i ravne difrakcione rešetke. Fokalna dužina sistema je 1 metar. Ogledala, kao i

ulazna i izlazna pukotina su fiksirane, dok se difrakciona rešetka rotira u zavisnosti od izabrane talasne dužine. Optički sistem je korigovan tako da se ne javlja aberacija ni za jednu vrednost talasne dužine. Šema optičkog sistema prikazana je na sledećoj slici:



Slika 25.

Šema optičkog sistema monohromatora " Mc Pherson 2061 " .



$O_1$  i  $O_2$  su fokusirajuća ogledala, a G je difrakciona rešetka. Ogledala  $O'$  i  $O''$  su obična ravna ogledala čiji položaj zavisi od izbora ulazne i izlazne pukotine.

Monohromator ima dve pukotine koje mogu biti postavljene na različite načine. Odnosno ulazna i izlazna pukotina mogu stajati na prednjoj strani kućista monohromatora, ili sa strane. Oba slučaja su prikazana na gornjoj slici.

Širina pukotine može da se podešava prema potrebama od 5  $\mu\text{m}$  do 20 mm. Pukotina može da se podešava i po visini i to u intervalu od 2 do 20 mm. Moguće je da se u sklopu ovog monohromatora nadju još i kamera, zatim svetlosni izvori, detektori, komore za uzorke i dr.

Difrakcione rešetke koje se ugrađuju u ovaj uređaj su tipa " Snap In ", što znači da se vrlo lako mogu

stavljati i vaditi i samim tim su lako izmenljive. Difrakciona rešetka može da se rotira što omogućuje izbor talasnih dužina u opsegu od 185 nm do 1.3  $\mu\text{m}$ . Kontrolu rotacije difrakcione rešetke G vrši tzv. " stepper-motor ", koji ima 36000 koraka po jednom obrtu. Njegova najvažnija osobina je tačno definisan korak, koji omogućuje precizno menjanje talasne dužine. Najmanje pomeranje, odnosno jedan korak iznosi  $1.40^{-4}$  nm, sa rešetkom od 1200 nareza po mm. Osim toga bitno je naglasiti da stepper - motor može da radi u tzv. *kvazikontinualnom režimu*. Takođe je moguće menjati i brzinu zakretanja rešetke i to od 0.05 nm/min do 200 nm/min.

#### 4.1.2. KARAKTERISTIKE MONOHROMATORA " MC PHERSON 2061 "

Većina karakteristika je definisana u predhodnom paragrafu, a u sledećoj tabeli mogu se videti opsezi talasnih dužina, disperzija, rezolucija i dr. za neke difrakcione rešetke. Što se tiče tipa rešetke, korišćena je rešetka sa 1200 nareza po milimetru. Takođe iz sledeće tabele možemo da uočimo da se ovakve rešetke koriste za

zračenje čija se talasna dužina nalazi u intervalu od 185 nm do 1.3  $\mu\text{m}$ . Iz tabele vidimo da je " Blaze angle " 500 nm. " Blaze " je ugao ili položaj difrakcione rešetke na kome imamo maksimalnu refleksiju zračenja, i to je za ovu rešetku na talasnoj dužini 500 nm.

Tabela 1. Spektralne karakteristike monohromatora " Mc Pherson 2061 " za različite difrakcione rešetke

GRATING (G/mm)	2400	1200	600	20
d. Wavelength Range	185 to 650 nm	185 nm to 1.3 $\mu$ m	185 nm to 2.5 $\mu$ m	185 nm to 78 $\mu$ m
e. 1 st Order Littrow Blaze	240 nm 300 nm Holographic	250 nm 300 nm 500 nm 750 nm 1.0 $\mu$ m Holographic	300 nm 500 nm 750 nm 1.0 $\mu$ m 1.85 $\mu$ m	45 $\mu$ m
f. Resolution (nm)	0.005	0.01	0.02	0.6
g. Dispersion (nm/mm)	0.416	0.833	1.66	49.9
h. Wavelength Range at Focal Plane	20.7 nm	41..5 nm	83.0 nm	2490 nm
i. Wavelength Accuracy		$\pm 0.05$ nm		
j. Wavelength Reproducibility		$\pm 0.05$ nm		

## 5. MERENJE INSTRUMENTALNE POLUŠIRINE I SPEKTRALNE KARAKTERISTIKE

### 5.1. OPIS APARATURE

#### 5.1.1. REFERENTNI IZVORI

Izvori zračenja ili svetlosni izvori mogu se podeliti na više načina: prema upotrebljenoj metodi za ekscitaciju zračenja, prema tipu emitovanog spektra, ili prema spektralnoj oblasti za koju je izvor najpodesniji. Prema načinu ekscitacije izvore delimo u četiri grupe:

- toplotni izračivači
- lučni izvori
- cevi za pražnjenje
- varnični izvori.

Kod toplotnih izračivača emisija zračenja se javlja kao rezultat zagrevanja površine koja zrači, na primer električno zagrevanje metalnih vlakana do usijanja. Emisija zračenja kod lučnih izvora je rezultat održavanja relativno niskonaponskog električnog pražnjenja medju elektrodama. Materijal elektrode isparava u prostor izmedju elektroda snabdevajući ga dovoljnom količinom jona za provodjenje i emisiju zračenja, ili se u luk uvodi gas čije se spektralne linije posmatraju. Električno pražnjenje kao rezultat daje zračenje svetlosti i kod cevi za pražnjenje, međjutim ovde se kao izvor jona javlja gas koji se nalazi u zatvorenom sudu pod malim pritiskom.

Znači da materijal elektroda uopšte ne prelazi u jonski stub, ili prelazi u vrlo maloj količini. Visokonaponsko pražnjenje medju elektrodama koje rezultuje emisijom svetlosti javlja se kod varničnih izvora i tinjavog pražnjenja. Pored navedene četiri vrste ekscitacije ponekad se koriste i druge metode kao što su: bombardovanje katodnim zracima, fluorescencija i ekscitacija rezonantnim zračenjem. Podela svetlosnih izvora može da se napravi i prema tipu spektra kakav daju (misli se na kontinualni, trakasti ili linijski spektar). Kontinualni spektar dobija se zračenjem crnog tela, odnosno električne lampe sa usijanim vlaknom. Linijske spektre dobijamo emisijom električnog luka, koji može biti zatvoren i otvoren, zatim električne varnice i konačno cevi za pražnjenje.

Klasifikacija izvora prema spektralnoj oblasti takodje je proizvoljna, ali je neophodna kada su u pitanju izvori za specijalne svrhe. Osnovna klasifikacija i karakteristike pojedinih vrsta referentnih izvora, kao i spektralne oblasti za koje su namenjeni, date su u tabeli 2:

Tabela 2. Opšte spektralne karakteristike osnovnih tipova izvora

IZVOR	GLAVNA SPEKTRALNA OBLAST	Tip spektra	Glavne primene
<i>Crna tela</i>	<i>Infracrvena, vidljiva bliska ultraljubičasta</i>	<i>Kontinualan</i>	<i>Standardi zračenja</i>
<i>Lampe sa usijanim vlaknom</i>	<i>Infracrvena, vidljiva bliska ultraljubičasta</i>	<i>Kontinualan</i>	<i>Apsorpciona spektrofotometrija sekundarni standardi zračenja</i>
<i>Metalni lukovi sa usijanim elektrodama</i>	<i>Infracrvena, vidljiva bliska ultraljubičasta</i>	<i>Kontinualan sa superpozitiranim linijama</i>	<i>Apsorpciona spektrofotometrija</i>
<i>Nisko-temperaturni izracivaci</i>	<i>Infracrvena i vidljiva</i>	<i>Kontinualan</i>	<i>Infracrvena spektroskopija</i>
<i>Vgijeni i metalni lukovi na slobodnoj atmosferi</i>	<i>Infracrvena, vidljiva i ultraljubičasta</i>	<i>Linijaska sa manje ili više kontinualne pozadine</i>	<i>Kvalitativna i kvantitativna spektrohemijska analiza, standardi talasnih duzina</i>
<i>Živini lukovi</i>	<i>Vidljiva i ultraljubičasta</i>	<i>Linijiski, trakasti ili više kontinualne pozadine</i>	<i>Ekscitacija Ramanovog efekta i fluorescencije, apsorpciona spektrofotometrija</i>
<i>Cevi za praznjenje</i>	<i>Vidljiva i ultraljubičasta</i>	<i>Linijiski, trakasti ili kontinualni u zavisnosti od izvora</i>	<i>Apsorpciona spektrofotometrija, spektroskopija krajnje ultraljubičaste oblasti, sekundarni standardi</i>
<i>Varnice</i>	<i>Vidljiva i ultraljubičasta</i>	<i>Linijiski</i>	<i>Kvalitativna i kvantitativna spektrohemijska analiza, apsorpciona spektrofotometrija spektroskopija krajnje UV oblasti, sekundarni standardi talasnih duzina</i>

### 5.1.2. CEVI ZA PRAŽNJENJE

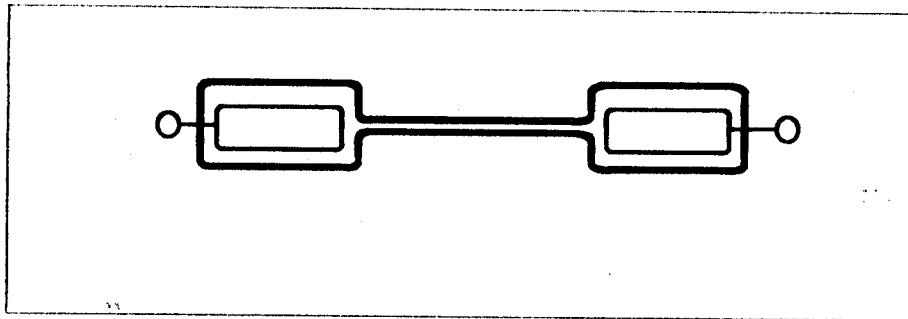
Kao što smo već napomenuli razlika između luka i cevi za pražnjenje je u tome što kod luka znatan deo materijala elektroda učestvuje u jonskoj struji i emisiji zračenja. Sa druge strane cevi rade pri znatno nižim pritiscima (manjim od 1013,25 Pa), manjim gustinama struje i manjim temperaturama nego lukovi. Zatim kod cevi je potreban veći gradijent potencijala za održavanje pražnjenja (nekoliko stotina volti po cm) i emitovane linije imaju veće ekscitacione energije nego kod luka. Za

dobijanje visokih napona i malih struja cevi za pražnjenje uglavnom koriste induktore ili transformatore. Pod visokim naponima podrazumevamo vrednosti od 2000 do 20,000 V, a struje se kreću u intervalu od 4 do 6 mA. U slučaju kada je potrebna jednosmerna struja koristimo visokonaponski ispravljač. Bezelektrodne cevi za pražnjenje mogu biti ekscitirane stavljanjem u visokofrekventno polje.

