

D-385

**UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO- MATEMATIČKI FAKULTET  
Institut za fiziku**

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	23. VI. 1999.
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9/120

***Nebojša Božić***

**Određivanje parametra jonskog širenja  
spektralnih linijs neutralnih atoma**

**- diplomski rad -**

**Novi Sad, 1999.**

## S A D R Ž A J

UVOD .....	1
1.0 GASNA PLAZMA .....	2
1.1 UVODNE NAPOMENE .....	2
1.2 PARAMETRI PLAZME .....	3
1.3 KRITERIJUMI PLAZMENOG STANJA .....	3
1.4 UVODNE NAPOMENE O ELEKTROMAGNETNOM ZRAČENJU PLAZME .....	3
2.0 PROFIL SPEKTRALNE LINIJE. ŠIRENJE LINIJE .....	6
3.0 STARKOVO ŠIRENJE POD UTICAJEM JONA .....	11
4.0 MODELIRANJE OBLIKA I POMERAJA SPEKTRALNE LINIJE .....	14
5.0 APARATURA I USLOVI MERENJA .....	19
5.1 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG He .....	19
5.1.1 Samoapsorpcija spektralnih linija .....	20
5.1.2 Merenje elektronske koncentracije .....	21
5.1.3 Merenje elektronske temperature .....	21
5.1.4 Merenje gasne temperature .....	22
5.2 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG C .....	22
5.2.1 Merenje elektronske koncentracije i testiranje homogenosti plazme .....	24
5.2.2 Merenje elektronske temperature .....	26
5.2.3 Merenje gasne temperature .....	26
5.3 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG Ar .....	26
5.3.1 Dijagnostika plazme .....	27
5.3.2 Abelova inverzija - uslovi primene .....	28
6.0 REZULTATI RADA .....	34
6.1 NAČIN PROCENE VREDNOSTI PARAMETRA JONSKOG ŠIRENJA NA OSNOVU EKSPERIMENTALNO SNIMLJENIH PROFILA NEUTRALNOG He, C, Ar .....	34
6.2 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI HELIJUM .....	38
6.2.1 Linija 501.6 nm .....	38
6.2.2 Linija 667.8 nm .....	41
6.3 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI UGLJENIK .....	43
6.4 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI ARGON .....	47
7.0 ZAKLJUČAK .....	58
REFERENCE .....	59
PRILOG .....	61

## UVOD

Cilj ovog rada je da se iz eksperimentalno snimljenih, asimetričnih spektralnih linija neutralnog helijuma i ugljenika datih u radu Mijatović [1] i argona datih u radu Nikolić [2], emitovanih iz gasne plazme, odredi parametar jonskog širenja  $A$ . Određivanje parametra  $A$  se zasniva na proceduri dekonvolucije modelne funkcije čime se dolazi do parametara Starkovog profila ( $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$ ). Način na koji se vršilo fitovanje eksperimentalnih profila, preko konvolucije Gaussove funkcije raspodele i *direktno* računate  $j_{A,R}(x)$  funkcije, je različit od dosadašnje prakse da se radi sa aproksimacijom  $j_{A,R}(x)$  funkcije ili sa simetričnom Lorentzovom raspodelom, odnosno, sa takođe simetričnim Voigtovim profilom. Tako dobijene vrednosti parametra  $A$  su upoređene sa teorijskim vrednostima Griema [3], teorijskim proračunima Bassala, Cattanija i Waldera [4], kao i sa vrednostima koje su proračunate na osnovu eksperimentalnih radova Jonesa i Wiesea [5], te Jonesa, Wiesea i Woltza [6].

Procedura fitovanja konvolucije Gaussovog i  $j_{A,R}(x)$  profila, odnosno postupak dekonvolucije kojim se procenjuju parametri Starkovog  $j_{A,R}(x)$  profila ( $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$ ), je rađena prema radu [2] i računarskom programu koji je tamo razrađen, dok su eksperimentalno snimljene spektralne linije preuzete iz radova [1] i [2] i na njih su primenjene pomenute metode obrade rezultata. Za ulazne vrednosti Starkovih parametara nisu uzimane teorijske, već one koje su proračunate na osnovu dijagnostičkih podataka ili na osnovu fitovanja Voigtovog profila na eksperimentalne podatke.



# 1.0 GASNA PLAZMA

## 1.1 UVODNE NAPOMENE

Najčešća agregatna stanja materije u zemaljskim uslovima su čvrsto, tečno i gasovito. Svako od tih stanja se karakteriše određenim stepenom unutrašnje uređenosti, čime su ograničene srednje vrednosti energija koje jedna čestica u datom stanju može imati. Za kristalno stanje je karakteristična mala vrednost energije po jednoj čestici (atomu ili jonu) i reda je veličine  $10^{-2}$  eV ( $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ). U tečnosti, čestice (obično molekuli) imaju veću energiju, što znači da se kreću slobodnije. Srednja vrednost energije po čestici je reda veličine  $10^{-1}$  eV, što još uvek nije dovoljno da se raskinu veze u molekulima tečnosti. Gasovito stanje se odlikuje još većom vrednošću energije po čestici, što vodi ka najneuređenijem agregatnom stanju od onih koja su najčešće prisutna na Zemlji. U tom slučaju je energija po jednoj čestici reda veličine 1 eV i ona je dovoljna da kretanje svake čestice smatramo praktično nezavisnim od ostalih tj. da međumolekulske sile uzimamo u obzir samo u momentima sudara.

Ukoliko gasu dalje dovodimo energiju (i time povećavamo temperaturu), do otprilike 10 eV po čestici, doći će do pojave novog agregatnog stanja-gasne plazme. Pošto energiji od 1 eV odgovara temperatura od približno 11600 K, jasno je da ćemo plazmeno stanje materije vrlo retko sresti u zemaljskim uslovima. Prema Crookesu stanje gasa na tako visokim temperaturama možemo nazvati četvrtim agregatnim stanjem. Termin "plazma" je verovatno prvi upotrebio Langmuir 1929. godine [7].

Pošto je za gasnu plazmu karakteristična visoka vrednost energije po čestici, to znači da se prisutni atomi i molekuli kreću mnogo brže nego u gasu i pritom se sudaraju, usled čega može doći do neelastičnih sudara (tzv. sudari druge vrste). U tom slučaju, ukoliko je energija čestica dovoljno velika desiće se ionizacija prvobitno neutralnih gasnih atoma. U zavisnosti od načina dovođenja energije česticama gasa razlikujemo više vrsta ionizacije (termojonizaciju, fotojonizaciju, ionizaciju električnim poljem). Istovremeno sa ionizacijom, u plazmi se dešava i inverzan proces-rekombinacija, a samo postojanje ova dva procesa u istom sistemu, nakon relativno kratkog vremena dovodi do uspostavljanja dinamičke ravnoteže. Tako, koncentracija ionizovanih atoma ostaje stalna tokom vremena [7].

Navedenim procesima, dolazimo do jedne od najbitnijih karakteristika gasne plazme, a to je nalaženje jednog dela njenih čestica u ionizovanom stanju. Najkraća definicija gasne plazme bi bila: visokotemperaturni gas sa neutralnim i ionizovanim atomima i elektronima, uz neophodno ukazivanje na prisutnost znatnog elektromagnetskog (mikroskopskog) polja. U ovom radu će nam upravo to polje biti najvažnije, tačnije njegov električni deo.

Postojanje elektromagnetskog polja koje brzo fluktuiru u vremenu i kako se menja od tačke do tačke, utiče na kretanje nanelektrisanih čestica putem Lorentzove sile. Istovremeno, ono je određeno položajima i brzinama svih čestica plazme. Tako dolazimo do zaključka da posredstvom prisutnog elektromagnetskog polja, svaka pojedina čestica istovremeno interaguje sa svim ostalim česticama. Ovakav tip interakcije se označava kao kolektivna interakcija. S druge strane u uslovima kada jedna čestica nekog fizičkog sistema u jednom trenutku interaguje samo sa jednom česticom, realizovaće se binarna interakcija. U plazmi su u izvesnoj meri prisutna oba vida interakcije. Na ovaj način možemo doći do još jedne definicije plazme, ukoliko kažemo da je sistem nanelektrisanih

čestica plazma, jedino ako se njegovo fizičko ponašanje određuje kolektivnom interakcijom prouzrokovanim Coulombovom silom (jer je ona sila dugog dometa, pa se i pri relativno malim koncentracijama nanelektrisanih čestica, kolektivna interakcija oseća).

## 1.2 PARAMETRI PLAZME

Do sada smo govorili o "česticama" plazme, ali nismo preciznije rekli koje su to čestice. Sastav plazme, kao kvalitativna karakteristika, može biti raznovrstan: atomi, elektroni, ekscitovani atomi (različitog stepena pobuđenja), jednostruko i višestruko ionizovani atomi, ekscitovani joni, molekuli... Kvantitativno, plazma se karakteriše u prvom redu koncentracijama i temperaturama pojedinih komponenata (oznakama  $n_\alpha$ ,  $T_\alpha$  respektivno, gde je  $\alpha$  obeležje za pojedine vrste čestica).

## 1.3 KRITERIJUMI PLAZMENOG STANJA

Da bismo jedan sistem nanelektrisanih (ili delom nanelektrisanih i delom neutralnih) čestica mogli nazvati plazma, potrebno je da zadovolji određene zahteve.

Kao prvo, takav skup čestica bi trebao da bude makroskopski gledano, elektroneutralan. To znači da u određenoj zapremini bude ispunjen uslov  $\sum e_\alpha n_\alpha = 0$ . Lako se pokazuje [7] da su linearne dimenzije sfere (pod pretpostavkom da se radi o izotermnom sistemu) iz koje, pod uticajem termalnog kretanja mogu izaći sve čestice jednog znaka nanelektrisanja, reda veličine Debyevog radijusa ( $r_D$ ) [7]:

$$r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n}} \quad (1)$$

To je, dakle maksimalni radius one sfere unutar koje može doći do odstupanja od elektroneutralnosti usled termalnog kretanja čestica. Ovako se o elektroneutralnosti plazme može govoriti samo ako su dimenzije oblasti koju zauzima plazma znatno veće od Debyevog radijusa te plazme, odnosno :

$$D \gg r_D \text{ ili } V \gg r D^3 \quad (2)$$

gde je  $D$  karakteristična dužina oblasti koju zauzima plazma, a  $V$  je njena zapremina.

Kao drugo, tendencija ka makroskopskoj elektroneutralnosti uzrokuje nastanak plazmenih oscilacija koje, da bi se razvile na mestu slučajno nastalog odstupanja od nulte gustine prostornog nanelektrisanja, zahtevaju da uticaj sudarnih procesa bude mali. Amortizujući efekat sudara na plazmene oscilacije će biti veoma mali, ako je za svaku vrstu čestica ispunjen uslov :

$$\omega_{p\alpha} \gg \nu_\alpha \quad (3)$$

gde je  $\omega_{p\alpha}$  plazmena frekvencija za tu vrstu čestica ( $\omega_{p\alpha} = \sqrt{(e_\alpha^2 n_\alpha) / (\epsilon_0 m_\alpha)}$ ), a  $\nu_\alpha$  je totalna sudarna frekvencija ( $\nu_\alpha = \sum_\beta \nu_{\alpha\beta}$ ).

Znači ako su zadovljene nejednakosti (2) i (3), posmatrani sistem možemo nazvati plazmom. Praktično svaki gas na relativno visokoj temperaturi postaje plazma [7].

## 1.4 UVODNE NAPOMENE O ELEKTROMAGNETNOM ZRAČENJU PLAZME

Obzirom da je plazma jak izvor elektromagnetskog zračenja u širokom delu spektra, proučavanje zračenja nam može pružiti informacije o fizičkim procesima u plazmi i

mehanizmima emisije. Spektralne karakteristike zračenja plazme u laboratorijskim uslovima se razlikuju od zračenja crnog tela, što ukazuje da se takva plazma ne nalazi u stanju potpune termodinamičke ravnoteže. Naime, radijacioni gubici plazme su uvek manji nego što bi bili kada bi plazma zračila kao crno telo iste temperature. Zračenje plazme koja je u stanju TDR je izotropno i njegove karakteristike su određene Planckovim formulama za zračenje crnog tela. Prema principu detaljne ravnoteže, koji tvrdi da svaki mikroskopski proces u nekom fizičkom sistemu ima svoj jednakovarovan inverzni proces, stanje potpune TDR se postiže onda kada se brzine odgovarajućih procesa (direktnog i inverznog) izjednače [7] što je potreban i dovoljan uslov. Pomenuto stanje TDR plazma može da dostigne ako su temperature svih komponenti  $T_\alpha$  jednakove u svim tačkama prostora, tj. ako ne postoje nikakvi gradijenti temperature, a ni gradijenti koncentracije čestica. Tako u homogenom stanju, bliskom ravnoteži sa okolinom, teži praktično svaki fizički sistem, bez obzira na njegovo početno stanje. Plazma koja je u stanju TDR se naziva "slabo neidealna", jer se ponaša vrlo slično ponašanju idealnog gasa, u smislu da se tada njena ukupna energija malo razlikuje od vrednosti koju bi imala kada bi bila idealan gas, tj. kada njene čestice ne bi međusobno interagovali Coulombovim silama.

Mehanizmi emitovanja fotona se obično dele na nekoherentne ("individualne") i koherentne ("kolektivne").

*Nekoherentna emisija* se dešava pri prelazu jednog elektrona iz početnog u krajnje stanje, a totalna emisija je prosto suma zračenja pojedinačnih elektrona. Smatramo da je svaki pojedinačni akt emisije sa velikim stepenom tačnosti nezavisan od ostalih (mada su, realno svi elektroni međusobno u neprekidnoj interakciji posredstvom mikroelektričnog polja). Ovakvo zračenje ne može da po intenzitetu premaši zračenje crnog tela na istoj frekvenciji.

*Koherentna emisija* odgovara slučaju kada emituje ceo kolektiv nanelektrisanih čestica, prvenstveno na frekvencijama u blizini elektronske plazmene frekvencije ( $\omega_{pe}$ ) ili na drugim diskretnim frekvencijama povezanim s ovom. Intenzitet zračenja u slučaju koherentne emisije može znatno da premaši intenzitet zračenja crnog tela na istoj frekvenciji.

Kod nekoherentne emisije obično razlikujemo tri tipa prelaza elektrona iz početnog ("initial") u krajnje ("final") stanje [7] :

- a. slobodno-slobodni prelazi, kod kojih i početno i krajnje stanje elektrona odgovara slobodnom elektronu, te oni daju kontinualan spektar. Emisija zračenja nastupa onda kada je ubrzanje elektrona različito od nule. U slučaju sudara sa drugom česticom ili zidom suda nastaje zakočno zračenje, dok u slučaju ciklotronske rotacije elektrona u spoljašnjem magnetnom polju nastaje ciklotronsko zračenje.
- b. slobodno-vezani prelazi, kod kojih je u početnom stanju elektron sloboden, a u krajnjem stanju vezan u atomski omotač, se dešavaju prilikom rekombinacije i zahvata elektrona. Oslobođeni foton može imati proizvoljnu energiju, ali ne manju od energije veze ugrađenog elektrona ( $E_b$ ). Zbog toga je spektar kontinualan, a prisutne frekvencije su iznad  $\nu_{min}=E_b/h$ .
- c. vezano-vezani prelazi, koji odgovaraju prelazima elektrona sa jedne orbite na drugu u atomskom omotaču, dok energija fotona odgovara razlici energija početnog i krajnjeg stanja. Spektri nastali ovakvim prelazima su linijski i karakteristični su za određene atomske vrste prisutne u plazmi.