### 5.1.3. GEISSLEROVA CEV

Cev sa tinjajućim pražnjenjem, ili Geisslerova cev sastoji se iz dva proširena dela, u kojima su smeštene

elektrode povezane jednom uskom cevi. Izgled ovakve cevi za pražnjenje dat je na slici 26:



Slika 26.  
Geisslerova cev

Obično se izrađuju od stakla ili kvarca. Postoje dve konstrukcije; ili su potpuno otvorene i u tom slučaju imaju ugrađene otvore za ulaz i izlaz radnog gasa pod niskim pritiskom, za rad u protočnom režimu, ili su napunjene različitim gasom kao što su: argon,

helijum, vodonik, neon, azot, ili živine pare. Elektrode mogu biti izrađene od čistog metala, ili od metala prevučenog oksidom. Metal koji se najčešće upotrebljava za izradu elektroda je volfram. Za ekscitaciju se obično upotrebljava varnični kalem, međutim

vrlo dobro nam može poslužiti i transformator ( oko 3000 V i 6 mA ), sa ispravljačem ili bez. Geisslerove cevi se primenjuju za demonstracione svrhe, zatim za dobijanje uskih linija koje predstavljaju referentne standarde, ili za interferometriju.

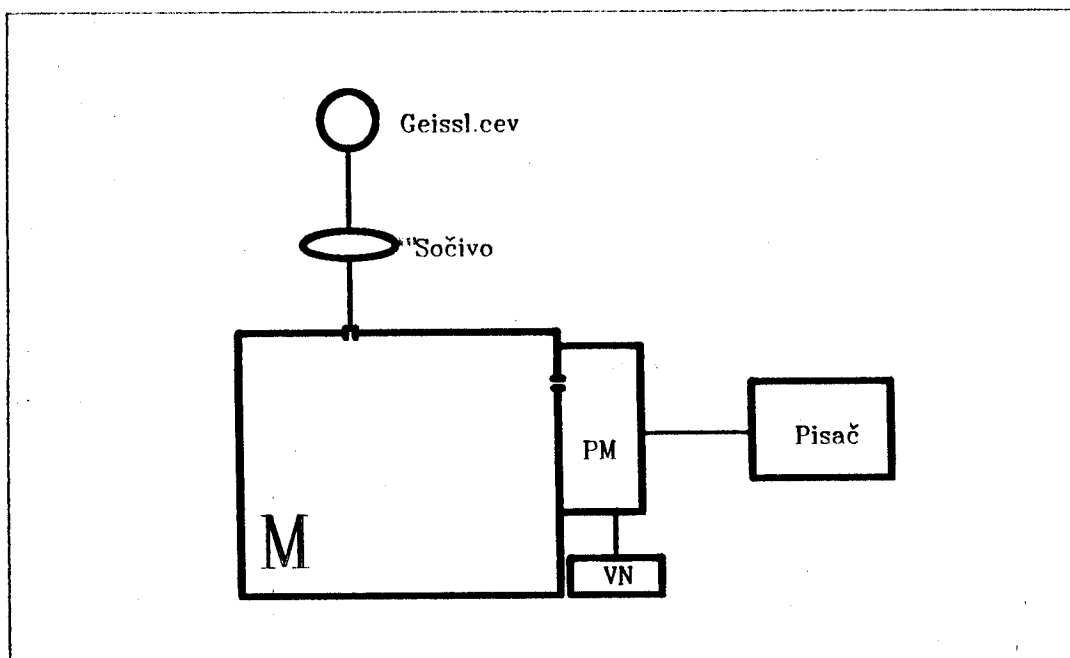
Pored Geisslerovih, u grupu cevi sa tinjajućim pražnjenjem spadaju još i: cevi sa šupljom katodom, cevi za pražnjenje sa živinom parom, vodonične cevi za pražnjenje i bezelektrodne cevi za pražnjenje. Ove cevi mogu da se

koriste kao sekundarni izvori za merenje talasnih dužina. Linije koje se emituju iz cevi su samo prirodno proširene. To znači da njih na izlazu iz monohromatora širi samo merni uređaj, tako da se meri samo instrumentalna poluširina. U ovom radu u kome je merena instrumentalna poluširina i spektralna karakteristika, korišćena je Geisslerova cev kao izvor zračenja. Radni gas u cevi bio je helijum pod pritiskom od 202.65 Pa.

## 5.2. ŠEMA APARATURE

Kompletna slika aparature za merenje instrumentalne poluširine prikazana je na slici 27. Kao izvor zračenja koristi li smo Geisslerovu cev. Zračenje iz cevi pada na sočivo S, a potom se fokusira na ulaznu pukotinu monohromatora M. Svetlost u monohromatoru prelazi već opisani put i

iz monohromatora preko izlazne pukotine uvodi se u fotomultiplikator. Da bi fotomultiplikator radio neophodan je izvor stabilisanog visokog napona VN za njegovo napajanje. I na kraju na fotomultiplikator vezujemo pisač na kome dobijamo željene rezultate ( profile linija).



Slika 27.

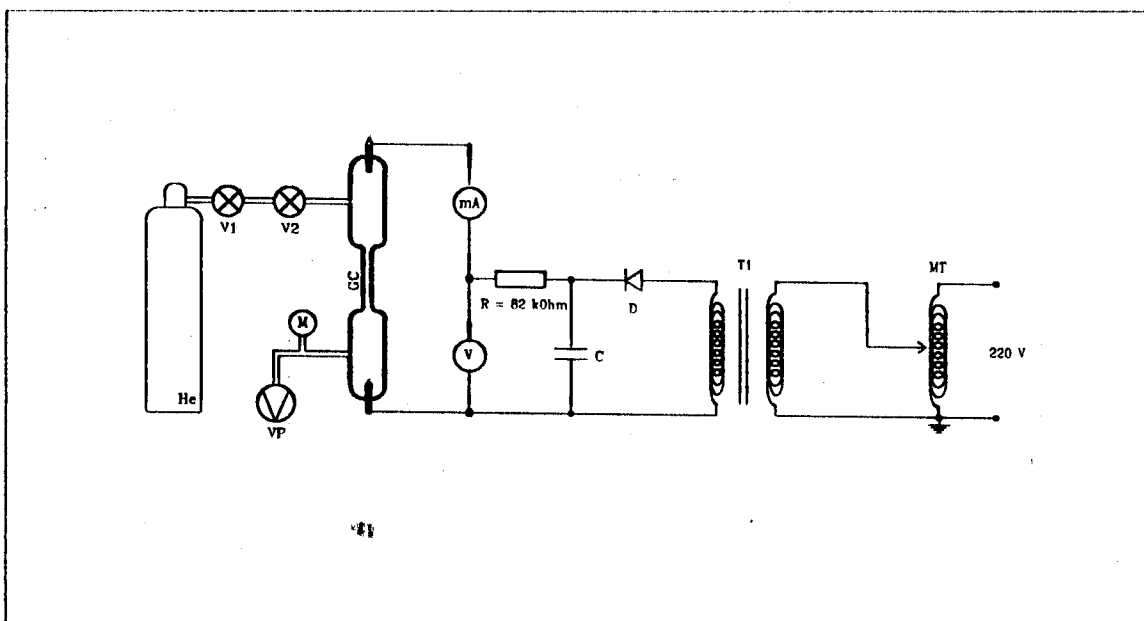
Šema merenja instrumentalne poluširine

### 5.2.1. GASNA I ELEKTRIČNA ŠEMA

Gasni deo se sastoji od boce u kojoj je smešten gas. Već smo rekli da je to bio helijum. Zatim od ventila za redukciju visokog pritiska iz boce V1 i igličastog ventila V2, od Geisslerove cevi GC i vakuum pumpe VP. U električnom delu ove šeme nalazimo voltmetar V, miliampermetar mA, otpornik R (za ograničenje struje), diodu D, kondenzator C i od dva transformatora T1 i MT (Slika 28.).

Električna šema prikazana je na slici 28. i sastoji se od izvora napajanja, instrumenata za merenje napona i jačine struje kroz cev, otpora za ograničenje struje pražnjenja od  $82\text{ k}\Omega$  i same cevi za pražnjenje, sa elektrodama od Volframa. Izvor za napajanje sastoji se od jednog

autotransformatora pomoću kojeg se menja napon koji se dovodi na primar visokonaponskog transformatora. Na sekundaru tog transformatora dobja se visok naizmenični napon (maksimalno  $100\text{ kV}$ ), koji se pomoću visokonaponske diode D pretvara u jednosmeran, a pomoću kondenzatora C "pegla". Miliampermetar mA i voltmetar V mere i kontrolišu napon i struju pražnjenja. U tom merenju neophodno je da struja pražnjenja bude stabilna jer svaka promena jačine struje pražnjenja izaziva promenu u intenzitetu elektromagnetnog zračenja cevi, što bi imalo neželjene posledice na oblik profila posmatranih linija.



Slika 28.

Gasna i električna šema izvora zračenja ( Geisslerova cev )

### 5.3. OPIS MERENJA

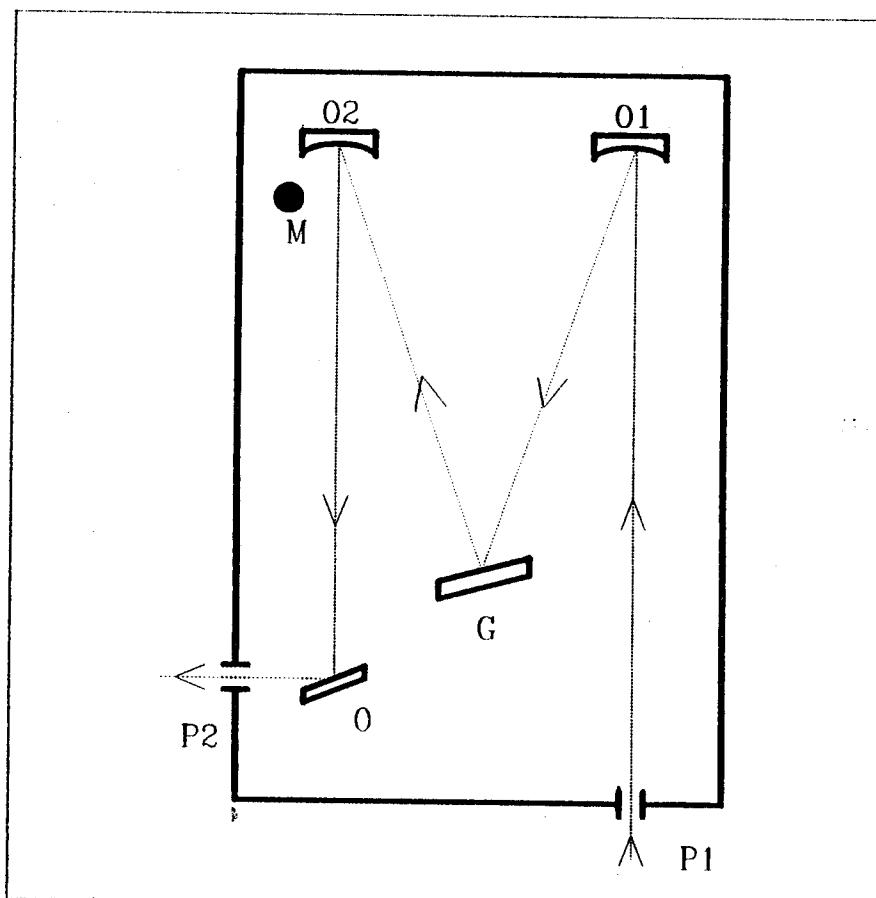
Za merenje instrumentalne poluširine koristili smo helijumove linije sledećih talasnih dužina: 388.9 nm, 447.1 nm, 501.6 nm, 587.6 nm i liniju 667.8 nm. Linijama ovih talasnih dužina je pokrivena praktično cela oblast rada

ovog optičkog sistema po talasnim dužinama. Ovo ograničenje je posledica spektralnih osobina fotomultiplikatora. U ovom merenju korišćen je fotomultiplikator tipa "HAMAMATSU 1P28".