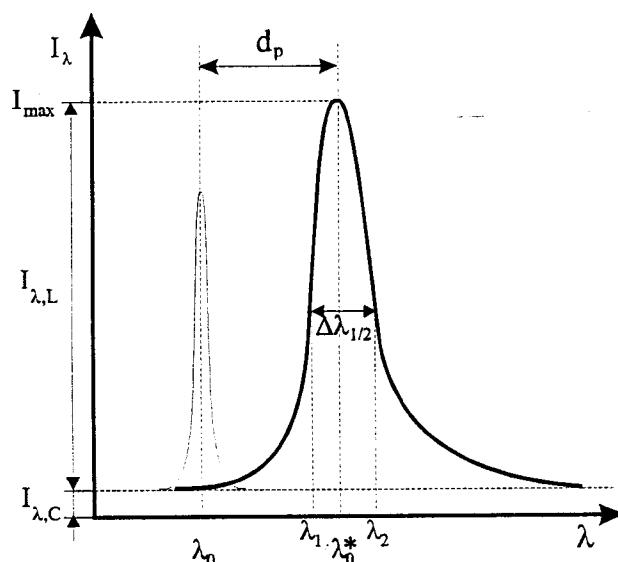
U realnoj situaciji, atom-emiter se nalazi u stalno prisutnom mikroelektričnom polju koje stvaraju okolne nanelektrisane čestice. Zato se nekoherentno zračenje u izvesnoj meri modifikuje postojanjem kolektivnih efekata. Neke od modifikacija su npr. Gauntov faktor kod zakočnog zračenja, doprinos konačnoj širini linije ciklotronskog zračenja itd., a nama je najzanimljiviji Starkov efekat širenja spektralnih linija, tačnije asimetrija linije izazvana uticajem jonskog mikroelektričnog polja.

## 2.0 PROFIL SPEKTRALNE LINIJE. ŠIRENJE LINIJE

U predhodnoj glavi je nagovešteno, da izučavanje linijskih spektara emitovanih iz gasne plazme može da pruži obilje informacija o fizičkim procesima i uslovima u njoj. Emitovanje zračenja tačno određenih frekvencija je tipičan kvantno-mehanički fenomen. Objasnjenje linijskih spektara se zasniva na pretpostavci da atom može egzistirati u stacionarnom stanju samo na strogo određenim energijskim nivoima, te da postoji izvesna verovatnoća za prelaz elektrona sa jednog diskretnog energijskog nivoa na drugi, uz emisiju (apsorpciju) fotona čija je energija tačno jednak razlici energija početnog i krajnjeg stanja. Kada je reč o gasnoj plazmi, ne radi se samo o elektromagnetnom zračenju atoma, već i jona, te je ubuduće bolje koristiti opštiji izraz-emiter.

Osnovne karakteristike spektralne linije su intenzitet linije i oblik profila linije. Pod intenzitetom  $I$  (tačnije, totalnim intenzitetom) se podrazumeva izračena energija u vidu fotona svih frekvencija, u jedinici vremena, kroz normalnu jedinicu površine i po jediničnom prostornom uglu, dok se pod spektralnim intenzitetom  $I_\lambda$ , misli na izračenu energiju tačno određene  $\lambda$ , takođe u jedinici vremena, po jedinici normalne površine i po jediničnom prostornom uglu. Pošto ovde govorimo o zračenju koje u sebe uključuje spektralne linije, treba definisati i intenzitet spektralne linije  $I_L$ , kao linijski integral spektralnog intenziteta  $I_\lambda$ , onog dela profila, koji ostaje kada od ukupnog spektralnog intenziteta  $I_\lambda$ , oduzmemo spektralni intenzitet kontinuma  $I_{\lambda,c}$  (slika 1). Olakšavajuća okolnost pri proučavanju elektromagnetnog zračenja gasne plazme je to što su intenzitet i oblik profila linije određeni međusobno nezavisnim faktorima, pa se mogu proučavati odvojeno [7].

Termin spektralna "linija" bi doslovno ukazivao na elektromagnetno zračenje strogo određene talasne dužine ( $\lambda_0^*$ ) - monohromatsko zračenje. Međutim, realno su u zračenju posmatrane "linije" uvek prisutni, u manjoj ili većoj meri, fotoni svih talasnih dužina iz nekog uskog intervala  $\Delta\lambda$  oko  $\lambda_0^*$ . Zato kažemo da spektralna linija ima svoj profil prikazan na slici 1.



Slika 1: Izgled neperturbovane spektralne linije ( $\lambda_0$ ) i linije emitovane iz plazme ( $\lambda_0^*$ ) sa označenim parametrima

Profil ne mora nužno biti simetričan. Spektralni intenzitet zračenja je proporcionalan broju fotona ( $I_\lambda \sim nhc/\lambda$ ) i po pravilu je najveći ( $I_{\max}$ ) u centru linije ( $\lambda_0^*$ ). Sa udaljenjem od

$\lambda_0^*$  on opada brže ili sporije, čime dobijamo tzv. krila linije. Osnovna karakteristika profila linije je širina profila na polovini maksimalne vrednosti intenziteta, tzv. poluširina linije ( $w_{1/2}=\Delta\lambda_{1/2}=\lambda_2-\lambda_1$ ). Pored ovoga, bitna obeležja su forma krila linije, odnosno eventualna asimetrija profila. Istovremeno, spektralna linija (tačnije, vrednost energije fotona) može pretrpeti i pomak u odnosu na  $\lambda_0$  (tj.  $h\nu/\lambda_0$ ). Talasna dužina  $\lambda_0$  je ona talasna dužina koja odgovara strogo određenoj energiji fotona nastalog pri prelazu elektrona između energijskih nivoa izolovanog i nepokretnog, tj. neperturbovanog atom-emitera. Znači, talasna dužina ( $\lambda_0^*$ ) na kojoj se registruje maksimum intenziteta zračenja, ne mora da se poklapa sa  $\lambda_0=ch/E_n-E_m$  ( $E_n, E_m$  su energije nivoa neperturbovanog emitera). Logično, pomak registrovane (perturbowane) linije u odnosu na se može izračunati kao  $d_p=\pm(\lambda_0^* - \lambda_0)$  (vidi sl.1).

Dakle, u zavisnosti od fizičkih uslova u kojima se nalazi atom-emiter, doći će do određenih promena u odnosu na zračenje koje bi taj isti emiter davao kada bi bio nepokretan i izolovan od spoljašnjih uslova. Osnovni parametri tih promena su poluširina, pomak i asimetrija spektralne linije.

Četiri glavna uzroka širenja spektralnih linija su [8-11]:

1. Interakcija atoma-emitera sa poljem sopstvenog zračenja, tzv. prirodno širenje. Ono je posledica fundamentalnih osobina materije okarakterisanih Heisenbergovim principom neodređenosti ( $\Delta E\Delta t \geq h$ ), prema kojem diskretni energijski nivoi između kojih elektron može da vrši prelaz ne mogu biti beskonačno uski, tj. ne mogu imati tačno definisane energije. Prema kvantnoj mehanici, usled interakcije sa poljem zračenja, vreme života pobuđenog energijskog nivoa  $E_n$  ( $\tau_n$ ) biva konačno, te neodređenost energije za dato stanje ( $\Delta E_n$ ) raste, a samim tim i neodređenost energije fotona ( $h\nu_{nm}$ ) koji nastaje prelaskom elektrona sa jednog energijskog nivoa (n) na drugi (m). Tako, prirodna poluširina linije zavisi od prirode prelaza i atomskih osobina emitera, a ne i od sredine u kojoj dolazi do emisije. Doprinos prirodnog širenja ukupnoj širini linije, je u odnosu na ostale mehanizme širenja kod laboratorijskih plazmi praktično zanemarljiv.
2. Termalno kretanje skupa emitera, tzv. Dopplerovo širenje. Gubitak monohromatičnosti zračenja emitovanog iz gasne plazme je u ovom slučaju posledica pomeranja učestanosti usled Dopplerovog efekta. Kod svakog pojedinog atoma-emitera se može govoriti o Dopplerovom pomaku talasne dužine zračenja koje on emituje, dok će sumarni efekat (superpozicija svih pojedinačnih pomaka) biti registrovan kao Dopplerovo širenje profila spektralne linije. Pomak nastaje kao posledica relativnog kretanja izvora elektromagnetskog zračenja i posmatrača, usled čega dolazi do registrovanja različite frekvencije u odnosu na onu koju izvor realno emituje:

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{v}{c} \nu_0 \quad (4)$$

gde je:  $\nu_0$ -frekvencija emitovanog zračenja,  $\nu$ -frekvencija registrovanog zračenja,  $v$ -brzina relativnog kretanja.

Pošto je u gasnoj plazmi uvek prisutna komponenta termalnog kretanja emitera, to znači da sa Dopplerovim širenjem moramo računati. Naime, ukoliko se fizički sistem (gasna plazma) nalazi u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR), koje nije termodinamički ravnotežno (TDR), postoje makroskopske brzine kretanja pojedinih vrsta čestica, kao i transportni procesi (difuzija, termodifuzija, provođenje topline) koji su rezultat promenljivosti koncentracije i temperature svake vrste čestica ( $n_\alpha, T_\alpha$  respektivno)

od tačke do tačke. Kretanje je posledica Maxwellizacije funkcija raspodela tj. težnje sistema ka stanju TDR putem međučestičnih sudara, kojem teži svaki fizički sistem bez obzira na početne funkcije raspodele. Usled velike razlike u masi teških čestica i elektrona, prenos energije sudarima je otežan, te brzo dolazi do uspostavljanja delimične termodinamičke ravnoteže (a ne TDR) i tada su funkcije raspodele oblika:

$$f_\alpha(\vec{v}) = n_\alpha \left[ \frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha} \right]^{3/2} e^{-\frac{m_\alpha v^2}{2k_B T_\alpha}} \quad (5)$$

Ovakav fizički sistem je neizoterman, jer različite vrste čestica imaju različite temperature u istoj tački prostora. Vreme potrebno da plazma postane izotermna je  $\tau \sim 1/\delta$  gde je  $\delta \approx \frac{2m_e}{m_{ion}}$ . Ako posmatramo samo duž jednog pravca, i pretpostavimo da je u datoj plazmi u stanju LTR prisutno samo termalno kretanje emitera i da oni zadovoljavaju Maxwellovu funkciju raspodele po brzinama, oblika:

$$P_\alpha(v) = \left( \frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha} \right)^{1/2} e^{-\frac{m_\alpha v^2}{2k_B T_\alpha}} \quad (6)$$

gde je:  $P_\alpha(v)$  verovatnoća da je brzina emitera u intervalu  $(v, v+dv)$ , tada se na osnovu (4) i  $P_\alpha(v-v_0) dv = P_\alpha(v) dv$ , kao i  $\omega = 2\pi v$ , za profil emitovanog zračenja dobija:

$$P_\alpha(\Delta\omega) = \frac{c}{\omega_0} \left[ \frac{m_\alpha}{2\pi k_B T_\alpha} \right]^{1/2} e^{-\frac{m_\alpha}{2k_B T_\alpha} \left[ \frac{\omega - \omega_0 c}{\omega_0} \right]^2} \quad (7)$$

odnosno:

$$P_\alpha(\Delta\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi \Delta\omega_{T_\alpha}}} e^{-\left( \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{T_\alpha}} \right)^2} \quad (8)$$

gde je  $P_\alpha(\Delta\omega)$  broj emitera koji emituje zračenje u intervalu frekvencija  $(\omega, \omega + d\omega)$  u odnosu na ukupan broj emitera, a  $\Delta\omega_{T_\alpha} = (\omega_0/c) \sqrt{(2k_B T_\alpha / m_\alpha)}$  je vrednost kojoj odgovara maksimum intenziteta podeljen sa e. Profil  $P_\alpha(\Delta\omega)$  je u stvari simetrični Gaussov profil, sa Dopplerovom poluširinom:

$$\Delta\omega_{1/2}^D = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\omega_{T_\alpha} \text{ odnosno } \Delta\lambda_{1/2}^D = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{c} \Delta\nu_{T_\alpha} \lambda_0 \quad (9)$$

Uočljivo je da je Dopplerovo širenje znatno kod spektara lakih atoma u plazmama visoke temepeature i da svaka vrsta čestica doprinosi širenju emitovane linije, dok usled Dopplerovog efekta ne dolazi do pomaka linije.

3. Širenje usled pritiska, tj. širenje koje je posledica nekoliko mehanizama interakcije emitera sa pertuberima. Generalno, postoje dve najbolje prihvácene teorije širenja usled pritiska: sudarna-prema kojoj na širenje profila najvažniji uticaj imaju učestanost neelastičnih i elastičnih sudara, odnosno koncentracija čestica u izvoru elektromagnetskog zračenja; kvazistatička-prema kojoj perturber miruje u blizini atoma emitera koji emituje zračenje perturbovane frekvence  $\omega_0 + \Delta\omega$ . Međutim, ove dve teorije su samo granični slučajevi opšteg stava (tzv. recipročnog zakona) da frekvenca harmonijskog oscilatora (karakteristična za atom koji emituje) biva poremećena tako da je perturbacija  $\Delta\omega$  obrnuto proporcionalna određenom stepenu rastojanja od emitera do perturbera:

$$\Delta\omega(r) = \frac{C_p}{r^p} \quad C_p = const \quad (10)$$

gde je  $\Delta\omega$  rastojanje od centra neperturbovane linije u skali učestanosti.

Širenje usled pritiska obuhvata:

- Van der Waalovo širenje ( $p=6$ ) usled interakcije sa neutralnim perturberima, posredstvom sila kratkog dometa. Uticaj blizine neutralnih perturbera na nivo emitera, se manifestuje u zavisnosti razlike energijskih nivoa od rastojanja emiter-perturer. Ono je značajno samo za plazme sa visokom koncentracijom neutrala.
- Rezonantno širenje ( $p=3$ ), koje nastaje ukoliko struktura energijskih nivoa emitera i perturbera pruža mogućnost rezonantnog skraćenja vremena života pobuđenog stanja emitera usled efekta izmene pobuđenja, čime se prema Heisenbergovom principu povećava neodređenost energije. U najvećem broju slučajeva za eksperimentalne uslove ovo širenje je zanemarljivo.
- Starkovo širenje elektičnim mikropoljem nanelektrisanog perturbera. Ovo širenje je posledica Starkovog efekta-promene energijskih nivoa i verovatnoće prelaza kod atoma, molekula i kristala pod dejstvom električnog polja. To polje može biti spoljašnje ili unutrašnje nehomogeno polje, generisano nanelektrisanim česticama u blizini atoma (jona)-emitera.

Pod dejstvom električnog polja dolazi do efekta pomeranja i cepanja energijskih nivoa u atomu što se manifestuje širenjem spektralne linije, tj. spektralne raspodele emitovane energije. Kod vodonika i njemu sličnih atoma ili jona, kao i kod jako eksitovanih nivoa drugih atoma, dominira linearni Starkov efekat (pomeranje energijskog nivoa emitera  $\Delta E_n$ , odnosno širenje spektralne linije, je proporcionalno jačini elektičnog polja  $\Delta\omega \sim F^{1/2}$  u tački prostora gde se nalazi emiter, gde je  $p=2$ ). U tom slučaju, spektralna linija je samo proširena, ali ne i pomerena u odnosu na  $\lambda_0$ .

S druge strane, kod težih atoma (jona), ili u poljima većeg intenziteta ( $F > 10^7$  V/m), doći će i do dopunskog efekta izazvanog kvadratičnom zavisnošću  $\Delta E_n$  od elektičnog polja ( $p=4$ ), te linija trpi dodatno širenje, ali i pomeraj u odnosu na  $\lambda_0$ , odnosno, moguća je i pojava asimetrije krila linije. Spoljni, udaljeniji energijski nivoi emitera su i kod linearног i kod kvadratičnog Starkovog efekta osetljiviji na uticaj električnog polja nego oni nivoi koji odgovaraju nižim energijama elektrona u atomu. Kod viših stepena ionizacije, Starkovo širenje se može zanemariti.

Električno mikropolje u plazmi je proizvedeno od strane nanelektrisanih komponenti-elektrona i jona. Ono je prostorno i vremenski promenljivo, pa su pomeranja energijskih nivoa za različite atome različita, čime je sumarni efekat: širenje i pomeranje spektralnih linija. Istovremeno, spektralna linija može biti i asimetrična (usled kvadrupolne interakcije ili povratnog dejstva emitera na perturber), a može imati i zabranjene komponente jer dolazi do narušavanja izbornih pravila, ili imati satelite usled dvokvantnih prelaza. Srednji intenzitet električnog mikropolja kojim jedna nanelektrisana čestica deluje na svog "najблиžeg suseda" je reda veličine:

$$F_{\text{mik}} \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{r^2} \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \cdot n^{2/3} \quad (11)$$

što u tipičnom laboratorijskom slučaju iznosi  $F_{\text{mik}} \sim 1.5$  kV/cm.

Teorija Starkovog širenja spektralnih linija plazme se još ne može smatrati završenom [7]. Naime, atom (jon) emiter je u toku emitovanja perturbovan električnim mikropoljem elektrona i jona plazme, dok su perturbacije veoma izražene u toku sudara

sa tim česticama. Obzirom na veliku razliku u masama elektrona i jona, njihove termalne brzine se na istoj temperaturi znatno razlikuju, pa su i vremena trajanja sudara sa emitom vrlo različita. Trajanje sudara sa elektronom je vrlo malo u odnosu na vremenski interval između dva sudara sa elektronom, tako da se odgovarajuće (perturbujuće) električno polje manifestuje u obliku kratkotrajnih i dobro razdvojenih impulsa, jer je vremenski interval između tih impulsa znatno duži od trajanja samog impulsa. Zbog toga se u Fourierovom razlaganju ovog polja javljaju uglavnom visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenti elektičnog polja se najviše oseća u oblasti oko centra linije, tamo gde je parametar  $\xi = \lambda - \lambda^*$  mali. Ovakav mehanizam Starkovog efekta-sudaranje emitera sa elektronima se označava kao udarno širenje. *Sudarna aproksimacija* je primenljiva (prema klasičnom pristupu) ukoliko je  $\tau_c \ll 1/w$ , gde je  $\tau_c \approx \rho / \langle v \rangle$  vreme trajanja kolizije tj. perturbacije, a  $\rho$ -sudarni parametar,  $\langle v \rangle$ -srednja relativna brzina sistema perturber, emiter i  $w$ -poluširina elektronskog sudarnog Lorentzovog profila u jedinici frekvencije, dok je njena recipročna vrednost ( $1/w$ ) vreme života neperturbovanog stanja emitera.

Ako je vreme trajanja sudara  $\tau_c \geq 1/w$  onda je primenljiva *kvazistatička aproksimacija* u kojoj je kretanje perturbera (u ovom slučaju je to najčešće ion) u toku  $\tau_c$  zanemarljivo, a perturbacija tokom tog vremena konstantna.

Da bi smo pomenuti uslov mogli proveriti preko merljivih veličina dovoljno je  $\rho$  zameniti sa srednjim rastojanjem među česticama  $r_0 = \sqrt[3]{3/(4\pi)}$ , dok je  $\langle v \rangle = (8k_B T / \pi\mu)^{1/2}$ , gde je  $\mu$  redukovana masa sistema emiter, jon perturber.

U slučaju sudaranja sa jonica, glavni uticaj električnog polja se ogleda u oblastima krila linije, jer joni kao sporiji perturberi određuju niskofrekventne komponente mikropolja. Takav Starkov efekat se naziva kvazistatičko širenje, jer jone perturbere teorija tretira kao nepokretne u toku interakcije sa emiterom. Ukoliko kretanje jona nije zanemarljivo, a to je kada vremenska zavisnost jonskog mikropolja ne može biti ignorisana, neophodne su korekcije na dinamiku jona. Teorijski pravci ispitivanja vode ka tzv. unificiranim teorijama koje profil opisuju kao celinu i ka onim teorijama koje posebno analiziraju centar, a posebno krila linije [2]. Obe grupe teorija se zasnivaju na sudarnoj i kvazistatičkoj aproksimaciji, pri čemu se za opisivanje centra linije koristi sudarna aproksimacija i gde su glavni perturberi elektroni, dok se za oblik krila linije odgovornim smatraju joni i računanje se odvija u kvazistatičkoj aproksimaciji. Postoje teorije koje i uticaj jona razmatraju preko sudsarne aproksimacije.

U ovom radu će biti ispitivan uticaj jonskog električnog polja (preko kvazistatičke aproksimacije) na dve linije neutralnog helijuma kao lako elementa, deset linija neutralnog argona i jedne linije neutralnog ugljenika, kao težih elemenata. Dobijene vrednosti Starkovih parametara će biti upoređene sa teorijski dobijenim i tabeliranim [3], [4] za vrednosti elektronske koncentracije  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , kao i sa eksperimentalno dobijenim vrednostima [5], [6].

4. Instrumentalno širenje-usled interakcije emitovanog zračenja sa mernim uređajem. Postoji čak i kod monohromatskog zračenja, jer je spektralna linija difrakciona slika ulazne pukotine spektralnog uređaja. O ovom vidu širenja linije će biti više reči u narednim poglavljima.

### 3.0 STARKOVO ŠIRENJE POD UTICAJEM JONA

Prema Starkovoj teoriji širenja, oblik, poluširina i pomeraj spektralnih linija *neutralnih atoma* su uglavnom određeni elektronskim sudarima sa emitom, dok je uticaj električnog mikropolja, praktično mirujućih jona mnogo manji. Elektronski, sudarni uticaj proizvodi simetričan profil Lorentzovog tipa, dok se uticaj jona (primarno zahvaljujući kvadratičnom Starkovom efektu) registruje kao dodatno širenje i pomeranje (10-20%), ali i asimetrija krila profila. Teorija [3] pokazuje da je za Starkove profile linija emitovanih iz *jona* sasvim zadovoljavajuća aproksimacija Lorentzov simetričan profil, jer je uticaj jonskih perturbera u tom slučaju zanemarljiv.

Uticaj jona na širenje spektralnih linija je obično manji od uticaja elektrona zbog veće pokretljivosti elektrona. Izuzetak su linije kod jednoelektronskih sistema i linije sa zabranjenim komponentama, ali ni tada jonsko širenje nije dominantno. Zato, širenje usled jonskog uticaja uračunavamo (preko funkcije raspodele jonskog mikropolja u plazmi) kao malu popravku na sudarno širenje elektronima. Profil se predstavlja konvolucijom elektronskog sudarnog (Lorentzovog) profila i jonskog kvazistatičkog profila [3]:

$$P(\Delta\omega) = \frac{w_e}{\pi} \int \frac{W(F)dF}{w_e^2 + (\Delta\omega - d_e + CF^2)^2} \quad (12)$$

gde je  $\Delta\omega$ -rastojanje od centra neperturbowane linije ugaone frekvencije  $\omega_0$ ,  $C=C_4/e$  veličina usrednjena po magnetnim kvantnim brojevima ( $C_4$  je konstanta kvadratičnog Starkovog efekta),  $w_e$  i  $d_e$  su elektronska udarna polu-poluširina i elektronski udarni pomeraj profila (čije su vrednosti tabelirane za određene elemente i njihove jednostrukе jone u Griem [3]), dok je  $W(F)$  raspodela električnog mikropolja u plazmi (izračunata na osnovu statističkih zakonitosti i daje nam verovatnoću da električno mikropolje ima zadani intenzitet, tj. da se perturber nalazi na određenom rastojanju od emitera).

Prva izračunavanja profila  $P(\Delta\omega)$  su prikazana kao [12]:

$$j(x) = P(\omega) \cdot \left| \frac{d\omega}{dx} \right| = w_e \cdot P(\omega) \quad (13)$$

To je veza između profila u  $\omega$  skali sa profilom u  $x$  skali, gde je  $x$  redukovana učestanost, odnosno redukovana talasna dužina:

$$x = -\frac{\omega - \omega_0 - d_e}{w_e} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d_e}{w_e} \quad (14)$$

ovde je  $\omega_0$ -učestanost na kojoj neperturbowane linija ima maksimum,  $w_e$  i  $d_e$  su elektronska polu-poluširina i pomeraj linije uzrokovani sudarima emitera sa elektronima, u odgovarajućim mernim jedinicama.

Ako uvedemo normalnu jačinu mikropolja, kao jačinu električnog polja jona (perturbera) nanelektrisanja  $Z\cdot e$  na rastojanju jednakom srednjem rastojanju među česticama:

$$F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Ze}{r_0^2} \quad (15)$$

gde  $r_0$ -odgovara  $\frac{4}{3}r_0^3\pi \cdot n = 1$

možemo definisati bezdimenzionu jačinu električnog polja  $\beta = F/F_0$  kao:

$$W(F) dF = W(\beta) d\beta \quad (16)$$

Dalje, uvođenjem još dva bezdimenziona parametra [3,12] koji opisuju uticaj jona:

$$A = \left( \frac{C F_0^2}{w_e} \right)^{\frac{3}{4}} \propto n_e^{\frac{1}{4}} \quad (17)$$

$$R = \frac{r_0}{r_D} = (36\pi)^{\frac{1}{6}} \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 k_B T_e}} \cdot n_e^{\frac{1}{6}} \quad (18)$$

gde je:  $r_D$ -Debyev radijus, a  $r_0$ -prosečno rastojanje između čestica u plazmi, može se rezultujući  $j(x)$  profil izraziti kao:

$$j_{A,R}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_R(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3} \cdot \beta^2)^2} \quad (19)$$

gde je  $W_R(\beta)$  poboljšana funkcija raspodele električnog mikropolja izvedena u radovima [13,14]. Poboljšanje se sastojalo u tome da su u razmatranje uzeti u obzir i kolektivni efekti (Mozer, Baranger 1960. kasnije i Hooper) koje je Holtsmark (kvazistatičkom teorijom iz još 1919.) zanemarivao pretpostavkom da je emiter perturbovan električnim poljem samo najbližeg jona.

Parametar  $A$  daje doprinos jonskog širenja (kroz stepen asimetrije krila profila), dok parametar  $R$  karakteriše Debyevu ekraniranje jonskog mikropolja elektronima i jonsko-jonske korelacije. Profil spektralne linije, dobijen u ovakovom, elektronski dominantnom sudarnom modelu je disperzionog tipa, ali uticaj jona uračunat u  $j_{A,R}(x)$  profil daje dodatni pomeraj, širinu i asimetriju linije neutrala. Sve ovo važi pod pretpostavkom da se plazma sastoji samo od elektronâ, neutralâ i jednostruko ionizovanih atoma. Asimptotsko ponašanje  $j_{A,R}(x)$  na krilima je [3]:

$$j_{A,R}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\pi x^2} \left[ 1 + \left( \frac{3\pi}{4} \right) A x^{\frac{1}{4}} \right] & x \gg 1 \\ \frac{1}{\pi x^2} & x \ll -1 \end{cases} \quad (20)$$

(za slučaj  $d_e > 0$ ) za krilo u pravcu pomaka linije i za drugo krilo, respektivno, i ono dobro opisuje profil krila linije i u slučajevima kada kvazistatička teorija nije opravdana za primenu u blizini centra linije.

Ukupna teorijska poluširina i pomeraj u maksimumu profila su procenjeni u [3] kao:

$$\begin{aligned} w_t &\approx 2 \cdot [w_e + 1.75A(1 - 0.75R)w_e] \\ d_{tp} &\approx d_e \pm 2A(1 - 0.75R)w_e \end{aligned} \quad (21)$$

dok je pomeraj na polovini intenziteta dat u radu [15]:

$$d_{th} \approx d_e \pm 3.2A(1 - 0.75R)w_e \quad (22)$$

Znak  $\pm$  se odabira u saglasnosti sa znakom elektronskog sudarnog pomeraja de u oblastima niskih elektronskih temperatura ( $T_e \approx 5000$  K). Primena gornjih procena, koje važe za neutralne emitere, je ograničena uslovima [3,12]:

$$R \leq 0.8 \quad 0.05 \leq A \leq 0.5 \quad (23)$$

Pri  $A \leq 0.05$  u razmatranje interakcije emiter-perturberi, treba uzeti u obzir i kvadrupolne efekte izazvane nehomogenošću električnog polja perturbera, dok vrednosti  $A \geq 0.5$  odgovaraju uslovima kada je dominantan linearni Starkov efekat. Uslov  $R \leq 0.8$  je zadovoljen za većinu termalnih plazmi. Vrednosti parametra  $A$  su sve manje ako se radi o dvostruko i višestruko ionizovanim atomima.

Korišćenjem do sada izloženih relacija, poluširina i pomeraji  $j_{A,R}(x)$  profila se mogu prikazati i u obliku [16]:

$$w_t \approx 2 \cdot \left[ 1 + 1.75 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} A (1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} n_e w_e \quad (24)$$

$$d_p \approx \left[ d_e \pm 2 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} w_e A (1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} n_e$$

$$d_{th} \approx \left[ d_e \pm 3.2 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} w_e A (1 - 0.068 n_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} n_e$$

gde se vrednosti za  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$  uzimaju za elektronsku koncentraciju  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , kao što je npr. dato u tabelama reference [3]. Pomeraj spektralne linije računat u piku ( $d_p$ ) i na poluvisini ( $d_{th}$ ) se razlikuju samo u brojnom faktoru uz popravku: 2 odnosno 3.2 zbog asimetrije linije. Treba reći, da se vrednost parametra  $A$  može proceniti jednostavnim upoređivanjem intenziteta krila linije na pozicijama  $\lambda_0^* + \Delta\lambda$  i  $\lambda_0^* - \Delta\lambda$ , gde je  $\lambda_0^*$  pozicija centra eksperimentalnog profila. Ovakvo približno određivanje parametra  $A$ , u sebi nosi nepreciznost zbog slabog intenziteta profila na krilima u odnosu na intenzitet kontinuma i zbog mogućeg uticaja krila susednih linija. Sve što je do sada izloženo je rađeno pod pretpostavkom o jednostruko ionizovanim perturberima.

## 4.0 MODELIRANJE OBLIKA I POMERAJA SPEKTRALNE LINIJE

Obzirom da svi opisani mehanizmi širenja i pomeranja linije deluju nezavisno i istovremeno, eksperimentalno registrovan profil će biti rezultat sumarnog dejstva. Rezultujuća spektralna raspodela je superpozicija uvek prisutnih efekata prirodnog i instrumentalnog širenja, sa ostalim efektima (Dopplerovim, Van der Waalsovim, rezonantnim i Starkovim širenjem).