#### 5.3.1. PODEŠAVANJE FOKUSIRANOSTI OGLEDALA

Da bi rezultati merenje bili zadovoljavajući neophodno je da aparatura bude idealno podešena. Iz tog razloga još pre početka merenja i instrumentalne poluširine i spektralne osetljivosti morali smo da podesimo

fokusiranost ogledala  $O_2$  unutar monohromatora "Mc Pherson 2061". Položaj ogledala  $O_2$  može se menjati pomoću mikrometarskog zavrtnja M.



Slika 29.  
Raspored ogledala i rešetke u monohromatoru

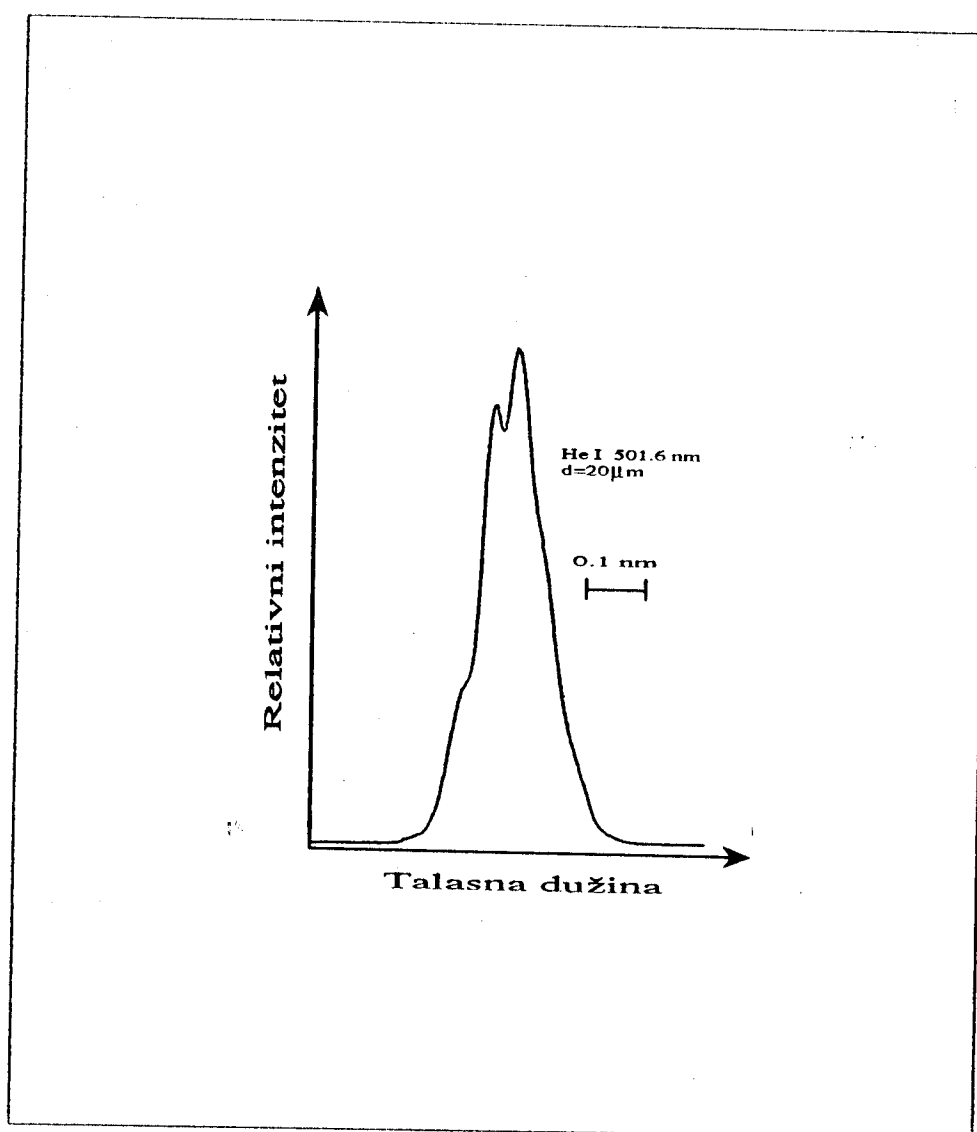


Gde je P1- ulazna pukotina, P2 - izlazna pukotina, O1 - fokusirajuće ogledalo, O2 - fokusirajuće ogledalo, G - difrakciona rešetka, M - mikrometerski zavrtanj, O - ogledalo koje skreće zrak za  $45^\circ$ .

Zbog čega smo morali da vršimo podešavanje, odnosno fokusiranje ogledala O<sub>2</sub>?

Poluširine linija koje smo dobijali na izlazu iz monohromatora bile su neobično široke. I sa smanjenjem širine pukotine dobijali su se profili

(linije) koji su imali više maksimuma. Velika poluširina i ovakav oblik linija ukazivali su na to da sistem nije bio dobro fokusiran. Neki od primera profila koje smo dobili sa ovako rasfokussiranim sistemom dati su na sledećim slikama. Slika 30 prikazuje profil linije 501.6 nm na širini pukotine  $d=20$  mm, slika 31 daje profil na  $d=10$  mm i slika 32 na  $d=5$  mm.

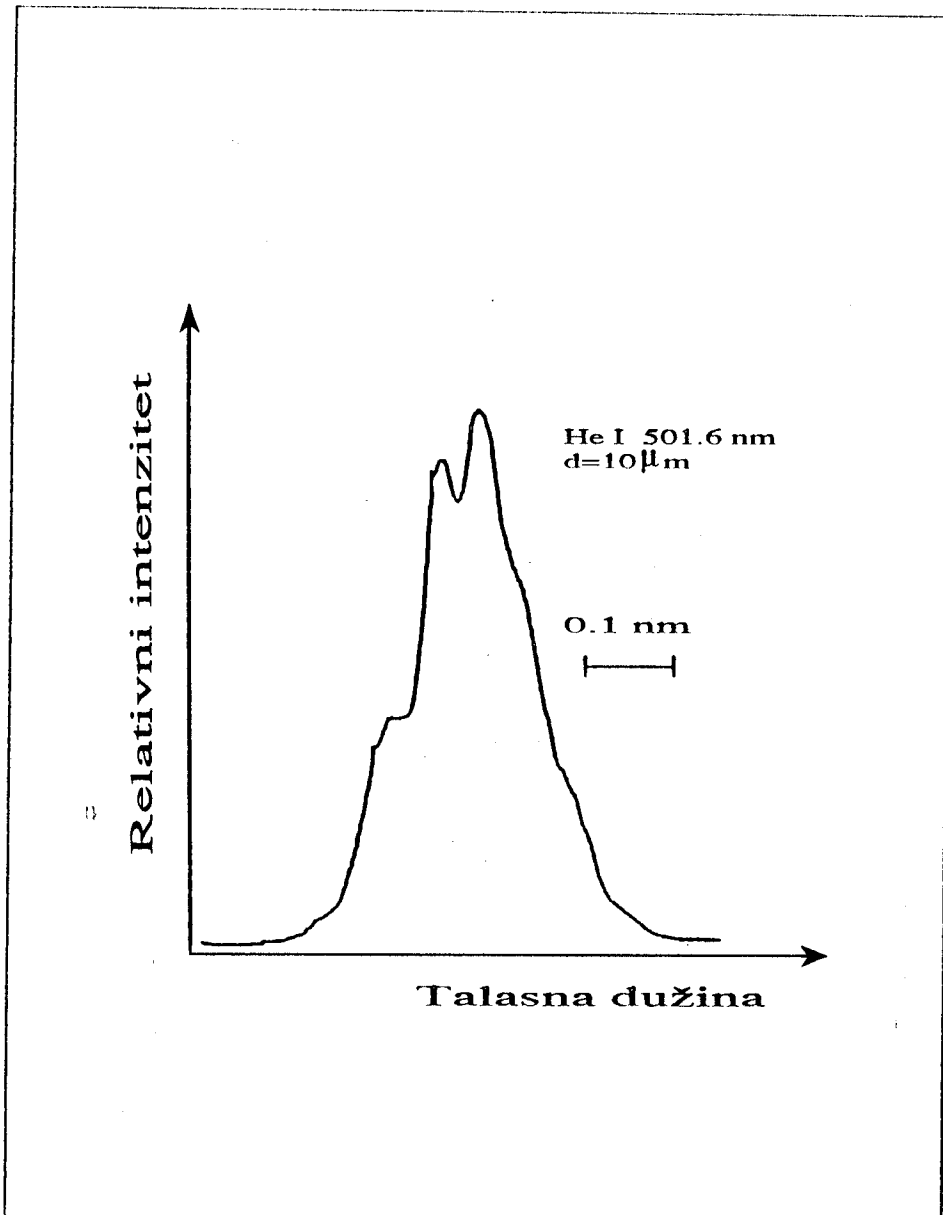


Slika 30.

Profil linije He I 501.6 nm dobijen sa nefokusiranim sistemom sa širinom pukotine od 20mm.