U opštem slučaju, istovremenim dejstvom dva mehanizma širenja spektralne linije, ne dobija se profil koji je jednostavno algebarski zbir tih profila, već njihova konvolucija, koja u sebi objedinjuje efekte oba uticaja. Neka funkcija  $A(x)$  opisuje širenje spektralne linije jednim, a  $B(x)$  drugim mehanizmom, tada je rezultujuća spektralna raspodela definisana konvolucijom  $K(x)$  te dve funkcije kao:

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(y)B(x-y)dy \quad (25)$$

Ukoliko su npr. obe funkcije  $A(x)$  i  $B(x)$  oblika Lorentzovog profila (normiranog na jedinicu):

$$L(\Delta\omega; \Delta\omega_{1/2}^L) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\omega_{1/2}^L}{(\Delta\omega)^2 + (\frac{\Delta\omega_{1/2}^L}{2})^2} \quad (26)$$

gde je  $\Delta\omega_{1/2}^L$  poluširina Lorentzovog profila, rezultujuća poluširina je:

$$\Delta\omega_{1/2}^r = \Delta\omega_{1/2}^A + \Delta\omega_{1/2}^B \quad (27)$$

gde su  $\Delta\omega_{1/2}^A$  i  $\Delta\omega_{1/2}^B$  poluširine odgovarajućih Lorentzovih funkcija. Odnosno, ako su obe oblike Gaussovog profila (normiranog na jedinicu):

$$G(\Delta\omega; \Delta\omega_{1/2}^G) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi \cdot \Delta\omega_{1/2}^G}} e^{-4\ln 2 \left( \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{1/2}^G} \right)^2} \quad (28)$$

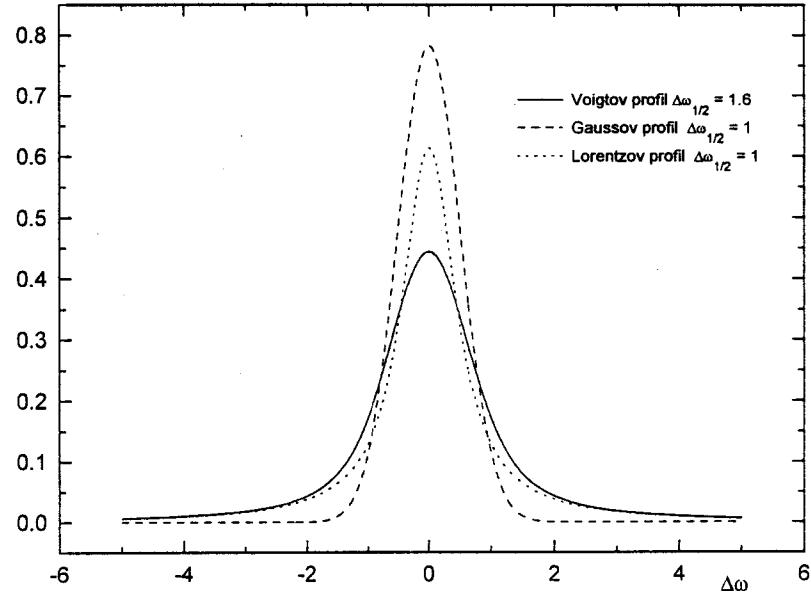
za rezultujući profil dobijamo poluširinu:

$$\Delta\omega_{1/2}^r = \left[ (\Delta\omega_{1/2}^A)^2 + (\Delta\omega_{1/2}^B)^2 \right]^{1/2} \quad (29)$$

Ovo su relativno jednostavni slučajevi, međutim ako su funkcije  $A(x)$ ,  $B(x)$  različite, situacija je komplikovanija i rezultujuća poluširina ( $\Delta\omega_{1/2}^r$ ) ne može biti izražena jednostavnim izrazom. Takav je slučaj i kod dobro poznate konvolucije Gaussovog i Lorentzovog profila, tzv. Voigtovog profila (takođe normiranog na jedinicu):

$$V(\Delta\omega; \Delta\omega_{1/2}^L; \Delta\omega_{1/2}^G) = \frac{\sqrt{\ln 2} \cdot \Delta\omega_{1/2}^L}{\pi^{3/2} \cdot \Delta\omega_{1/2}^G} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-4\ln 2 \left( \frac{\Delta\omega'}{\Delta\omega_{1/2}^G} \right)^2}}{(\Delta\omega - \Delta\omega') + \left( \frac{\Delta\omega_{1/2}^L}{2} \right)^2} d(\Delta\omega') \quad (30)$$

gde samo ako su  $\Delta\omega_{1/2}^L = \Delta\omega_{1/2}^G = \Delta\omega_{1/2}$  za poluširinu Voigtovog profila dobijamo  $\Delta\omega_{1/2}^V \approx 1.6\Delta\omega_{1/2}$ , slika 2.



Slika 2: Izgled Voigtovog, Gaussovog i Lorentzovog profila linije

U laboratorijskim uslovima, dominantna su dva efekta širenja linije elektromagnetsnog zračenja emitovanog iz plazme, Starkov i Dopplerov. Na njih se superponiraju dva uvek prisutna uzroka širenja, prirodno i instrumentalno. Doprinos prirodnog širenja se, u poređenju sa ostalim uzrocima širenja najčešće može zanemariti. Kada se za razlaganje zračenja po talasnim dužinama koristi monohromator i ako su pukotine uzane, instrumentalni profil ima oblik Gaussove raspodele (kao i Dopplerov), tako da i konvolucija koja u sebi objedinjuje efekte instrumentalnog i Dopplerovog širenja ima oblik Gaussove raspodele, čija je poluširina data izrazom:

$$\Delta\omega_{1/2}^G = \sqrt{(\Delta\omega_{1/2}^I)^2 + (\Delta\omega_{1/2}^D)^2} \quad (31)$$

Dalje, da bismo takav profil mogli poređiti sa eksperimentalnim rezultatima, na njega treba konvolucijom superponirati profil izazvan Starkovim efektom. U slučaju jonskih linija Starkov profil je Lorentzovog oblika, a rezultujući eksperimentalni profil je konvolucija Gaussovog i Lorentzovog profila (30) [17,18].

Međutim, kada su emiteri neutralni atomi vodonika i joni vodonikovog tipa ili atomi težih elemenata, Starkov profil nema jednostavnu formu, već je opisan u prva dva slučaja funkcijom  $S(\alpha)$  [19], a u trećem funkcijom  $j_{A,R}(x)$ , obe ove funkcije su date tabelarno [3]. U slučaju spektralnih linija težih atoma, do sada je eksperimentalno registrovan, asimetričan profil bio opisivan konvolucijom Gaussovog i Lorentzovog profila (Voigtov profil), čime se činila sistematska greška, jer je Starkov profil bolje opisan asimetričnom  $j_{A,R}(x)$  funkcijom, umesto simetričnim Lorentzovim profilom. Jedan od razloga za takav, manje precizan metod je bio i taj što je funkcija  $j_{A,R}(x)$  komplikovanog analitičkog oblika i to što je data tabelarno.

Ukoliko pođemo od konvolucije Gaussove i  $j_{A,R}(x)$  funkcije i obzirom da je eksperimentalni oblik linije poznat (dobija se fitovanjem), te da se Gaussova funkcija raspodele može izračunati, ostaje nam da na osnovu procedure dekonvolucije izračunamo parametre Starkovog profila, tj. funkcije  $j_{A,R}(x)$ . Dakle, pošto je Griem teorijskim proračunima već tabelirao profil  $j_{A,R}(x)$  preko četiri parametra  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$ ,  $R$ , te vrednosti možemo proveriti ukoliko izvršimo dekonvoluciju integrala:

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-s) \cdot j_{A,R}(s) ds$$



gde je  $G(x)$  Gaussov profil normiran na jedinicu i dat relacijom (28), a  $j_{A,R}(x)$  Starkov profil takođe normiran na jedinicu i dat sa (19), dok je  $K(x)$  rezultujući konvolucioni profil istovremenog dejstva nezavisnih mehanizama širenja.

Kao rezultat ovakve dekonvolucije dobijaju se eksplisitno izračunati (iz eksperimentalnog profila) Starkovi parametri  $j_{A,R}(x)$  funkcije podložni upoređivanju sa tabeliranim vrednostima i sa vrednostima dobijenim drugaćijim eksperimentalnim metodama. Greška pri određivanju Starkovih parametara ovom metodom je u svakom slučaju manja od one koju daje dekonvolucija simetričnog Voigtovog profila [30] pri određivanju parametara asimetričnog Starkovog profila (sistemska greška je i do 25% [20]). Konkretno, procedurom dekonvolucije ćemo odrediti Starkovu elektronsku polupoluširinu, elektronski pomeraj i parametar  $A$ , pomoću kojih se dalje mogu odrediti ukupna poluširina i pomeraj (21) i (22). Parametar  $R$  se računa na osnovu dijagnostičkih podataka za  $n_e$  i  $T_e$ , pomoću relacije (18).

Nedostaci jednog od uspešnih postupaka dekonvolucije [20] su:

- ◆ primenljivost samo za one izolovane spektralne linije neutralnih elemenata za koje su poznate vrednosti parametara  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$ ;
- ◆ bazira se na vrednostima  $j_{A,R}(x)$  profila koje su za  $-20 \leq x \leq 20$  tabelirane u [21];
- ◆ koristi se širina eksperimentalnog profila na desetini maksimalnog intenziteta, čija greška određivanja može biti znatna ako profil u toj oblasti nije dobro definisan.

Konvolucioni model (32) treba modifikovati iz sledećih razloga:

- ◆ eksperimentalni profili uglavnom su dati kao zavisnost signala sa detektora od talasne dužine ispitivanog zračenja, te u izrazu (32) treba preći sa redukovanih talasnih dužina na realne;
- ◆ amplituda signala sa detektora se obično normiraju na maksimalno izmerenu vrednost intenziteta, ali se nikada površina ispod eksperimentalnog profila ne normira na jedinicu, zato u (32) treba uvesti normirajuću konstantu  $C_n$ ;
- ◆ Gaussov profil veoma brzo opada na krilima (vidi sl. 2), te je njegova vrednost praktično jednaka nuli na rastojanju od centra linije  $\lambda_0^*$ , koja su reda nekoliko poluširina profila. Ova činjenica omogućava zamenu granica integracije  $\lambda \in (0, \infty)$  sa  $\lambda \in [\lambda_0^* - \Delta\lambda, \lambda_0^* + \Delta\lambda]$ , gde se  $\Delta\lambda$  odabira tako da optimizuje tačnost i skrati vreme numeričkih izračunavanja;
- ◆ Hooperova raspodela jačine mikroelektričnog polja  $W_R(\beta)$  u plazmi je tabelirana za neutralne emitere (u radovima [13,14]) i za  $\beta > 10$  njena vrednost je praktično zanemarljiva. To omogućuje odsecanje granica integracije u (19) sa  $\beta \in (0, \infty)$  na  $\beta \in [0, 10]$  i dvodimenzionu interpolaciju tabeliranih vrednosti za  $W_R(\beta)$ . Na ovaj način moguće je numerički računati vrednost  $j_{A,R}(\lambda)$  profila za date parametre  $A$  i  $R$ ;
- ◆ za uske spektralne linije sa poluširinom od približno 0.1 nm, superponirani kontinuum je moguće smatrati konstantnim (a ne funkcijom od  $\lambda$ ), te u izraz (32) treba uključiti nepoznati kontinuum preko parametra  $cont$ .

Konačno, posle ovih korekcija konvolucioni model (32) prilagođen realnim situacijama ima oblik [2]:

$$K(\lambda) = C_n \cdot \Psi_{1,0,0}^{C_G, R}(w_e, d_e, \alpha; \lambda) + cont(\lambda) \quad (33)$$

$$\Psi_{a,b,c}^{C_G,R}(w_e, d_e, \alpha; \lambda) = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} d\lambda (\lambda)^b e^{-C_G(\lambda - \lambda_0)^2} \int_0^{10} \frac{W_R(\beta) \cdot (\beta)^c}{\left[ 1 + \left( \frac{\lambda - (\lambda_0 + d_e)}{w_e} - \alpha\beta^2 \right)^2 \right]^a} d\beta \quad (34)$$

gde su: a,b,c oznaće koje olakšavaju pisanje gradijenta modelne funkcije kojima je određen gradijent  $\chi^2$  funkcije;

$\lambda_0$  je talasna dužina posmatrane linije, kada je ona emitovana iz referentnog izvora niskog pritiska (u ovom slučaju Geisslerove cevi za argon i helijum, a neonske lampe niskog pritiska za ugljenik). Tada je spektralna linija od interesa nepomerena, a proširena je samo usled instrumentalnog širenja [22]. Oblik joj je veoma dobro opisan Gaussovim profilom (28) sa instrumentalnom poluširinom  $\Delta\lambda_{1/2}^I$ , koja se određuje fitovanjem (ukoliko je širina pukotine monohromatora relativno mala, 5-50  $\mu\text{m}$ ). Samom položaju centra tako podešavanog Gaussovog profila se dodeljuje vrednost talasne dužine iz tablica [33];

$\Delta\lambda$  je empirijski usaglašena vrednost (0.5 nm) koja određuje granice integracije po talasnim dužinama u izrazu (34). Ona praktično obuhvata interval redukovanih talasnih dužina  $-25 \leq x \leq 25$ ;

$C_G$  Gaussova konstanta, koja u sebi objedinjuje istovremeni uticaj dva nezavisna mehanizma širenja profila: Dopplerov i instrumentalni. Pošto oba mehanizma daju Gaussove profile, njihova konvolucija će takođe biti Gaussov profil, poluširine:

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = \sqrt{(\Delta\lambda_{1/2}^I)^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^D)^2} \quad (35)$$

gde je  $\Delta\lambda_{1/2}^D$  definisano relacijom (9). Sama konstanta  $C_G$  je zato definisana kao:

$$C_G = \frac{4 \ln 2}{(\Delta\lambda_{1/2}^G)^2} \quad (36)$$

i ona se unapred izračunava, te se koristi kao ulazni podatak.

$w_e, d_e, \alpha = A^{4/3}$  Starkovi parametri (elektronska polu-poluširina, elektronski pomeraj, i parametar jonskog širenja  $A$ ). Oni se u ovom slučaju podešavaju Levenberg-Marquardtovim metodom minimizacije  $\chi^2$  funkcije [31];

$C_n$  normirajuća konstanta koja se zajedno sa Starkovim parametrima podešava na osnovu eksperimentalnog profila, a izražava se u jedinicama (r.j.i.)/ $\text{\AA}$ , gde je r.j.i. skraćenica od : relativnih jedinica intenziteta;

$cont(\lambda)$  kontinuum koji bi takođe trebalo podešavati Levenberg-Marquardtovim metodom. Ispostavilo se da je pogodnije oblik ove funkcije odrediti pre sprovođenja Levenberg-Marquardtovog metoda. Naime, uzima se po 10 -15 tačaka sa oba krila eksperimentalnog profila i na njih se podešavaju parametri prave linije. Nagib takve linije je u 60% slučajeva mnogo manji ili uporediv sa svojom standardnom greškom. To znači da je kontinuum nezavisno od talasne dužine u spektralnom intervalu merenja od 1 nm. Ovako dobijene vrednosti nagiba i odsečka prave određuju vrednost kontinuma  $cont(\lambda)$  koji se u intervalu talasnih dužina od 1 nm može predstaviti linijom  $cont(\lambda) = a + b\lambda$ . Vrednosti parametara  $a$  i  $b$  dobijene Levenberg-Marquardtovim metodom se poklapaju sa ovako određenim vrednostima u granicama greške, a sa druge strane je vreme podešavanja ostalih parametara skraćeno za oko 30% [2]. Oduzimanjem ovako dobijenog kontinuma od eksperimentalne vrednosti, broj parametara za podešavanje se smanjuje na četiri ( $w_e, d_e, \alpha, C_n$ ), te je redukovani model oblika:

$$K(\lambda) = C_n \cdot \Psi_{1,0,0}^{C_G, R}(w_e, d_e, \alpha; \lambda) \quad (37)$$

Parametri koji se zadaju kao ulazne vrednosti su Gaussova konstanta  $C_G$  i parametar Debyevog ekraniranja i međujonske korelacije  $R$ . Za fitovanje konvolucionog modela (37) na eksperimentalni profil, koristi se Levenberg-Marquardtova procedura [31] u kojoj je neophodno odrediti  $\chi^2$  funkciju, njen gradijent i odgovarajuću matricu zakrivljenosti.

## **5.0 APARATURA I USLOVI MERENJA**

Obzirom da su u ovom radu korišćeni eksperimentalni rezultati iz radova Mijatović [1], Nikolić [2], više pažnje će biti posvećeno obradi tih rezultata (glava 6), a ne samom načinu merenja i tehničkim karakteristikama aparature.

### **5.1 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG He**

Radi snimanja linija HeI kao najlakšeg elementa nevodoničnog tipa, na niskim elektronskim koncentracijama, za izvor plazme je korišćen impulsni luk pod niskim pritiskom.

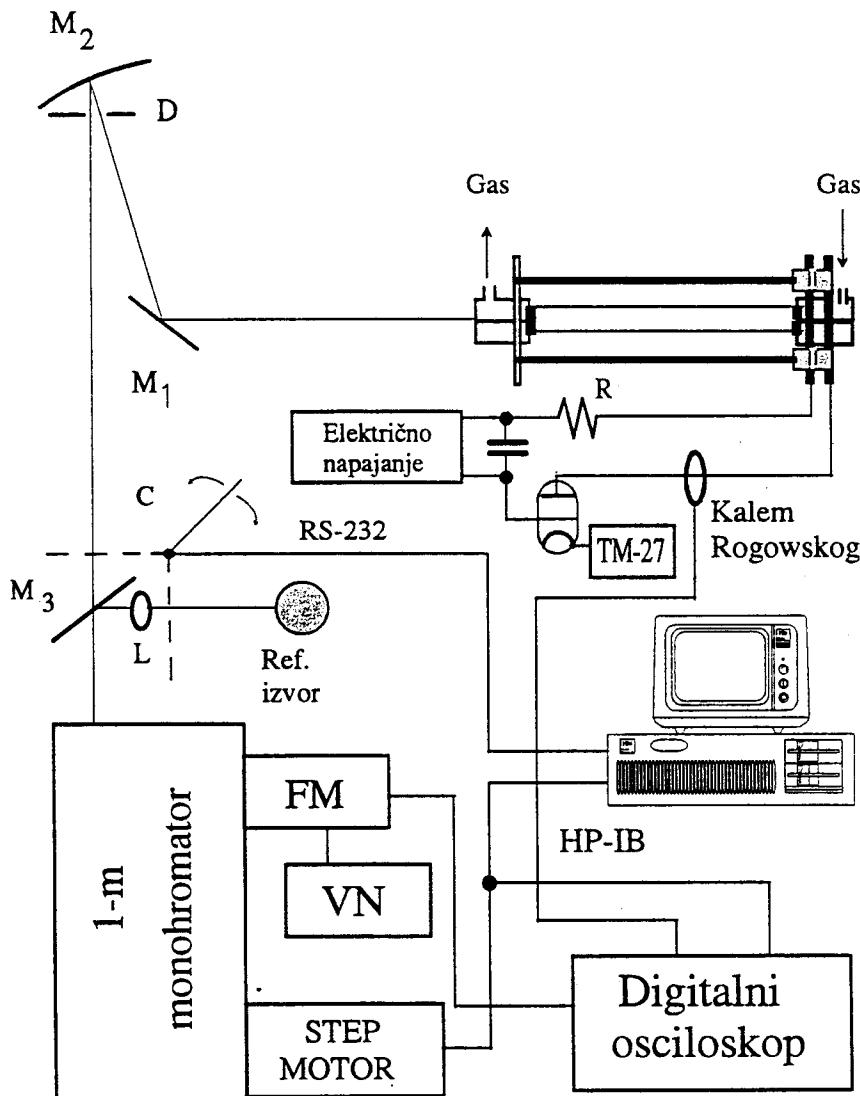
Cev za pražnjenje je od cirkonijumskog stakla dužine 17 cm i unutrašnjeg prečnika 8 mm. Elektrode su od aluminijuma, na rastojanju od 16 cm i probušene su duž ose, tako da je omogućeno posmatranje zračenja iz plazme duž ose cevi, kao i prolazak laserskog zraka pri podešavanju položaja samog luka i optičkog sistema.

*Gasni sistem* se sastoji od: vakuum pumpe kojom se sistem evakuše do pritiska ispod 0.01 mbar, boce sa mešavinom gasova (80% vodonika i 20% helijuma) i trapova u kojima se kondenzacijom eliminišu nečistoće, igličastog ventila i manometra koji služe za podešavanje i merenje pritiska radnog gasa na vrednosti od 1.7 mbar.

*Električni sistem* obezbeđuje visoki napon za pražnjenje (4 kV) pomoću visokonaponskog ispravljača (visokonaponski transformator, otpor za ograničavanje struje, visokonaponska ispravljačka dioda). Ovom sistemu (slika 3) pripadaju još i kondenzator ( $2.5 \mu F$ ) koji se prazni kroz impulsni luk preko otpora za prigušenje oscilacija i tiratrona koji okida jedinicom za okidanje TM 27. Kalem Rogowskog služi za kontrolu i praćenje oblika struje pražnjenja (preko magnetnog polja koje ta struja izaziva, tj. elektromotorne sile indukovane magnetnim poljem), ali i za okidanje mernih uređaja.

*Optički sistem* pomoću kojeg je posmatrano zračenje emitovano duž ose luka, u sebe uključuje: ravno  $M_1$  i konkavno  $M_2$  ogledalo, delimično propusno (reflektujuće) ogledalo  $M_3$ , 1-m monohromator sa rešetkom od 1200 nareza po milimetru i širinom pukotine od 15  $\mu m$ . Difrakcionu rešetku pomera step motor sa direktnim prenosom na zavrtanj maksimalne rezolucije 36000 koraka po obrtaju. Takođe, ovde spada i sočivo L, koje fokusira zračenje iz referentnog izvora zračenja R. U ovom slučaju kao izvor samo prirodno proširenih i nepomerenih linija, koristi se Geisslerova cev za pražnjenje. Radi mogućnosti izbora posmatranog zračenja (izvor plazme ili referentni izvor), a da se pri tome ne menja talasna dužina nameštena na monohromatoru, potreban je i svetlosni prekidač C. Na izlaznu pukotinu monohromatora postavljen je fotomultiplikator koji pretvara optičke signale u električne. Veći deo aparature je prikazan shematski na slici 3.

Izlaz fotomultiplikatora je povezan sa digitalnim osciloskopom radi registracije signala i njegovog razlaganja po vremenu. Osciloskop se okida pomoću signala sa kalema Rogowskog, a referentna tačka za merenje vremena je bilo vreme koje odgovara maksimumu struje pražnjenja. Obzirom na prednost digitalnog nad analognim osciloskopom, ovde je svaka izmerena vrednost u stvari, srednja vrednost 64 primljena signala. Rad osciloskopa je kontrolisan preko personalnog računara, koji istovremeno upravlja radom kontrolera koračnog motora. Korak pomeraja difrakcione rešetke je 0.005 nm, osim u slučaju snimanja vodonikove linije H<sub>γ</sub>, kada je iznosio 0.1 nm. Snimljeni profili helijumovih linija se mogu videti na slikama 15, 19 (glava 6).



Slika 3: Shematski prikaz aparature

### 5.1.1 Samoapsorpcija spektralnih linija

S obzirom da je zračenje plazme posmatrano duž ose cevi za pražnjenje (slika 3) [1], optički put koji prelazi zračenje je relativno dugačak (praktično jednak dužini plazmenog stuba). To znači da efekti samoapsorpcije mogu biti od velikog nepoželjnog uticaja na oblik registrovanih spektralnih linija. U slučaju kada je dužina plazme fiksna, prisustvo samoapsorpcije spektralnih linija je moguće kontrolisati koncentracijom čestica emitera posmatranog zračenja (u ovom slučaju atoma helijuma). Smanjivanjem koncentracije emitera, smanjuje se verovatnoća da emitovani fotoni budu apsorbovani od strane atoma istog tipa kao i emiter, a time i verovatnoća za samoapsorpciju linije u celini. Odnos smeše vodonika i helijuma u radnoj mešavini (80% : 20%) je određen tako da efekat samoapsorpcije bude zanemarljiv. To je postignuto na osnovu činjenice da samoapsorpcija linije povećava njenu poluširinu, te se sukscesivnim promenama odnosa koncentracije čestica H i He menja uticaj samoapsorpcije sve do trenutka kada taj uticaj posaje minimalan i nezavisan od daljeg smanjivanja koncentracije atoma emitera. Time je uticaj samoapsorpcije spektralnih linija eliminiran i postignut je dovoljan intenzitet linija u odnosu na prisutni šum.

### 5.1.2 Merenje elektronske koncentracije

Određivanje elektronske koncentracije je zasnovano na zavisnosti indeksa prelamanja plazme od elektronske koncentracije. Instrument kojim je merena elektronska koncentracija je laserski interferometar, kod kojeg se koristi činjenica da pri prolasku elektromagnetsnih talasa kroz plazmu, dolazi do faznog pomeraja talasa u odnosu na talas koji pređe isto rastojanje u vakuumu. Za određene uslove u plazmi važi [1]:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{L}{\lambda} \cdot (1 - n) = 4.49 \times 10^{-14} \lambda \cdot n_e \cdot L \quad (38)$$

gde je  $L$  dužina plazme, a  $n$  njen indeks prelamanja, dok je  $\Delta\phi$  fazna razlika. Interferometar koji je korišćen u radu [1] se sastoji od CO<sub>2</sub> lasera, kao izvora svetlosti talasne dužine  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  i koji služi kao aktivni rezonator, dalje, sistema ogledala, detektora i plazme (čija se elektronska koncentracija određuje) kroz koju prolazi zrak koji interferira sa referentnim zrakom iz lasera. Interferencijom ovih zrakova dolazi do naizmenične pojave interferacionih maksimuma i minimuma, čijom se detekcijom i analizom na digitalnom osciloskopu može doći do procene  $n_e$ . Naime, fazna razlika između talasa koji prolaze kroz transmisioni i referentni kanal zavisi (a samim tim i strujni signal na osciloskopu, odnosno smenjivanje min. i maks. vrednosti) od promene koncentracije elektrona u plazmi.

Rezultati merenja koncentracije elektrona u plazmi na ovakav način, za vremena za koja su vršena i merenja profila He linija, mogu se videti u tabeli 1.

Tabela 1: Merene vrednosti elektronske koncentracije  $n_e$ , elektronske temperature  $T_e$  i gasne temperature  $T_g$  za odgovarajuća vremena

$\tau(\mu\text{s})$	$n_e (10^{21}) \text{ m}^{-3}$	$T_e (\text{K})$	$T_g (\text{K})$
21	5.9(4)	23600(3500)	12600(1500)
23	4.5(3)	22700(3400)	9200(900)
25	3.4(3)	21400(3600)	7200(1200)
27	2.5(2)	19300(4000)	5000(1000)

### 5.1.3 Merenje elektronske temperature

Temperatura elektrona (tačnije, kinetička temperatura elektrona) se može odrediti iz odnosa vodonikove H<sub>γ</sub> linije i kontinuuma, što je moguće zahvaljujući činjenici da za vodonikove linije u plazmi važi odnos [12] :

$$\frac{I_l}{I_{c,\Delta\lambda}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 (137 a_0)^2 f g \cdot e^{-\left[\frac{(E_s - E_f)/kT}{kT}\right]}}{2\lambda\Delta\lambda g_i \left[ \left(g_{ff}/2\right) (kT/E_H) \cdot e^{(E_H/n^2 kT)} + \sum_n \left(g_{fb}/n^3 \cdot e^{(E_H/n kT)}\right) \right]} \quad (39)$$

gde je  $I_l$  intenzitet linije, a  $I_{c,\Delta\lambda}$  intenzitet kontinuuma na rastojanju  $\Delta\lambda$  od centra linije. Primenom datog odnosa na eksperimentalni profil i činjenicom da on ne zavisi od elektronske koncentracije, može se odrediti  $T_e$ . Pošto je prisustvo vodonika u plazmi pretežno i razlika potencijala ionizacije H i He velika, možemo aproksimativno uzeti da kontinualno zračenje potiče samo od vodonika [12]. Intenzitet kontinualnog zračenja se određuje na osnovu činjenice da je ukupni spektralni intenzitet zračenja iz plazme  $I_\lambda$  [12] jednak zbiru spektralnih intenziteta linijskog  $I_{l,\lambda}$  i kontinualnog zračenja  $I_c$ :

$$I_\lambda = I_{l,\lambda} + I_c \quad (40)$$

te da ponašanje intenziteta linijskog zračenja vodonika u zavisnosti od  $\Delta\lambda$ , na kriterijima približno odgovara  $\Delta\lambda^{5/2}$ , što znači da na velikim rastojanjima od centra linije ukupni intenzitet teži intenzitetu samo kontinualnog zračenja.

Rezultati merenja elektronske temperature, za odgovarajuća vremena, zajedno sa greškom merenja, dati su u tabeli 1.

#### 5.1.4 Merenje gasne temperature

Gasna temperatura  $T_g$  je merena na osnovu Gaussove komponente snimljenih helijumovih linija, koja je dobijena dekonvolucijom eksperimentalnog profila na  $j_{A,R}(x)$  i Gaussov profil (metodom koja je data u radu [1]). Obzirom da Gaussov profil opisuje zajednički uticaj Dopplerovog i instrumentalnog širenja, upotrebom izraza (9) i (35) uz već određenu poluširinu instrumentalnog širenja na osnovu zračenja iz referentnog izvora zračenja, može se odrediti gasna temperatura. Pri tome, dominantan uticaj na grešku ima rasturanje snimljenih tačaka eksperimentalnog profila.

Rezultat merenja  $T_g$ , za različita vremena, kojima odgovaraju različite koncentracije, predstavljaju srednje vrednosti dobijene iz svih snimljenih profila helijumovih linija [1], i date su u tabeli 1.

Rezultati merenja su preuzeti iz rada [1].

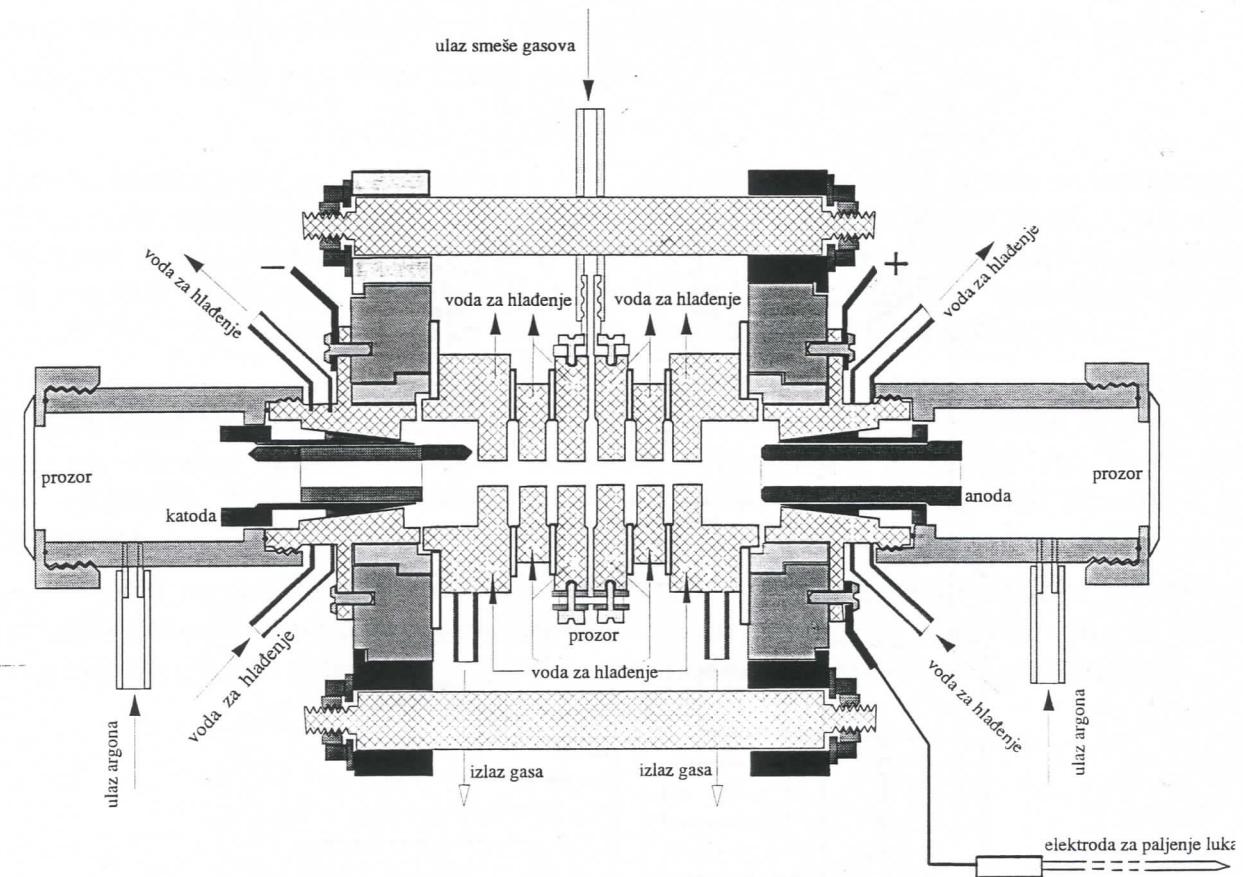
### 5.2 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG C

Izvor plazme u ovom slučaju [1] je bio zidom stabilisan električni luk, kao vrlo stabilan izvor zračenja. Profili spektralnih linija koji se dobijaju iz ovakvih izvora plazme su dobro definisani, što je od značaja za precizno merenje njihovih poluširina i pomeraja. Plazma luka je izotermna ( $T_e = T_i$ ), katodni pad potencijala je mali, kao i napon gorenja luka, a gustina struje je velika. Fizički uslovi su bliski stanju termodinamičke ravnoteže (TDR).