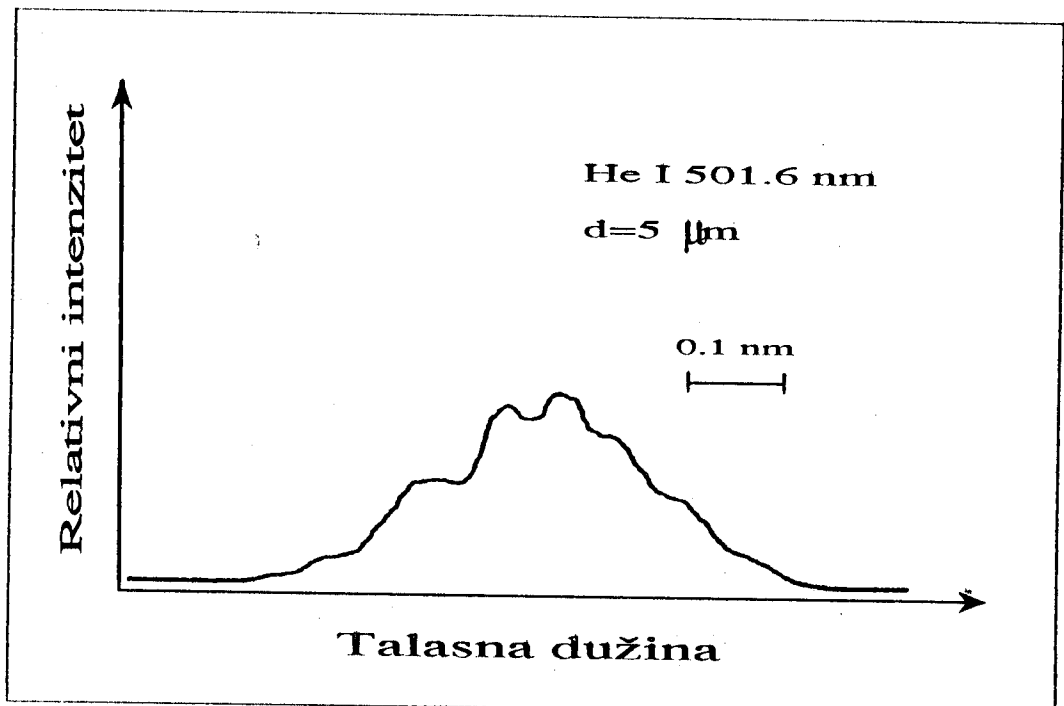
Kako je ovo bio potpuno novi uređaj prvo što je trebalo učiniti je fokusiranje, određivanje instrumentalne poluširine i određivanje spektralne karakteristike optičkog sistema. Tek nakon toga monohromator je spreman za upotrebu. Ovde je najviše problema bilo sa podešavanjem položaja ogledala  $O_2$ . Prilikom podešavanja mi smo vršili pomeranje od  $M = 0.000$  do  $M = 3.600$ . Profili linija na slikama 30, 31 i 32,

dobijeni su za vrednost položaja mikrometarskog zavrtnja  $M = 0.310$ . Korak za koji smo pomerili ogledalo je bio različit od 0 do 3.600 pri čemu smo ukupno snimili 75 profila. Na slici 33 je prikazana linija na položaju  $M = 3.400$  na kome je izmerena najmanja poluširina linije i za širinu pukotina  $d_1 = d_2 = 30 \mu\text{m}$ .



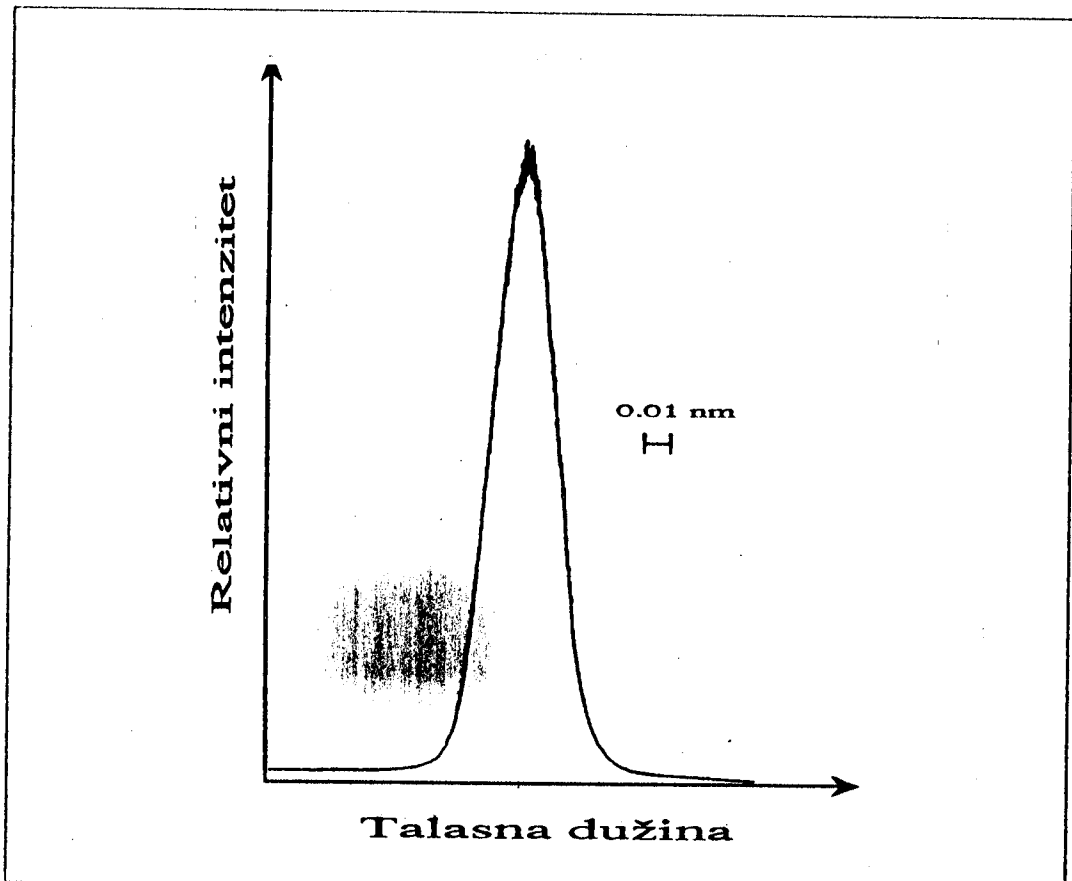
Slika 31.

Profil linije He I 501.6 nm dobijen sa nefokusiranim sistemom i sa širinom pukotine od  $10 \mu\text{m}$



Slika 32

Profil linije He I 501.6 nm dobijen sa nefokusiranim sistemom i sa širinom pukotine od 5mm



Slika 33

Profil linije He I 501.6 nm snimljen na fokusiranom sistemu a širina pukotine je 30 mm

Podešavanje se vrši tako što se meri poluširina određene linije za različite položaje ogledala. Onaj položaj ogledala koji daje najmanju poluširinu i simetrične profile linija se fiksira i celokupno merenje se obavlja kada su ogledala tako fiksirana. Linija koja je korišćena za podešavanje je linija sa talasnom dužinom 501.6 nm. Razlog

tome je što je "Blaze angle" na 500 nm i što je ova linija jedna od najintenzivnijih helijumovih linija. (U vidljivom delu spektra najjača je linija talasne dužine 587.6 nm, zatim 388.9 nm pa 501.6nm).

## 5.4. MERENJE SPEKTRALNE KARAKTERISTIKE

### 5.4.1. OPIS MERENJA

Spektralna osetljivost nekog uređaja predstavlja odziv (osetljivost) sistema po talasnim dužinama. Aparatura sa kojom smo radili bila je manje - više ista kao za merenje instrumentalne poluširine. Samo je izvor zračenja promenjen, tako da ovde umesto Geisslerove cevi imamo halogenu sijalicu, kao izvor kontinualnog zračenja. Ostali deo aparature, dakle čine ponovo sočivo S, monohromator M, fotomultiplikator PM, sa izvorom stabilisanog visokog napona VN i pislač.

Kriva koja karakteriše spektralnu osetljivost nekog sistema naziva se još i *kalibraciona kriva* i predstavlja relativnu osetljivost sistema sočivo, monohromator i fotomultiplikator u

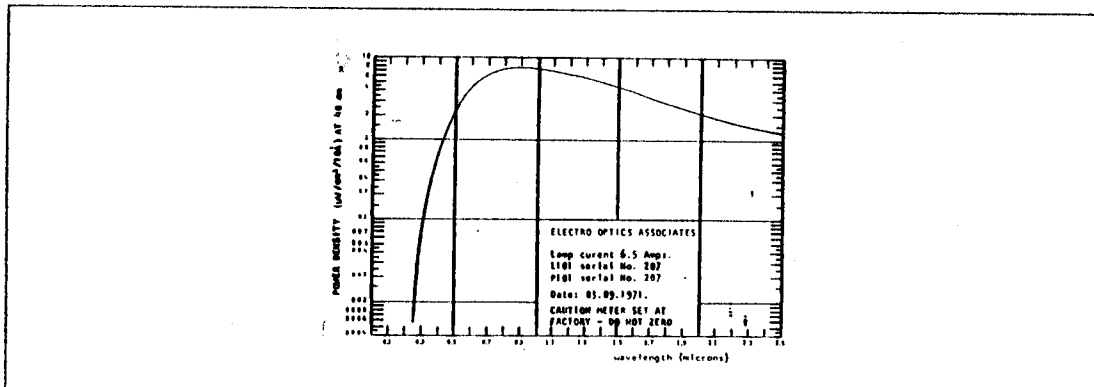
funkciji talasne dužine. Relativna osetljivost izražena je kao:

*napon na fotomultiplikatoru u relativnu jedinicu*

*snaga zračenja sa jed. površine po jed. intervalu talasne dužine*

Spektralna karakteristika zračenja standardne lampe prikazana je na slici 34

Uobičajeno je da se snimanje kalibracione krive obavlja pomoću standardne lampe, kao izvora zračenja. Ovde je to uradjeno pomoću halogene sijalice koja je bila kalibrisana pomoću standardne lampe, odnosno pomoću grafika na slici 34 ranije snimljene spektralne raspodele zračenja halogene lampe.



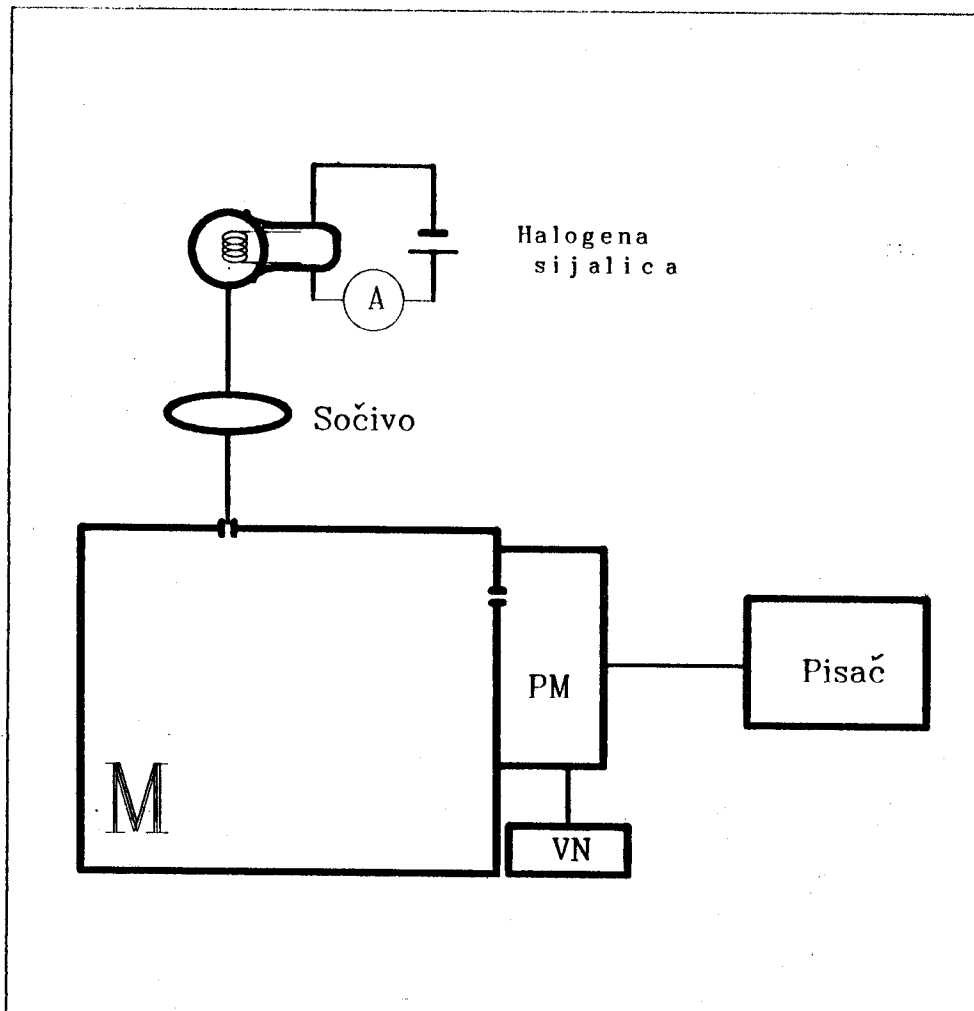
Slika 34

Spektralna karakteristika standardne lampe

### 5.4.2. ŠEMA APARATURE ZA MERENJE SPEKTRALNE OSETLJIVOSTI

Za napajanje halogene sijalice korišćen je jednosmerni izvor. Kao što je napomenuto halogena sijalica je ranije kalibrisana pomoću standardne lampe, pri čemu je jačina struje kroz sijalicu bila 2.1 A. Zbog toga je neophodno