Električni luk je Maeckerovog tipa [23], sastoji se od šest bakarnih diskova debeline 7.1 mm, sa otvorom u sredini prečnika 5 mm (slika 4). Kroz kanale u diskovima teče voda za hlađenje, diskovi su međusobno izolovani teflonom debeline 0.5 mm i zajedno čine kanal dužine 50 mm i širine 5 mm. Anoda je izrađena od volframa prečnika 13 mm, a katoda od volframske žice prečnika 3 mm.

Anoda duž svoje ose ima kanal prečnika 5 mm, dok se katoda nalazi u cilindričnom bakarnom držaču koji takođe ima otvor prečnika 5 mm. Spektroskopsko posmatranje se u ovom slučaju vrši kroz pomenute kanale duž ose luka.

Gasni sistem obezbeđuje rad električnog luka pod atmosferskim pritiskom. Radni gas je čisti argon koji se uvodi u luk istovremeno sa oba kraja gde su smeštene elektrode, i protiče ka središnjem delu gde se nalaze odvodi za gasove. Mešavina gasova, koja u sebi sadrži element koji se ispituje (ugljenik), uvodi se u luk u sredinu plazmenog stuba i protiče ka krajevima luka. Pošto su izvodi za gasove smešteni pre elektrodnih prostora, mešavina gasova napušta luk pre nego što dospe u oblast oko elektroda. Time se izbegava distorzija eksperimentalnih profila, jer je izbegnuto da se emiteri nađu u oblastima hladnih slojeva oko elektroda (obzirom da se zračenje posmatra duž ose luka).



Slika 4: Konstrukcija električnog luka

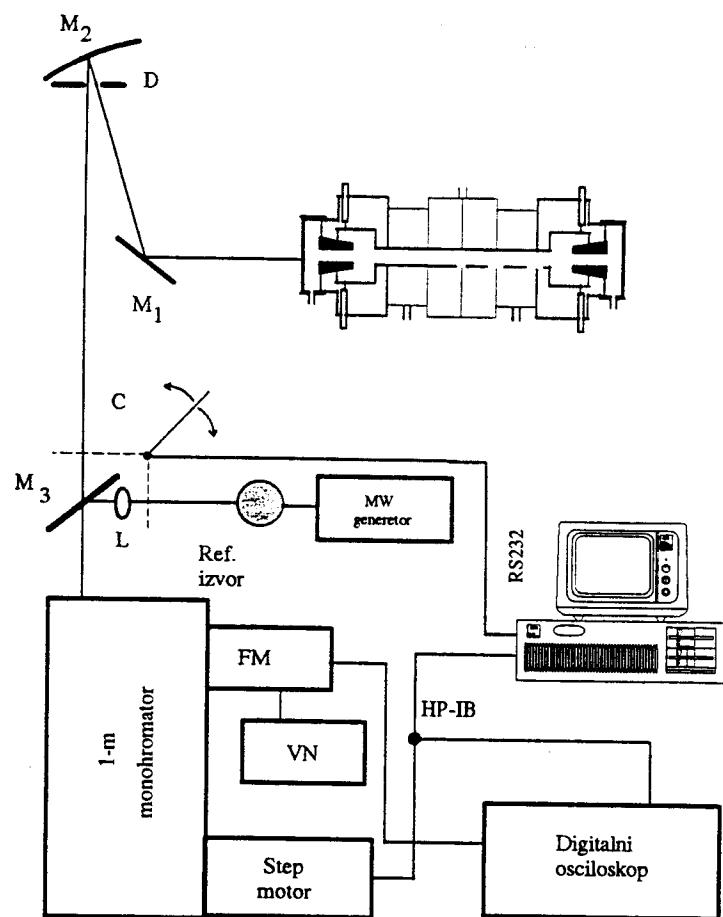
Protok čistog argona je iznosio 3 l/min, dok je tokom snimanja korišćena smeša vodonika, ugljen dioksida i argona u odnosu 4% : 30% : 66%. Vodonik je služio u dijagnostičke svrhe.

*Električni sistem* omogućava strujnu stabilizaciju od 0.3%, a jačinu jednosmerne struje je moguće podešavati od minimalne vrednosti, pri kojoj luk gori, što zavisi od sastava mešavine gasova, do maksimalne vrednosti od 30.5 A. Linije ugljenika su snimane pri jačinama struje od 20, 24, 26, 28 i 30 A. Promenom jačine struje kroz luk vršena je promena elektronske koncentracije plazme koja direktno zavisi od jačine struje.

*Optički sistem* je praktično isti sa onim koji je opisan kod snimanja He linija. Razlika je samo u vrsti izvora referentnog zračenja. Ovde je korišćena neonska lampa niskog pritiska sa mikrotalasnim pobuđivanjem, koja je osim neon-a sadržala i nečistoće, verovatno uljne pare iz vakuum pumpe koje su dospele u cev, i iz koje se sa zadovoljavajućim intenzitetom emitovala linija 505.2 nm.

Osnovni delovi aparature pomenuti u tekstu, mogu se videti u shematskom prikazu na slici 5.

Način registrovanja optičkog signala, njihovo pretvaranje u električne kao i akvizicija tih podataka je praktično ista kao u prethodnom eksperimentu, jedino što je zbog električnog luka kao kontinualnog izvora plazme, ovde režim rada digitalnog osciloskopa drugačiji. Signali sa fotomultiplikatora su dovedeni na ulaz digitalnog osciloskopa, koji je u suštini služio kao A/D konvertor i istovremeno kao usrednjivač primljenih signala. Svaka tačka eksperimentalnog profila predstavlja srednju vrednost u vremenskom intervalu od 6.4 s (srednja vrednost od 64 signala puta vreme od 100 ms, koliki je bio vremenski opseg osciloskopa). Širina ulazne pukotine je tokom celog eksperimenta iznosila 15  $\mu\text{m}$ .



Slika 5: Shematski prikaz aparature

Ispitivanjem samoapsorpcije metodom zadnjeg ogledala [1], je ustanovljeno da je taj efekat zanemarljiv. Ovo se objašnjava time da je koncentracija atoma emitera u plazmi mala, što smanjuje verovatnoću apsorpcije emitovanih fotona, kao i činjenicom da je dužina plazme iz koje se emituje zračenje ispitivanih linija mala u odnosu na dužinu plazmenog stuba.

### 5.2.1 Merenje elektronske koncentracije i testiranje homogenosti plazme

Prisutni vodonik u mešavini gasova je služio u dijagnostičke svrhe. Vodonikova  $H_\beta$  linija Balmerove serije, se može koristiti za određivanje elektronske koncentracije iz Starkove poluširine, kao i za testiranje homogenosti plazme na osnovu odnosa razmaka maksimuma sa poluširinom  $H_\beta$  linije. Sama  $H_\beta$  linija (486.13 nm) se nalazi u pogodnoj oblasti spektra, vrlo je široka i intenzivna. Obzirom da je kod linija vodonika i jona vodonikovog tipa izražen linearni Starkov efekat (izazvan jonskim poljem uz mnogo manji uticaj elektrona), te na osnovu teorijskih proračuna, može se pokazati da je poluširina profila srazmerna sa  $n_e^{2/3}$ . Na osnovu toga se može odrediti elektronska koncentracija, merenjem poluširine  $H_\beta$  linije.

Naime, teorijske Starkove profile za vodonikove linije  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  su izračunali Griem i drugi [24], [25] koristeći sudarnu aproksimaciju za elektrone i kvazistatičku aproksimaciju za jone. Uračunavanjem istovremenog uticaja elektrona i jona, došli su do opštег izraza za profil linija vodonika i njemu sličnih jona [24], [25]. Griem [12] je tabelirao normirane teorijske profile  $S(\alpha)$  za različite vrednosti  $n_e$ ,  $T_e$  kao

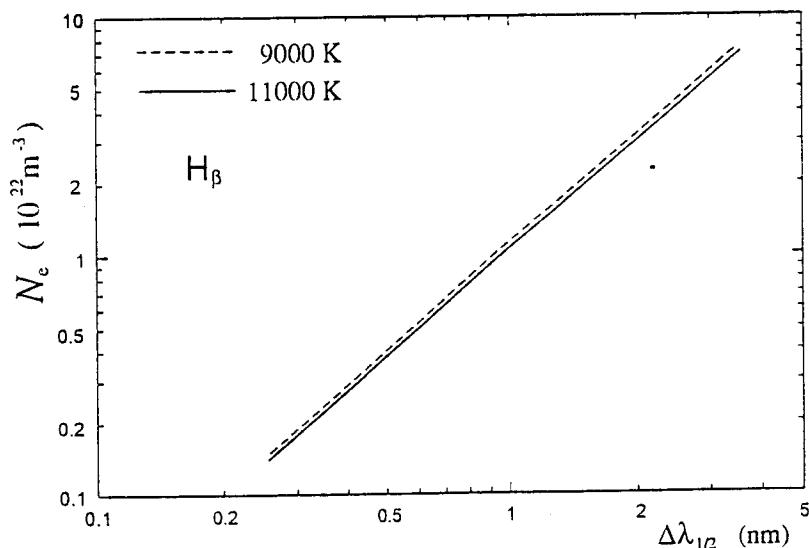
funkcije redukovanih rastojanja od centra linije  $\alpha$ . Poluširine tako tabeliranih profila  $\Delta\lambda_s$  u skali talasnih dužina se mogu izraziti relacijom :

$$n_e = C(n_e, T_e) \cdot \Delta\lambda_s^{3/2} \quad (41)$$

gde su koeficijenti  $C(n_e, T_e)$  tabelirani u [12], [26] i oni veoma slabo zavise od temperature. Tabelirane, teorijske formule su ispitivane u mnogim radovima, pri čemu je utvrđeno slaganje sa eksperimentalnim profilima unutar 5 - 15%. Utvrđen je algoritam za procenu  $n_e$  na osnovu poređenja teorijskog i eksperimentalnog profila, tj. poređenja njihovih poluširina. Takav metod je vrlo pouzdan i ukupna relativna greška je oko 5%.

Merenjem poluširina eksperimentalnih  $H_\beta$  profila i njihovim upoređivanjem sa poluširinama teorijskih profila korigovanih na Dopplerovo i instrumentalno širenje, može se na osnovu grafika teorijske zavisnosti poluširine  $H_\beta$  profila od elektronske koncentracije, doći do procene  $n_e$  za odgovarajuću temperaturu, koja se uzima kao parametar.

Način na koji je ovde merena elektronska koncentracija se zasniva na merenju poluširina eksperimentalnih  $H_\beta$  profila, te se za tako dobijene vrednosti  $\Delta\lambda_{1/2}$  sa grafika koji daje teorija [27] prikazanog na slici 6, određuje ne za odgovarajuću temperaturu.



Slika 6: Teorijska zavisnost poluširine  $H_\beta$  linije od elektronske koncentracije

Tako dobijene vrednosti za  $n_e$  su date u tabeli 2. koja je preuzeta iz rada [1]:

Tabela 2: Merene vrednosti elektronske koncentracije  $n_e$ , elektronske temperature  $T_e$  i gasne temperature  $T_g$  za različite vrednosti jačine struje kroz luk

$I_L$ (A)	$n_e$ ( $10^{22} \text{ m}^{-3}$ )	$T_e, T_g$ (K)
20	1.42(13)	9300(280)
24	1.85(17)	9700(290)
26	2.15(19)	9900(300)
26	2.20(20)	9900(300)
28	2.55(23)	10100(300)
30	2.85(26)	10300(300)
30	2.90(26)	10300(300)

Homogenost plazme se može testirati na osnovu odnosa razmaka maksimuma i poluširine  $H_\beta$  linije. Rezultati ovog testa su u našem slučaju ukazivali na homogenu plazmu, obzirom da je za taj odnos dobijena vrednost 0.36 [1].

### 5.2.2 Merenje elektronske temperature

U radu [1]  $T_e$  je određivana na osnovu ravnotežnog sastava plazme, pri čemu je neophodan uslov za ovakav metod da plazma mora biti u stanju kompletne LTR, kao stanja plazme koje je poseban slučaj potpune TDR (poglavlje 1.4). Osim toga, potrebno je poznavanje elektronske koncentracije. Način provere uslova o LTR se može naći u radu [2], kao i procedura iteracionog računanja ravnotežnog sastava plazme preko jednačine Saha-Eggerta, na osnovu kojeg se u zavisnosti od temperature može odrediti sastav plazme i koncentracija pojedinih vrsta čestica. Za dati odnos atomskih vrsta u plazmi, iterativnim putem se dolazi do temperaturne zavisnosti ravnotežne elektronske koncentracije, pa se za ranije određene vrednosti  $n_e$  na osnovu grafičke zavisnosti  $n_e(T)$  mogu odrediti odgovarajuće vrednosti  $T_e$ .

### 5.2.3 Merenje gasne temperature

Gasna temperatura je određena iz Gaussovog dela eksperimentalnog profila ugljenikovih linija, primenom metode opisane u slučaju helijumovih linija. U okviru eksperimentalne greške je konstatovano da su gasna i elektronska temperatura praktično jednake, što se za lučnu plazmu i očekuje.

Način merenja navedenih veličina je detaljnije opisan u radu [1], i pri tome su dobijene vrednosti za različite jačine struja kroz luk (tabela 2). Snimljeni profil ugljenikove linije se može videti na slici 23.

## 5.3 EKSPERIMENTALNI USLOVI SNIMANJA SPEKTRALNIH LINIJA NEUTRALNOG Ar

Kao izvor elektromagnetnog zračenja plazme korišćen je zidom stabilisan električni luk Maeckerovog tipa, opisan u poglavlju 5.2. Radni gas je argon, a u dijagnostičke svrhe je u luk uvođena mešavina argona (96%) i vodonika (4%) [2]. Spetroskopsko posmatranje je vršeno normalno na osu luka, pomoću 1m monohromatora sa fotomultiplikatorskom cevi kao detektorom. Signal sa fotomultiplikatora je vođen na digitalni osciloskop koji radi u režimu usrednjavanja. Za merenje pomeraja spektralnih linija i njihovih instrumentalnih poluširina, korišćena je Geisslerova cev kao izvor elektromagnetnog zračenja pod niskim pritiskom (150 Pa).