ponoviti uslove pri kojima je sijalica kalibrisana, odnosno kontrolisati i meriti jačinu struje u kolu što je i uradjeno ampermetrom A i voltmetrom V. Šema aparature prikazana je na slici 35:



Slika 35

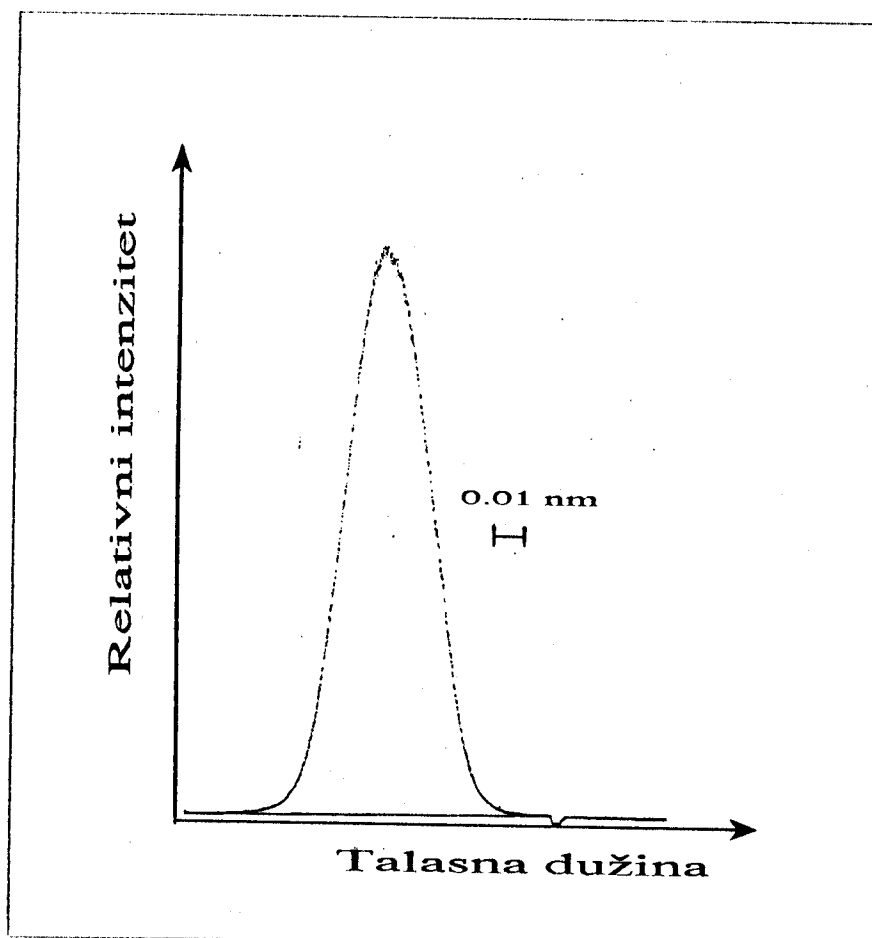
Šema aparature za merenje spektralne osetljivosti

## 6. REZULTATI

Kao što je ranije spomenuto merenje instrumentalne poluširine vrši se merenjem poluširina pojedinih linija određene talasne dužine. U našem slučaju to su bile linije sa sledećim talasnim dužinama: 388.9 nm, 447.1 nm, 501.6 nm, 587.6 nm i 667.8 nm. Primeri snimljenih profila na datim širinama pukotina  $d$ , dati su na sledećim slikama. Na slici 36 prikazan

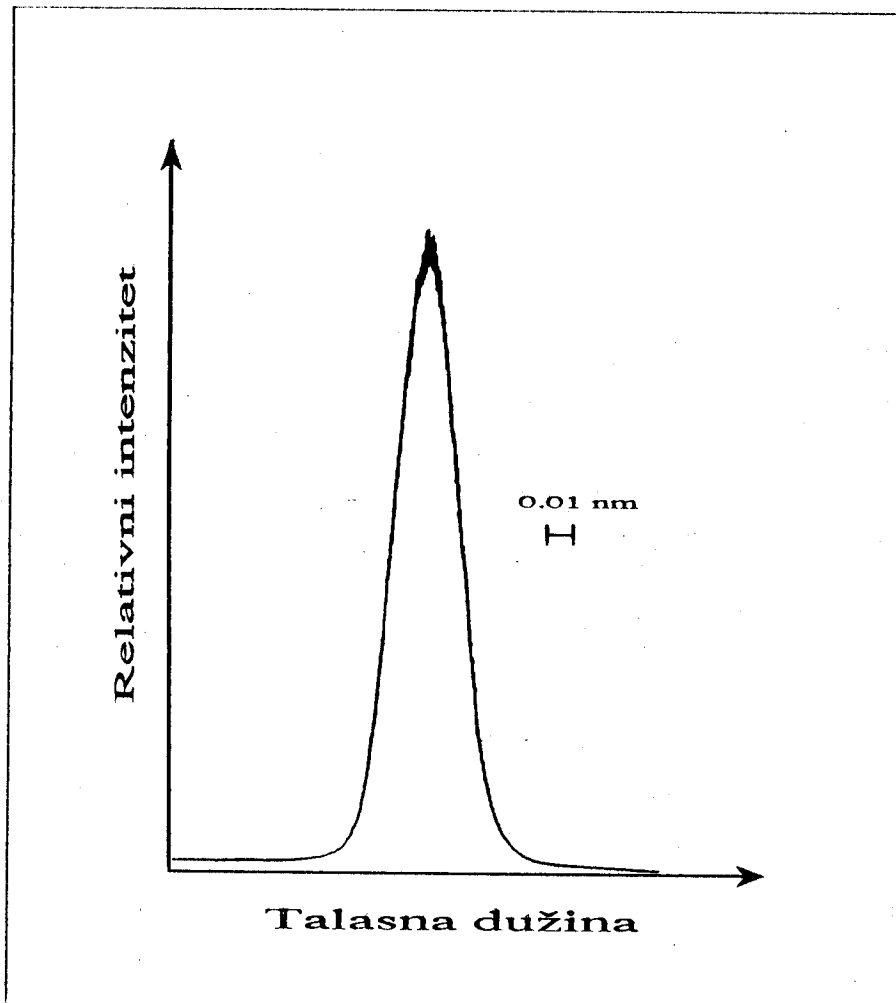
je profil linije na talasnoj dužini 388.9 nm i na širini pukotina  $d_1=d_2=20\ \mu\text{m}$ . Slika 37 daje primer linije na 501.6 nm i širine pukotina  $d_1=d_2=20\ \mu\text{m}$ .

Sa tih slika se vidi da su profili linija simetrični što znači da su ulazna i izlazna pukotina paralelne.



Slika 36.

Profil linije He I na talasnoj dužini 388.9 nm i sa širinom pukotine  $d = 20\ \mu\text{m}$

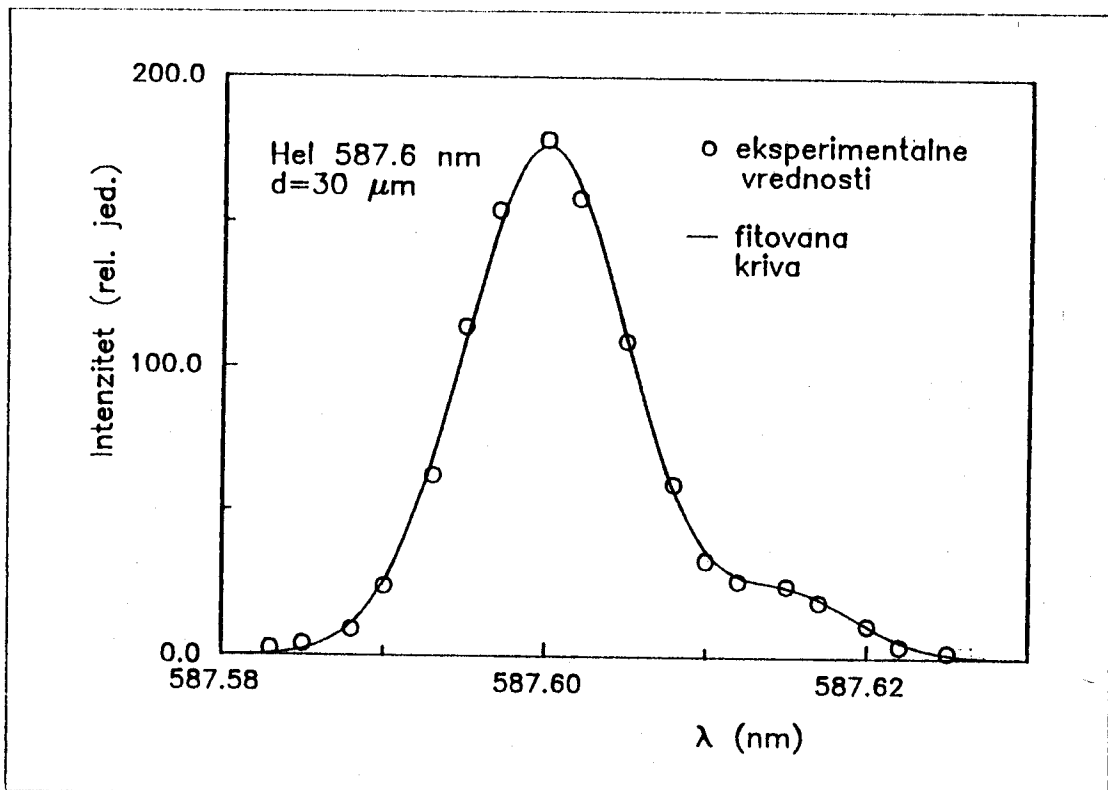


Slika 37.

Profil linije He I na talasnoj dužini 501.6 nm i sa širinom pukotine 20 $\mu$ m.

Vrlo česta pojava je da linije koje se snimaju, nisu singletne, već da imaju dve ili više komponenti. Tripletne linije He I fitovane su na dva ili više Gaussova profila kako bi se razdvojile pojedine komponente. Ovu metodu primenili smo na liniju 587.6 nm i taj primer dat je na slici 38.

Instrumentalna poluširina određena je iz poluširine intenzivnijeg Gaussovog profila. Napominjemo još da komponente linije (587.6 nm) imaju sledeće talasne dužine: 587.621 nm za relativni tablični intenzitet od 7500 u relativnim jedinicama i 587.596 nm za intenzitet 1000.

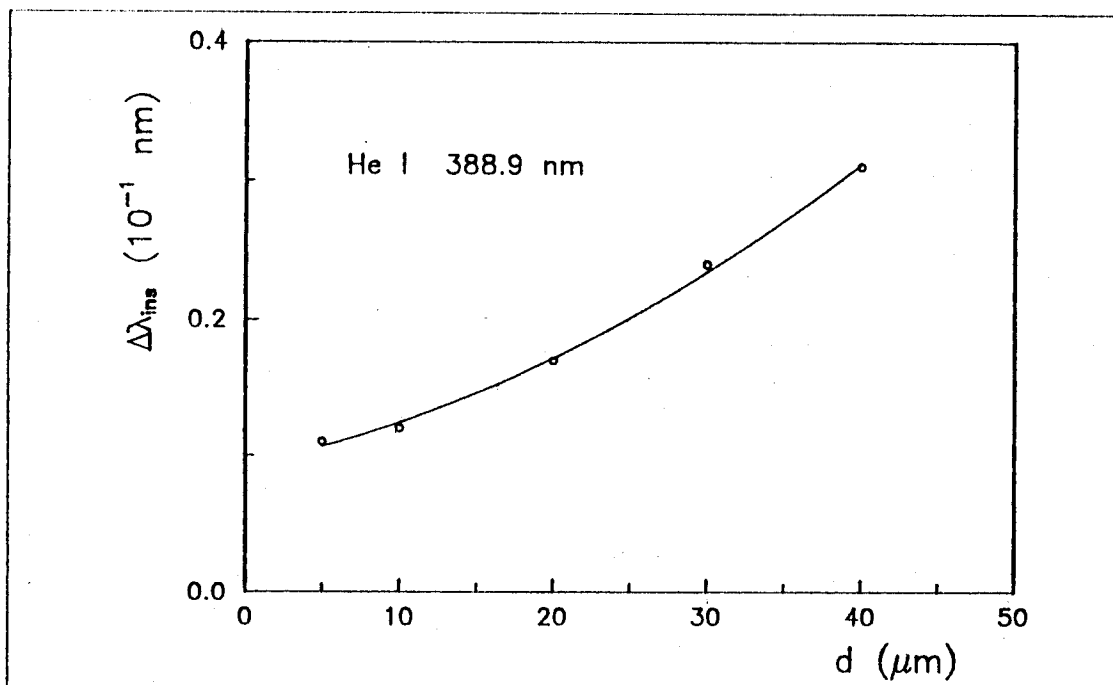


Slika 38.

Primer fitovanja dva Gaussova profila na eksperimentalni profil linije He I 587.6 nm

Vrednost instrumentalne poluširine zavisi i od širine pukotina. Ova zavisnost od širine i ulazne i izlazne pukotine ( $d_1=d_2$ ) data je na

sledećim slikama ( slike 39, 40, 41, 42 i 43 ). Svaka slika daje instrumentalnu poluširinu za profil određene talasne dužine.



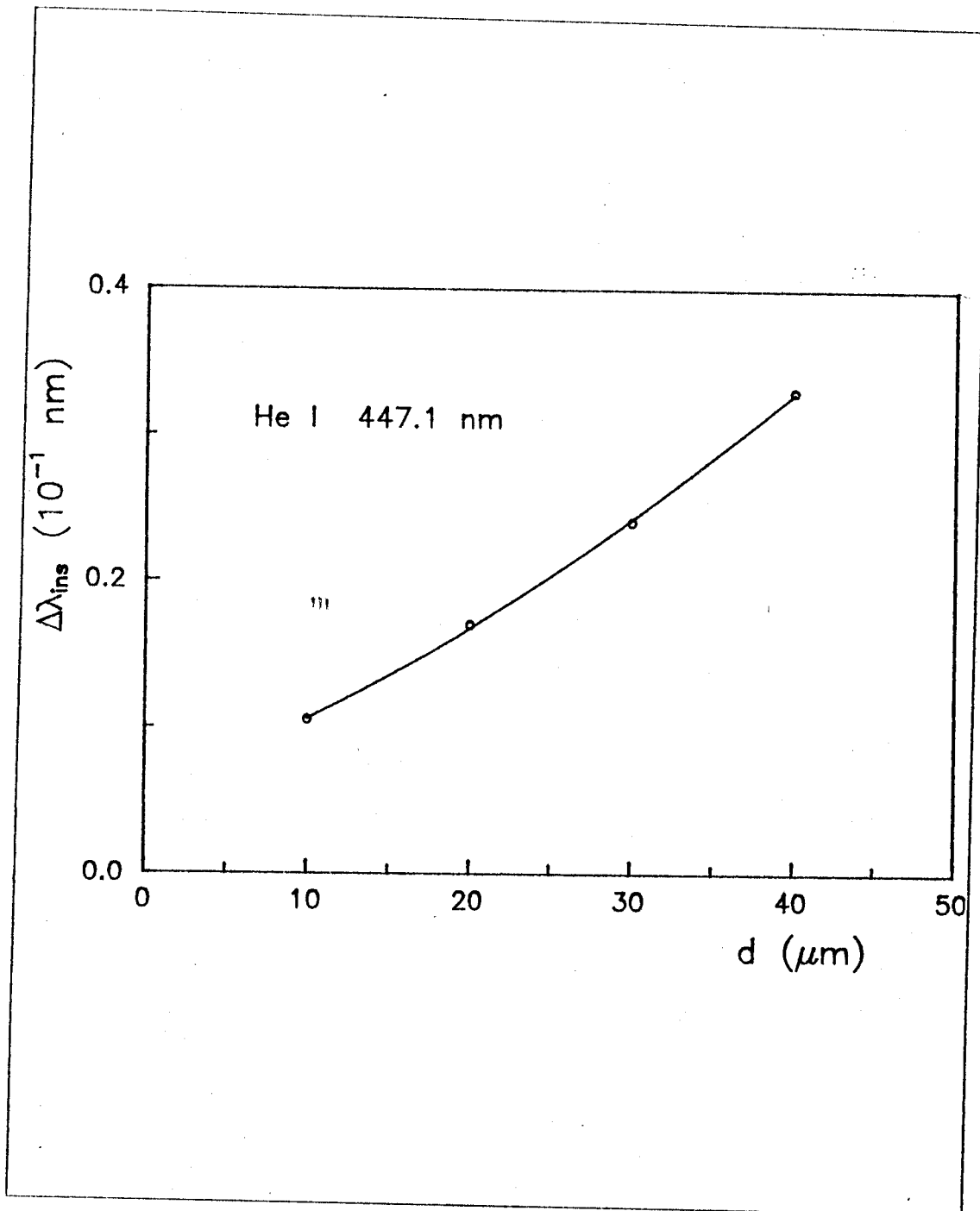
Slika 39.

Zavisnost instrumentalne poluširine od širine pukotine za He I liniju na talasnoj dužini 388.9 nm



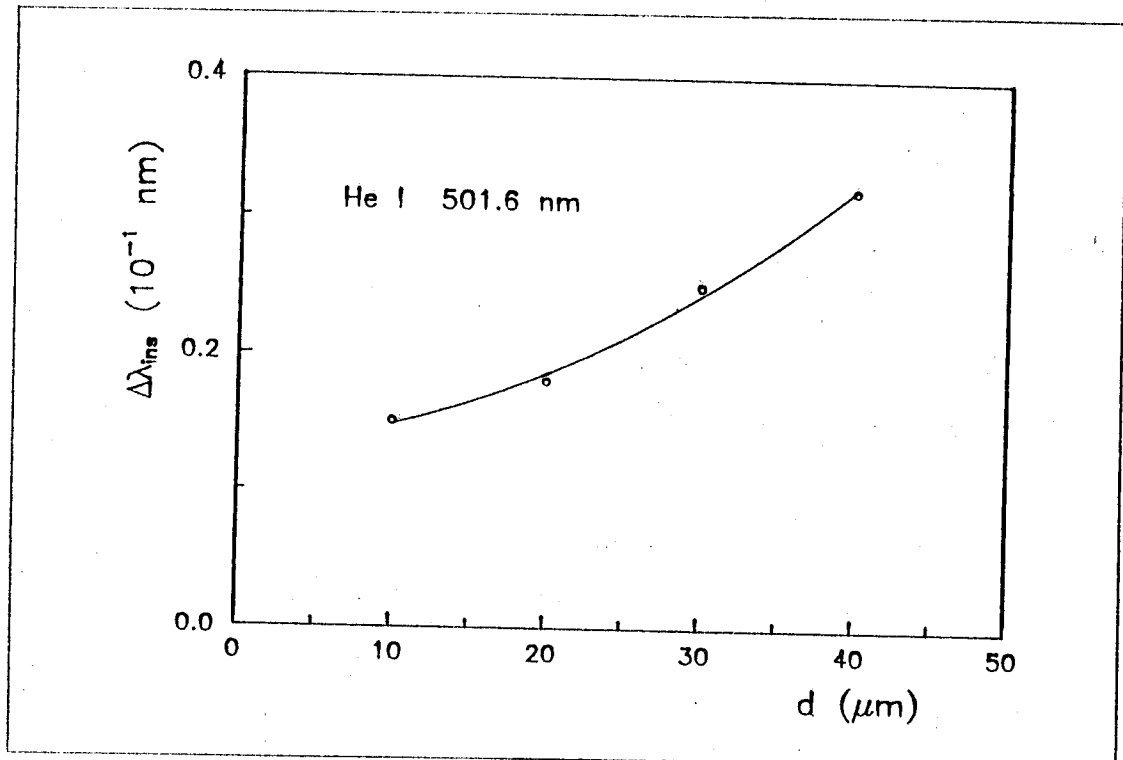
Sa ovih slika se mogu odrediti instrumentalne poluširine i za širine pukotina koje se nalaze između izmerenih vrednosti. Instrumentalna poluširina na svim talasnim dužinama se kretala između 0.01 i 0.035 nm. Na slici 33 prikazana je zavisnost

instrumentalne poluširine od talasne dužine za različite vrednosti  $d$ . Zaključujemo da se instrumentalna poluširina vrlo malo menja sa promenom talasne dužine. U svim slučajevima greške merenja su procenjene na 0.002 nm.