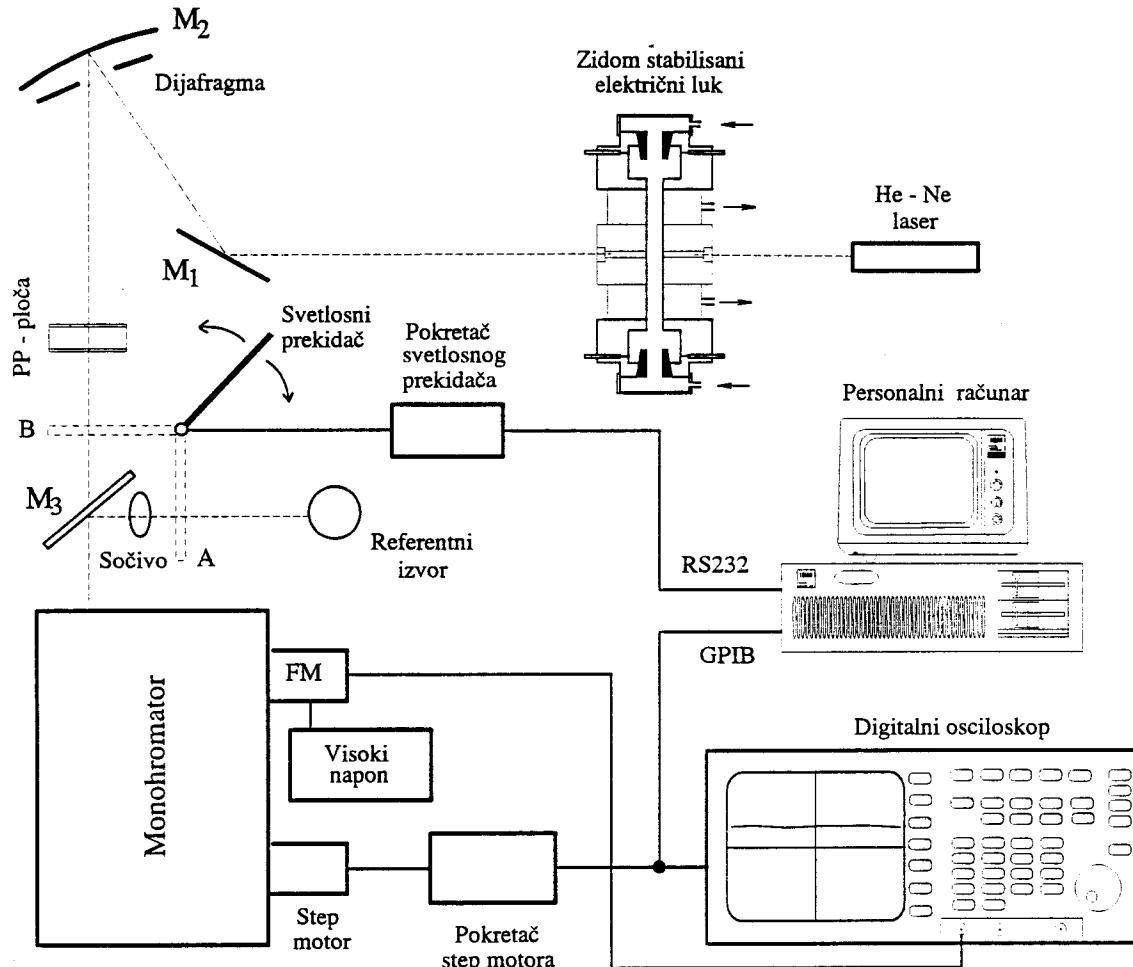
U cilju eliminisanja efekta samoapsorpcije i efekta deformisanja profila linija (zbog uticaja hladnih slojeva plazme u blizini elektroda), snimanje je vršeno duž poprečnog preseka plazmenog luka, kroz otvor u teflonskom izolatoru. Tako snimljeni profili zapravo predstavljaju sumarne profile koji potiču od zračenja iz različitih slojeva plazme. Zato je za dobijanje realnih intenziteta i oblika spektralnih linija koje potiču iz odgovarajućih slojeva, neophodno primeniti proceduru Abelove inverzije.

*Gasni sistem* je takav da održava protok čistog argona od 3 l/min. Argon se uvodi u prostor iza elektroda, dok se mešavina argona i vodonika uvodi u prostor za pražnjenje (protokom od 0.2 l/min) kroz segmente između centralnog dela luka i elektroda. Argon i mešavina gasova izlaze zajedno kroz otvore na krajnjim diskovima (slika 4).

*Električni sistem* obezbeđuje stabilnu jednosmernu struju, sa stabilnošću od 0.3%. Jačina struje napajanja je 30 A, a napon između elektroda iznosi 70 V. Paljenje luka se

vrši pomoću elektrode za paljenje, kojom se uspostavlja kratak spoj između anode i katode. Luk se razvlači od šiljka katode do površine anode pomoću elektrode za paljenje.

*Optički sistem* je praktično isti onaj koji je opisan u slučajevima snimanja linija helijuma i ugljenika, uz dodatak planparalelne ploče duž optičke ose između sfernog ( $M_2$ ) i delimično transparentnog ( $M_3$ ) ogledala, pomoću koje se lik plazme pomera vertikalno u ravni ulazne pukotine monohromatora. Optički sistem podrazumeva i laser (He-Ne) kojim se vrši optičko poravnjanje mernog sistema. Širine ulazne i izlazne pukotine monohromatora su jednake i iznose  $20\mu\text{m}$ . Osnovni delovi aparature su prikazani na slici 7:



Slika 7: Shematski prikaz aparature

Osciloskop radi u režimu usrednjavanja signala. Za određenu talasnu dužinu, osciloskop uzorkuje u jednom ciklusu (koji traje 100 ms) vrednost naponskog signala sa fotomultiplikatora 256 puta. Takvih ciklusa uzorkovanja ima 32. Dakle, oscilator usrednjava  $32 \times 256$  vrednosti naponskog signala sa fotomultiplikatora i ta srednja vrednost predstavlja spektralni intenzitet u jedinicama signala sa detektora (V). Radom osciloskopa i očitavanjem vrednosti sa njega je u potpunosti kontrolisano pomoću računara preko HP-IB interfejsa, koji takođe upravlja i koračnim motorom za pokretanje rešetke monohromatora.

### 5.3.1 Dijagnostika plazme

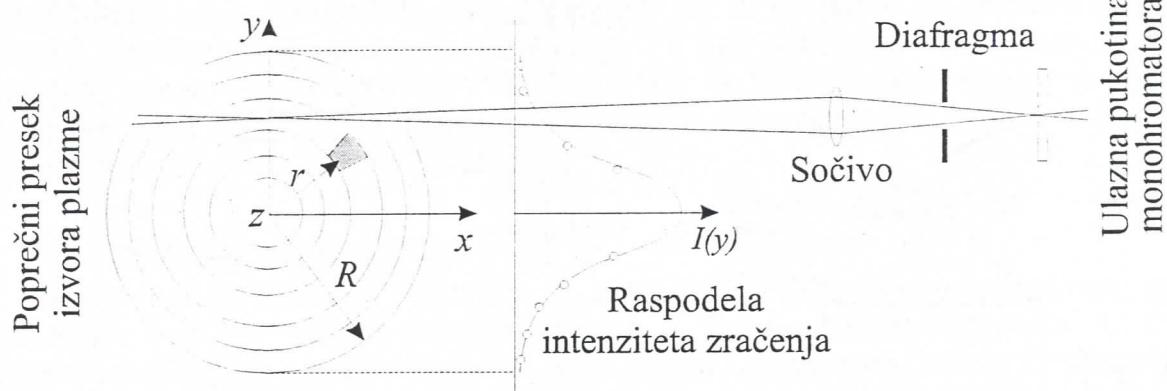
Elektronska koncentracija u radu [2] je određivana na osnovu poluširine  $H_\beta$  linije, na način predstavljen u poglavljju 5.2, a dobijeni rezultati se mogu videti u tabelama na kraju rada (poglavlje 6.4).

Način merenja elektronske temperature u radu [2] je isti kao onaj u već opisanom slučaju kod ugljenika (poglavlje 5.2). Tako dobijeni rezultati su prikazani u istim tabelama u kojima su rezultati za  $n_e$ .

Obzirom da je snimanje spektralnih linija argona vršeno pod pravim ugлом u odnosu na osu plazmenog snopa, neophodno je izvršiti proceduru Abelovanja.

### 5.3.2 Abelova inverzija – uslovi primene

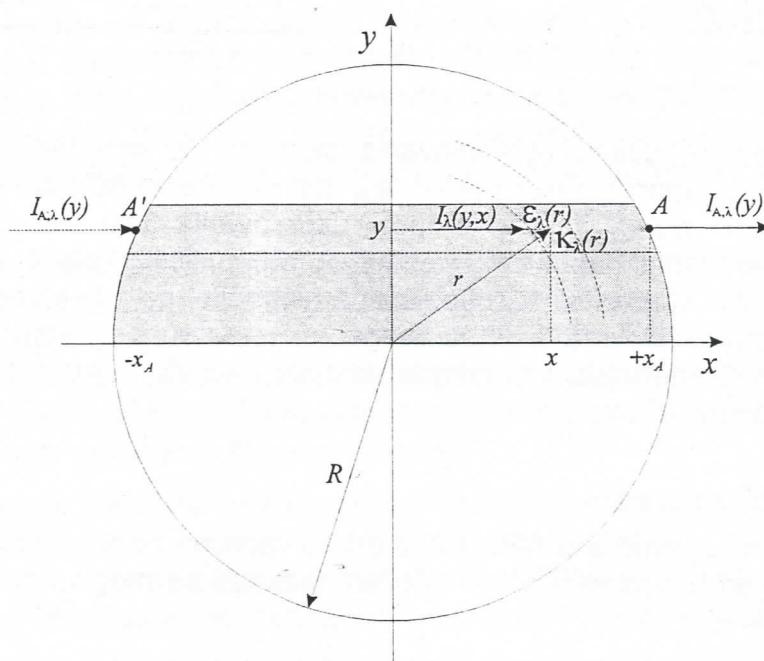
Obzirom da se pri snimanju linija plazme duž poprečnog preseka stabilisanog luka skeniranje vrši pomeranjem pravca posmatranja duž  $y$  ose (slika 8) kao rezultat se dobija nekakva integralna raspodela intenziteta zračenja  $I(y)$ .



Slika 8: Optička šema bočnog posmatranja plazme

Koncentrične kružnice označavaju plazmene slojeve sa različitim elektronskim koncentracijama i temperaturama. Odgovarajućom procedurom se iz ovako dobijene eksperimentalne raspodele mogu izdvojiti realni intenziteti zračenja koji odgovaraju svakom pojedinačnom sloju plazme. Tako se, matematičkom procedurom Abelove inverzije, dobija radijalna raspodela intenziteta zračenja.

Posmatrajmo opšti slučaj, kada se osnosimetrični izvor plazme prosvetljava sopstvenim zračenjem talasne dužine  $\lambda$  i intenziteta  $I_{A,\lambda}(y)$  u pravcu  $x$  – ose, kao što se vidi na slici 9.



Slika 9: Poprečni presek cilindričnog provodnog kanala sa lokalnim parametrima zračenja

Intenzitet  $I_{A',\lambda}(y)$  je spektralni intenzitet zračenja u datom pravcu, odnosno, količina energije koja u jedinici vremena i po jediničnom intervalu talasnih dužina oko  $\lambda$  i u jediničnom prostornom ugлу prolazi kroz jediničnu površinu normalnu na pravac prostiranja zračenja ( $e_x$ ). Pri proizvoljnoj vrednosti lokalnog spektralnog apsorpcionog koeficijenta  $\kappa_\lambda(r)$  spektralna intenzivnost zračenja  $I_\lambda(y;x)$  unutar izvora se može odrediti rešavanjem transportne jednačine zračenja [12,28]:

$$\frac{\partial}{\partial x}[I_\lambda(y;x)] = \varepsilon_\lambda(r) - \kappa_\lambda(r) \cdot I_\lambda(y;x) \quad (42)$$

gde je  $\varepsilon_\lambda(r)$  lokalni spektralni emisioni koeficijent, tj. količina energije koja se u jedinici vremena emituje iz jedinice zapremine u jedinični prostorni ugao oko pravca ( $e_x$ ) po jediničnom intervalu talasnih dužina oko  $\lambda$ , a lokalni spektralni apsorpcioni koeficijent  $\kappa_\lambda(r)$  je brojno jednak recipročnoj vrednosti pređenog rastojanja u pravcu ( $e_x$ ) u materijalnoj sredini, duž kojeg intenzitet zračenja oslabiće puta.

Prethodna linearna diferencijalna jednačina prvog reda ima opšte rešenje oblika:

$$I_\lambda(y;x) = \left[ C + \int dx \varepsilon_\lambda(r) \cdot e^{\int \kappa_\lambda(r) dx} \right] \cdot e^{-\int \kappa_\lambda(r) dx} \quad (43)$$

Kako se integrali u prethodnom izrazu određuju za pravac posmatranja  $[-x_A, +x_A]$ , uvažavajući granične uslove:

$$\kappa_\lambda(r \geq R) = 0, \quad \varepsilon_\lambda(r \geq R) = 0, \quad I_\lambda(y; -x_A) = I_{A',\lambda}(y) = C, \quad I_\lambda(y; +x_A) = I_{A,\lambda}(y) \quad (44)$$

za partikularno rešenje jednačine (42) se dobija:

$$I_{A,\lambda}(y) = I_{A',\lambda}(y) \cdot e^{-\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} + \int_{-x_A}^{+x_A} dx \varepsilon_\lambda(r) \cdot e^{-\int_r^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} \quad (45)$$

koja se koncizno može napisati kao:

$$I_{A,\lambda}(y) = I_{A',\lambda}(y) \cdot \omega_\lambda(y) + I_\lambda(y). \quad (46)$$

U relaciji (46)  $I_\lambda(y)$  predstavlja sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja,  $\omega_\lambda(y)$  je koeficijent prozračnosti izvora plazme u pravcu posmatranja za zračenje talasne dužine  $\lambda$ , dok  $I_{A',\lambda}(y)$  i  $I_{A,\lambda}(y)$  predstavljaju spektralne intenzivnosti spoljašnjeg zračenja u pravcu posmatranja do i nakon prolaska kroz delimično optički prozračan izvor plazme. Ukupna spektralna intenzivnost zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja je u relaciji (46) označena simbolom  $I_{A,\lambda}(y)$ . Izraz za koeficijent prozračnosti:

$$\omega_\lambda(y) = e^{-\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx} \quad (47)$$

se usled osne simetrije:  $\int_{-x_A}^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx = 2 \int_0^{+x_A} \kappa_\lambda(r) dx$ , izražava pomoću Abelove integralne jednačine:

$$-\ln[\omega_\lambda(y)] \equiv \tau_\lambda(y) = 2 \cdot \int_{|y|}^R r dr \frac{\kappa_\lambda(r)}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (48)$$

gde je  $\tau_\lambda(y)$  optička debljina izvora plazme u pravcu posmatranja za talasnu dužinu  $\lambda$ . Relacija (48) se lako dobija na osnovu relacije (47) – njenim logaritmovanjem i uvođenjem nove integracione promenljive:

$$r^2 = x^2 + y^2, \quad 2r \cdot d\ r = 2x \cdot d\ x, \quad d\ x = \frac{r \cdot d\ r}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (49)$$

Izraz za sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja:

$$I_\lambda(y) = \int_{-x_A}^{+x_A} dx \epsilon_\lambda(r) \cdot e^{-\int_r^{x_A} \kappa_\lambda(x) dx} \quad (50)$$

transformiše se na sledeći način:

$$\begin{aligned} I_\lambda(y) &= e^{-\int_0^{x_A} \kappa_\lambda(r) dr} \cdot \left[ \int_{-x_A}^0 dx \epsilon_\lambda(r) e^{\int_r^0 \kappa_\lambda(x) dx} + \int_0^{x_A} dx \epsilon_\lambda(r) e^{\int_0^r \kappa_\lambda(x) dx} \right] = \\ &= e^{-\int_0^{x_A} \kappa_\lambda(r) dr} \cdot \int_0^{x_A} dx \epsilon_\lambda(r) \left[ e^{-\int_0^r \kappa_\lambda(x) dx} + e^{\int_0^r \kappa_\lambda(x) dx} \right] \end{aligned} \quad (51)$$

gde je iskorišćen identitet:

$$\int_0^{+x} dx x \epsilon_\lambda(r) e^{-\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx} = \int_{-x_A}^0 dx x \epsilon_\lambda(r) e^{\int_0^x \kappa_\lambda(r) dx} \quad (52)$$