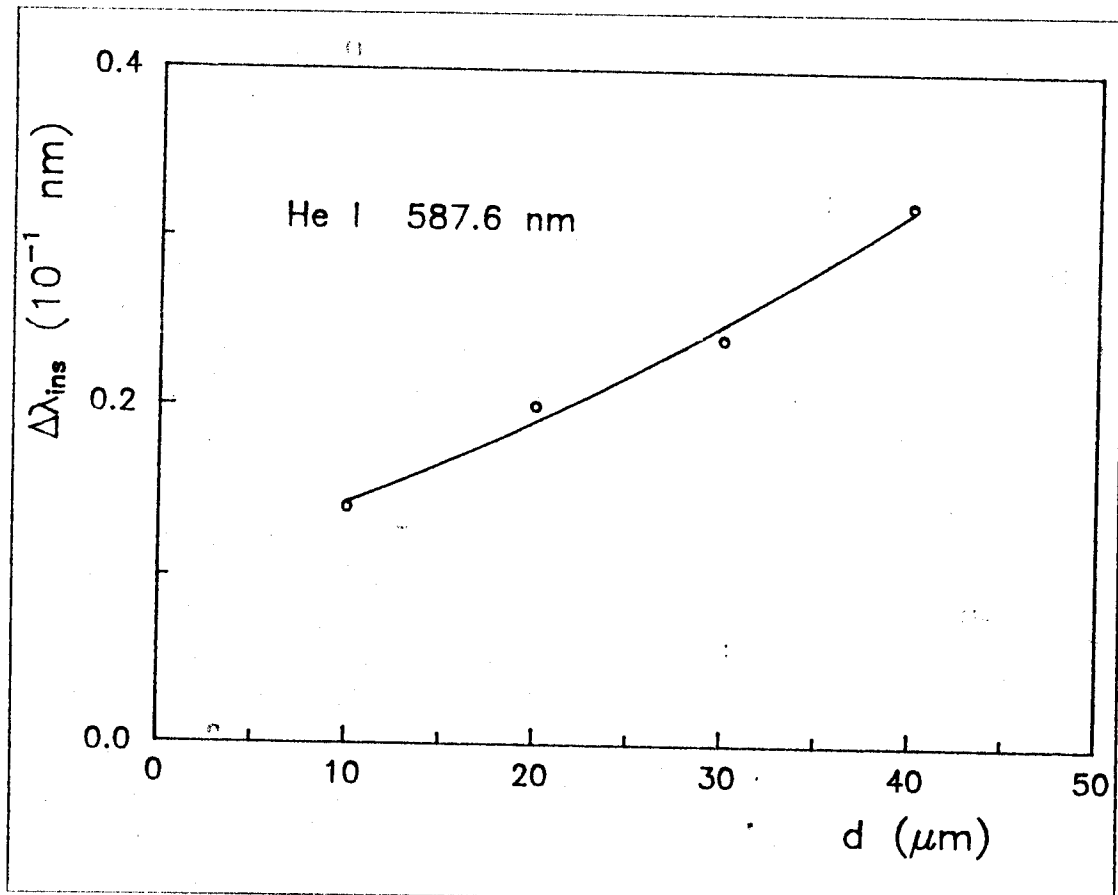
Slika 40

Zavisnost instrumentalne poluširine od širine pukotine za He I liniju talasne dužine 447.1 nm



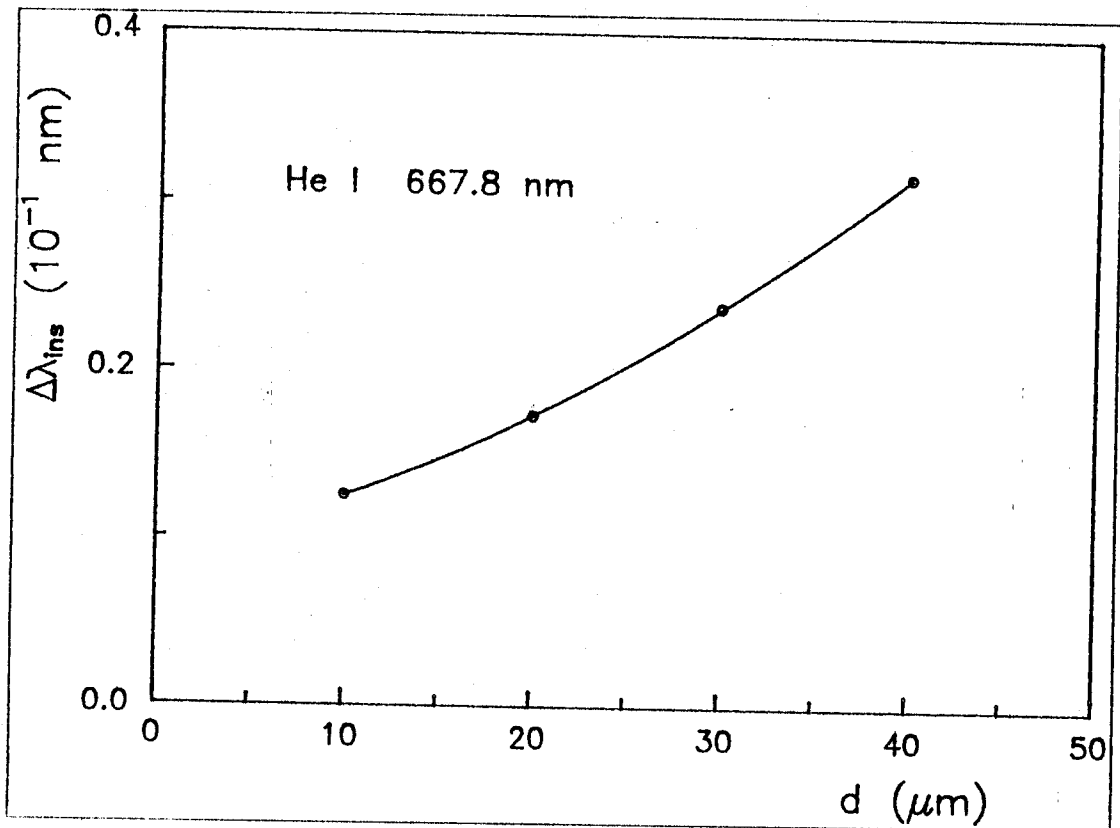
Slika 41.

Zavisnost instrumentalne poluširine od širine pukotine za He I liniju talasne dužine 501.6 nm



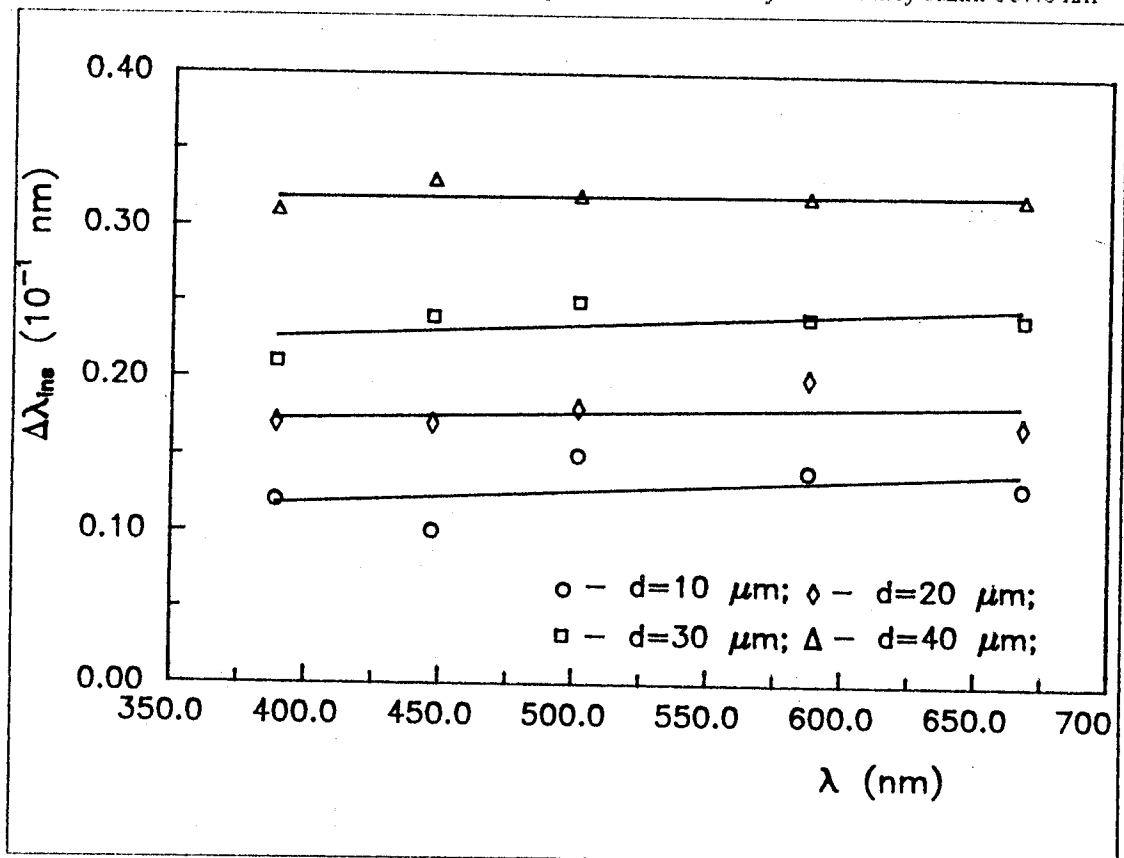
Slika 42.

Zavisnost instrumentalne poluširine od širine pukotine za He I liniju talasne dužine 587.6 nm



Slika 43.

Zavisnost instrumentalne pouširine od širine pukotine za He I liniju na talasnoj dužini 667.8 nm

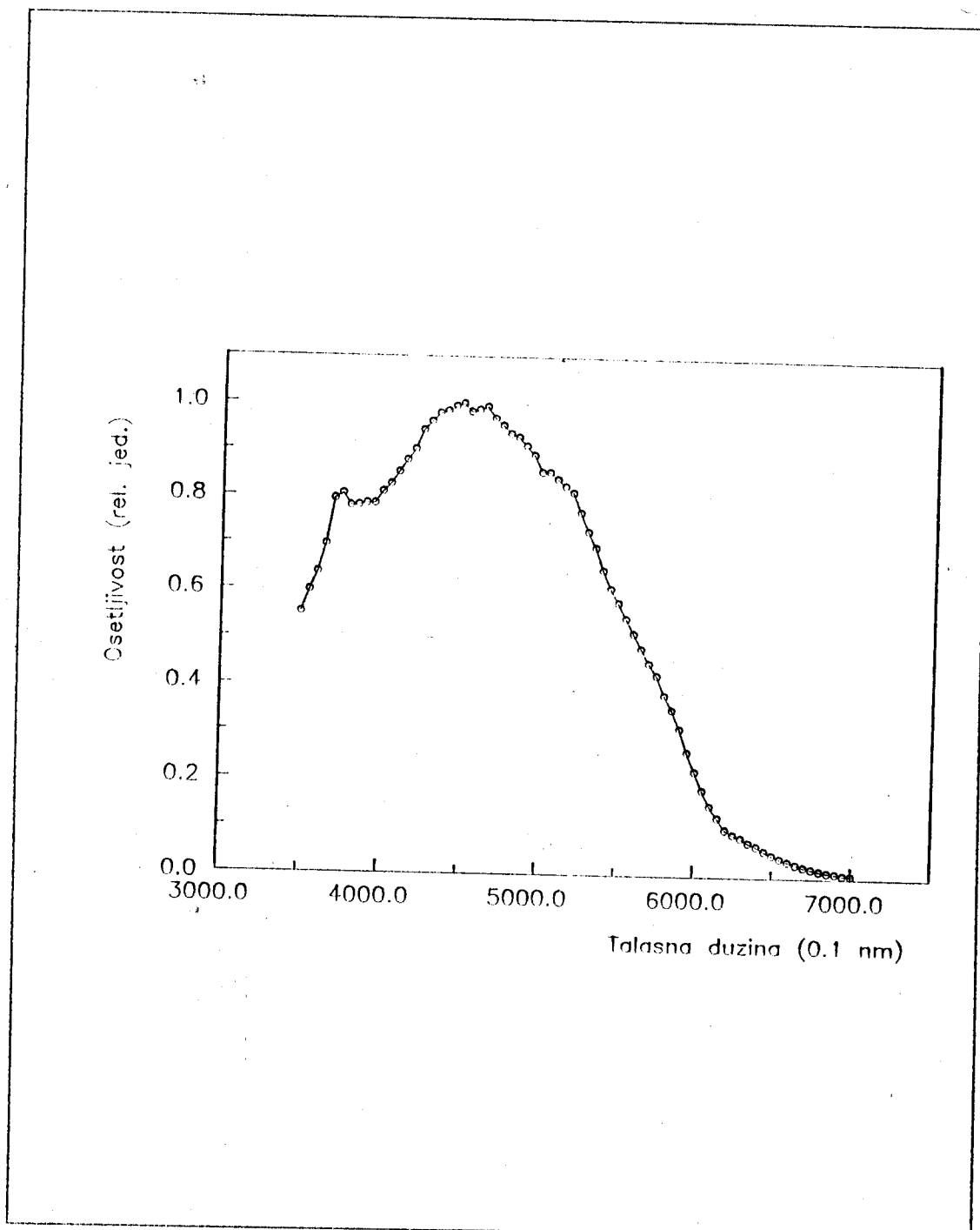


Slika 44.

Zavisnost instrumentalne poluširine od promene talasne dužine, a za različite vrednosti širine pukotine

Slika 45 i tabela 3. daje krivu relativne osjetljivosti sistema u zavisnosti od talasne dužine u intervalu od 350 nm do 700 nm. Vidimo da se maksimum javlja za talasnu dužinu približno 450 nm, dok za talasne dužine ispod 380 nm i iznad 550 nm osjetljivost sistema naglo opada. Ova činjenica ukazuje na sledeće. Prilikom snimanja širih linija,

čija se talasna dužina nalazi u ovom opsegu, mora se uzeti u obzir ova relativna osjetljivost, odnosno kažemo da se profil koriguje na datu spektralnu osjetljivost. Na oblik ove spektralne osjetljivosti veliki uticaj ima i spektralna karakteristika upotrebljenog fotomultiplikatora.



Slika 45.  
Relativna osjetljivost sistema u zavisnosti od talasne dužine

Tabela 3. Relativna osetljivost sistema u zavisnosti od talasne dužine

Talasna duzina [nm]	Spektralna osetljivost [rel. jed.]	Talasna duzina [nm]	Spektralna osetljivost [rel. jed.]
350	0.552	525	0.769
355	0.598	530	0.727
360	0.637	535	0.693
365	0.696	540	0.645
370	0.794	545	0.606
375	0.805	550	0.577
380	0.779	555	0.544
385	0.781	560	0.512
390	0.785	565	0.480
395	0.785	570	0.449
400	0.810	575	0.424
405	0.827	580	0.382
410	0.852	585	0.351
415	0.878	590	0.311
420	0.901	595	0.262
425	0.942	600	0.222
430	0.961	605	0.182
435	0.979	610	0.148
440	0.984	615	0.124
445	0.994	620	0.100
450	1.000	625	0.090
455	0.982	630	0.083
460	0.987	635	0.073
465	0.993	640	0.066
470	0.968	645	0.056
475	0.953	650	0.048
480	0.935	655	0.041
485	0.928	660	0.035
490	0.909	665	0.029
495	0.890	670	0.024
500	0.854	675	0.020
505	0.854	680	0.016
510	0.839	685	0.013
515	0.824	690	0.011
520	0.811	695	0.008

## 7. ZAKLJUČAK

U ovom radu ispitane su spektralne karakteristike spektralnog uređaja " Mc Pherson " model 2061. Za registraciju svetlosnih signala korišćen je fotomultiplikator 1P28. Pri merenju instrumentalne poluširine kao izvor, praktično samo prirodno proširenih spektralnih linija, korišćena je Geisslerova cev u kojoj je radni gas bio čist helijum. Pre početka merenja ustanovljeno je da fokusirajuće ogledalo monohromatora nije bilo u pravilnom položaju. Zato je bilo neophodno izvršiti fokusiranje sistema što je uradjeno sukcesivnim pomeranjem ogledala i merenjem poluširine linije 501.6 nm za svaki položaj. Postupak je ponavljan dok se nije dobila najmanja poluširina.

Za merenje instrumentalne poluširine uređaja korišćene su helijumove linije talasnih dužina: 388.9 nm, 447.1 nm, 501.6 nm, 587.6 nm i 667.8 nm. Merenja su izvršena za širine pukotina između 5 $\mu$ m i 40  $\mu$ m. Izmerene vrednosti instrumentalne poluširine kretale su se u intervalu od 0.01 nm do 0.035 nm. Takođe je ustanovljeno da se instrumentalna poluširina vrlo malo menja sa promenom talasne dužine (slika 44).

Kao izvor svetlosti za merenje relativne spektralne osetljivosti spektroskopskog sistema, korišćena je halogena lampa koja je kalibrisana prema standardnoj lampi. Rezultati ovog merenja dati su u tabeli 3 i na slici 45.

Sa te slike može se zaključiti da je osetljivost najveća za talasne dužine oko 450 nm, a da za talasne dužine manje od 380 nm i veće od 550 nm naglo opada. To znači da se prilikom rada sa profilima čije talasne dužine ulaze u ovaj opseg mora uzimati u obzir i korekcija u odnosu na spektralnu osetljivost datog uređaja.

Ovakva spektralna karakteristika je posledica kombinacije spektralnih osetljivosti monohromatora i upotrebljenog fotomultiplikatora.

## SPISAK LITERATURE

1. R. A. SAWYER, *Experimental Spectroscopy*, Dover Publications NEW YORK (1963).
2. G. R. HARRISON, R. C. LORD, J. R. LOOFBOUROW, *Praktična Spektroskopija*, Naučna Knjiga, BEOGRAD (1962).
3. MC PHERSON INSTRUMENTS, *Instruction manual for model 2061*, ACTON (1990)
4. S. DJUROVIĆ, *Magistarski Rad*, BEOGRAD (1982).
5. D. NIKOLIĆ, *Diplomski Rad*, NOVI SAD (1994).
6. M. PAVLOV, B. VUJIČIĆ, Z. MIJATOVIĆ, S. DJUROVIĆ, *Zavisnost pojačanja fotomultiplikatora od napona na didama*, Elaborat za SIZ za obrazovanje AP Vojvodine, NOVI SAD ( 1986).
7. I. JANIĆ, *Eksperimentalne vežbe iz atomske fizike*, Univerzitet u Novom Sadu Prirodnomatemički fakultet, NOVI SAD (1976).
8. EMI, *Photomultiplier tubes*, Bookprint Limited, CRAWLEY SUSSEX (1970).
9. A. R. STRIGANOV AND N. S. SVENTITSKII, *Tablitsi Spektralnih Linii Neutralnih i Ionizovanih Atomov*, Atomizdat, MOSKVA (1966).

**UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET****KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

- Redni broj:  
**RBR**
  
- Identifikacioni broj:  
**IBR**
  
- Tip dokumentacije: *Monografska dokumentacija*  
**TD**
  
- Tip zapisa: *Tekstualni štampani materijal*  
**TZ**
  
- Vrsta rada: *Diplomski rad*  
**VR**
  
- Autor: *Ljiljana Zumbulović br. dos. 183/88*  
**AU**
  
- Mentor: *dr Radomir Kobilarov, docent, PMF Novi Sad*  
**MN**
  
- Naslov rada: **MERENJE SPEKTRALNIH KARAKTERISTIKA SISTEMA  
ZA SNIMANJE SPEKTRALNIH LINIJA EMITOVANIH IZ PLAZME**  
**NR**
  
- Jezik publikacije: *srpski (latinica)*  
**JP**
  
- Jezik izvoda: *srpski*  
**JI**
  
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*  
**ZP**
  
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*  
**UGP**
  
- Godina: *1994.*  
**GO**
  
- Izdavač: *Autorski reprint*  
**IZ**



Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg D. Obradovića 4, 21000 Novi Sad*  
MA

Fizički opis rada: ( 6/ 49/ 0/ 3/ 14/ 31/ 0 )  
( broj poglavlja/ strana/ lit. citata/ tabela/ slika/ grafika/ priloga )  
FO

Naučna oblast: *Fizika*  
NO

Naučna disciplina: *Fizika plazme*  
ND

Predmetna odrednica / Ključne reči: *Fizika, Plazma, Spektroskopija*  
PO

UDK:

Čuva se:  
ČU

Važna napomena: *nema*  
VN

Izvod: *Spektroskopija kao nauka nalazi primenu kako u nauci, tako i u tehnološkim, proizvodnim i privrednim granama. Iz tog razloga spektroskop se ubraja među najmoćnije do danas poznate uređaje za ispitivanje prirode. Analizom emitovanog zračenja mogu se dobiti informacije o parametrima sredine iz koje se zrače te linije. Monohromator je uređaj kojim se mogu analizirati i meriti parametri spektralnih linija i stoga je neophodno poznavati instrumentalnu poluširinu. U ovom radu su određene instrumentalne poluširine nekih helijumovih linija, talasne dužine: 388.9 nm, 447.1 nm, 501.6 nm, 587.6 nm i 667.8 nm. Merenje instrumentalne poluširine vršeno je za različite širine pukotina od 5 μm do 40 μm. Takodje je određena i spektralna osetljivost sistema i pokazalo se da je ona najveća za talasne dužine oko 450 nm.*

**IZ**

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: *07.03.1994.*  
DP

Datum odbrane: *19.12.1994.*  
DO

Članovi komisije: ( *Naučni stepen/ ime i prezime/ zvanje/ fakultet* )  
KO

- *Predsednik: prof. dr Božidar Vujičić*
- *Mentor: doc. dr Radomir Kobilarov*
- *Član: doc. dr Stevica Đurović*