Ako se iskoristi relacija (47) i definicija hiperboličnog kosinusa, relaciju (51) je moguće zapisati na sledeći način:

$$I_\lambda(y) = 2 \cdot \sqrt{\omega_\lambda(y)} \cdot \int_0^{x_A} dx \epsilon_\lambda(r) \operatorname{ch}\left(\int_0^x \kappa_\lambda(r) dr\right) \quad (53)$$

ili nakon smene (49) kao [29]:

$$\frac{I_\lambda(y)}{\sqrt{\omega_\lambda(y)}} = 2 \cdot \int_{|y|}^R \epsilon_\lambda(r) \operatorname{ch}\left(\int_{|y|}^r \kappa_\lambda(r') r' dr'\right) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (54)$$

Relacija (54) predstavlja integralnu jednačinu Voltera prve vrste i ona povezuje sopstveni spektralni intenzitet zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja, sa lokalnim spektralnim emisionim koeficijentom. U slučaju optički prozračne plazme spektralni apsorpcioni koeficijent je zanemarljivo mala veličina, tj.  $\kappa_\lambda(r) \approx 0$ . Dakle, za prozračnu plazmu koja se ne prosvetljava spoljnjim zračenjem, može se pisati:

$$I_{A,\lambda}(y) \equiv 0, \quad \omega_\lambda(y) \approx 1 \Rightarrow I_{A,\lambda}(y) = I_\lambda(y) \approx 2 \cdot \int_{|y|}^R \epsilon_\lambda(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (55)$$

odnosno, ukupna spektralna intenzivnost zračenja izvora plazme u pravcu posmatranja  $I_{A,\lambda}(y)$  je upravo jednaka sopstvenom spektralnom intenzitetu zračenja izvora plazme  $I_\lambda(y)$ . Relacija (55) je Abelova integralna jednačina, čija inverzna transformacija ima oblik [12,28,30]:

$$\epsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \cdot \int_r^R \frac{d}{dy} [I_\lambda(y)] \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad 0 \leq r \leq R \quad (56)$$

$$\varepsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \cdot \int_r^R \frac{d}{dy} [I_\lambda(y)] dy \quad 0 \leq r \leq R \quad (56)$$

U praksi,  $I_\lambda(y)$  je diskretan skup vremenski usrednjih vrednosti spektralne intenzivnosti zračenja izvora plazme, merenih za različita rastojanja  $y$  od ose električnog pražnjenja. Zato što  $I_\lambda(y)$  nije dato u analitičkom obliku, jednačina (56) se rešava numerički, ili se  $I_\lambda(y)$  aproksimira pogodnom analitičkom funkcijom koja se može relativno lako integraliti. Zbog prisustva derivacije u izrazu (56), ova relacija je osetljiva na bilo kakve šumove u merenim intenzitetima  $I_\lambda(y)$ , a naročito na odstupanja od cilindrične simetrije. Naročito je teško dobiti zadovoljavajuće tačne rezultate za  $\varepsilon_\lambda(r \approx 0)$ , jer se javlja mogućnost akumulacije grešaka.

Relacija (56) se može primenjivati za određivanje realne radijalne raspodele intenziteta, samo ako je samoapsorpcija spektralnih linija zanemarljiva. Apsorpcija uglavnom zavisi od optičke debljine plazme  $\tau_\lambda = \kappa_\lambda L$ , gde je  $L$  dužina plazme kroz koju prolazi zračenje. Zato je neophodno za svaku spektralnu liniju od interesa izvršiti test na samoapsorpciju, i ako ona nije zanemarljiva ( $\tau_\lambda \geq 0.1$ ), eliminisati uzroke koji dovode do nje, ili korigovati eksperimentalne profile.

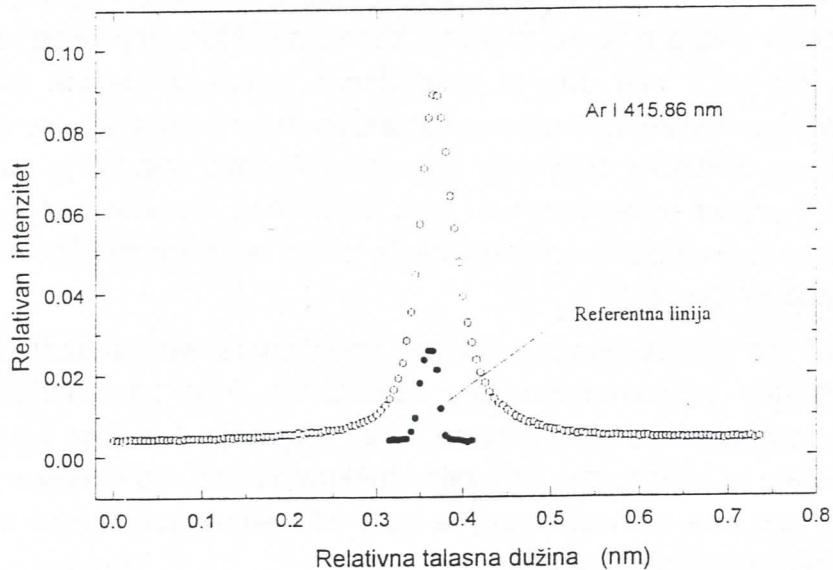
U slučajevima kada se emitujuće čestice kao atomski sistemi mogu opisati  $LS$  – spregom, prisustvo samoapsorpcije se može proceniti na osnovu toga što se za neke slučajeve  $LS$  – sprege poznaju odnosi intenziteta spektralnih linija unutar multipleta. Ako je odnos intenziteta u centru najjače i najslabije linije u multipletu manji od vrednosti koje predviđa teorija, tada postoji samoapsorpcija. Smanjivanjem koncentracije emitera, ovaj se efekat može korigovati. Takođe, poluširina najintenzivnije linije u multipletu pri smanjenju koncentracije emitera može da opada, što u tom slučaju znači da samoapsorpcija postoji, te smanjenje koncentracije treba nastaviti, sve dok poluširina ne ostane ista u dva uzastopna koraka (kao što je rađeno u slučaju helijuma).

Kod argona, koji se opisuje  $\ell J$  – spregom koristi se metod prosvetljavanja izvora plazme sopstvenim zračenjem. Za spektralne linije argona ispitivane u pomenutom radu [2] i pri opisanim uslovima eksperimenta je ustanovljeno da nema samoapsorpcije, što opravdava primenu relacije (56).

Pri rešavanju jednačine (56) za slučajeve sa simetričnim raspodelama zračenja, može se primeniti metod Abelove inverzije zasnovan na ortogonalnim Jacobijevim polinomima [31]. Abelova inverzija za linije argona ispitivane u ovom radu, je urađena uz pomoć računara i odgovarajućeg programa [2].

Primer procedure Abelove inverzije će biti dat za liniju ArI 415.86 nm. Nakon utvrđene radijalne simetrije zračenja iz stabilisanog luka (snimanjem radijalne raspodele zračenja za određenu, fiksnu talasnu dužinu  $I_\lambda(y)$ ), čime je ispunjen i drugi uslov za primenu Abelove inverzije (pored uslova o samoapsorpciji), raspodela zračenja je snimana u 16 različitih položaja od ose ka periferiji plazmenog stuba. Praktično, mere se intenziteti zračenja iz slojeva plazme koji se nalaze različitoj udaljenosti od ose simetrije cilindričnog plazmenog stuba. Svaki profil raspodele je sniman za 148 vrednosti talasne dužine, koja je menjana sa korakom od 0.005 nm (pri fiksnom rastojanju od ose plazmenog stuba). To je rađeno tako što se prvo pomoću plan paralelne ploče na ulaz

ne snimi još oko 5 poluširina od centra linije. Ovako dobijena spektralna raspodela intenziteta zračenja, koja predstavlja sumarni profil linije emitovane iz svih slojeva plazme duž pravca posmatranja, prikazana je na slici 10:

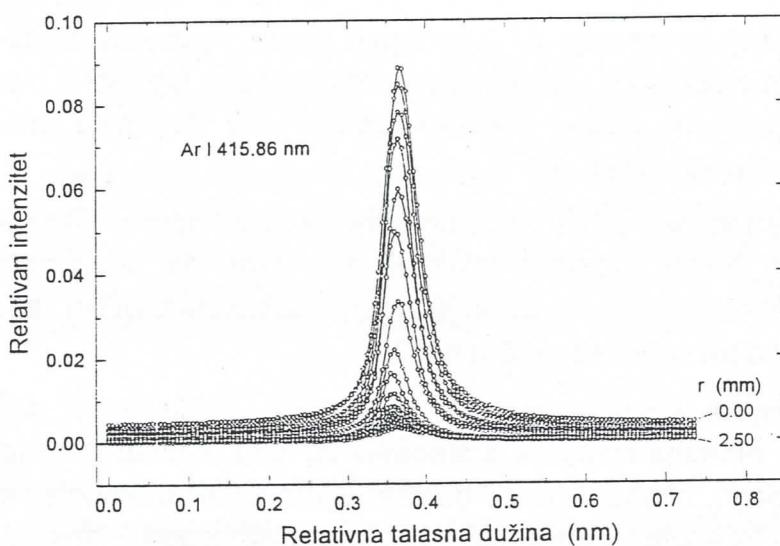


Slika 10: Spektralni intenzitet zračenja emitovan iz centra luka

Istovremeno se svaki put snima i profil referentne linije argona, emitovane iz Geisslerove cevi.

Nakon ovoga, planparalelna ploča se pomera za jedan lučni stepen (što odgovara otklonu svetlosnog snopa za 0.155 mm od prvobitnog pravca prostiranja) i snima se sledeća raspodela spektralnog intenziteta.

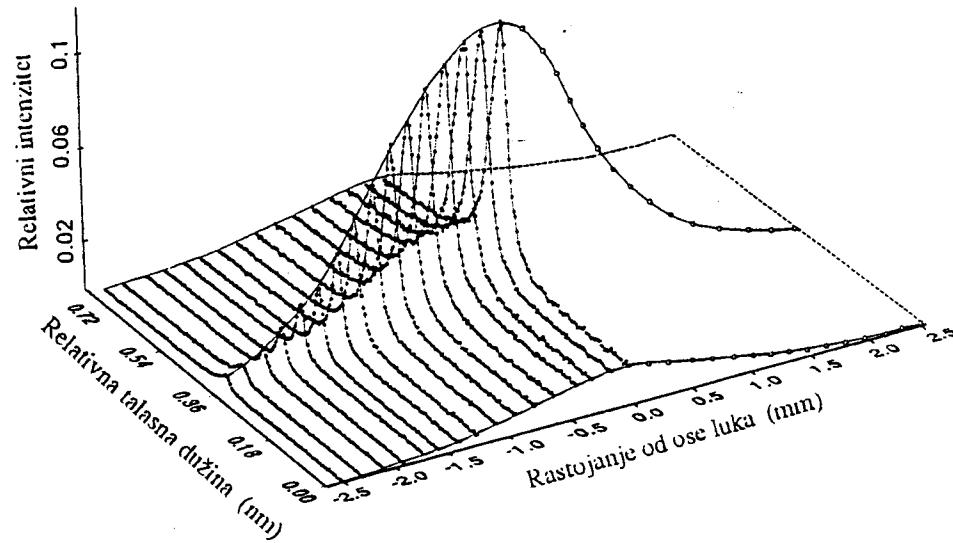
Tako je snimljeno 16 profila duž poprečnog preseka luka, što se vidi na sledećoj slici.



Slika 11: Eksperimentalni profili linije Ar I 415.86 nm registrovani na različitim položajima duž poluprečnika plazmenog stuba

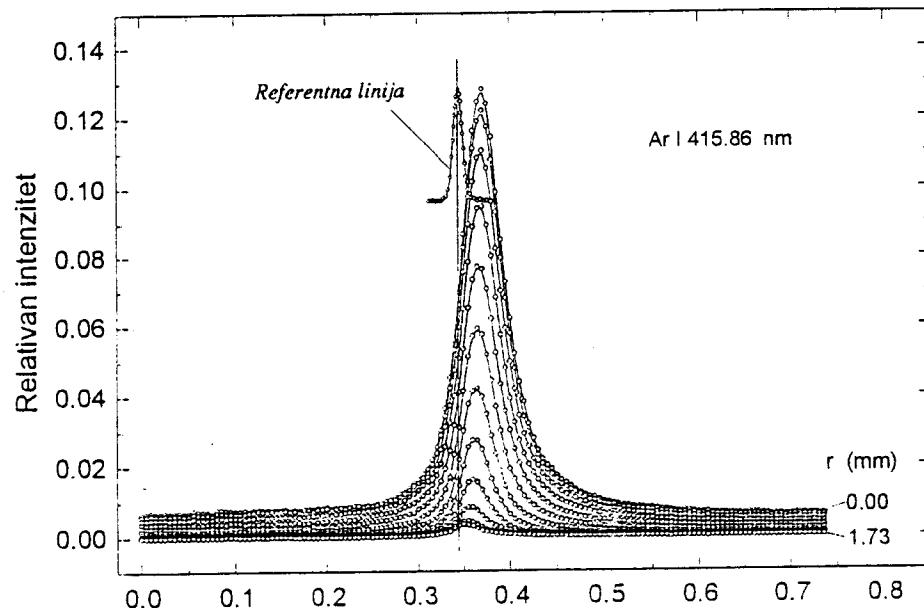
Za primenu procedure Abelove inverzije potrebno je izdvojiti raspodele zračenja duž poprečnog preseka luka za svih 148 talasnih dužina. Posebnim računarskim programom iz profila sa slike 11, izdvojene su pojedinačne raspodele, koje se istovremeno simetrizuju

da bi se dobila kompletna raspodela potrebna za sprovođenje procedure Abelove inverzije. To je ilustrovano na sledećoj slici:



Slika 12: Ilustracija pripreme eksperimentalnih profila za Abelovu inverziju

Nakon sprovedene Abelove inverzije dobijeni podaci su obrnutom procedurom vraćeni, tako da se ponovo dobiju odgovarajući profili posmatrane argonove linije. Ovi profili, prikazani na slici 13, odgovaraju realnom intenzitetu zračenja duž poluprečnika plazmenog stuba. Uz Abelovane profile, na slici je prikazan i profil linije iz referentnog izvora.



Slika 13: Profil spektralne linije Ar I 415.86 nm nakon Abelove inverzije

Upoređivnjem eksperimentalnih profila pre (slika11) i posle (slika13) Abelove inverzije uočava se da Abelovani profili ispoljavaju određenu uređenost.

Profili  $H_{\beta}$  linije koji su korišćeni u dijagnostici plazme su obrađeni na isti način.

## 6.0 REZULTATI RADA

### 6.1 NAČIN PROCENE VREDNOSTI PARAMETRA JONSKOG ŠIRENJA NA OSNOVU EKSPERIMENTALNO SNIMLJENIH PROFILA NEUTRALNOG He, C, Ar

Procedura dekonvolucije kojom se dolazi do procene vrednosti Starkovih parametara (elektronska polupoluširina  $w_e$ , elektronski pomeraj  $d_e$ , parametar jonskog širenja  $A$ ) zahteva određene postupke kojima se eksperimentalno snimljen profil priprema za analizu i obradu.

Cilj prvog koraka je dobijanje eksperimentalnog profila korigovanog na kontinuum. To se radi na početku, jer je ustanovljeno da se "odsecanjem" kontinuma znatno štedi u vremenu potrebnom da računar "podesi" modelnu funkciju na eksperimentalno snimljene tačke profila. Uzima se 10 - 15 tačaka dovoljno udaljenih od centra linije, takvih da se za njih može smatrati da odgovaraju intenzitetu samo kontinuma u oblasti oko posmatrane spektralne linije. Njihove vrednosti (intenziteti) služe da se metodom najmanjih kvadrata dođe do parametara linearног fita. Oduzimanjem izračunatih vrednosti (u svakoj eksperimentalnoj tački) od eksperimentalnih vrednosti, dobija se profil spektralne linije korigovan na kontinuum. Opravdanje za ovakav postupak je to što se metodom Levenberg-Marquardt dobijaju vrednosti za nagib i odsečak prave u granicama greške, kao što je već pomenuto u glavi 4.0.

Sledeće je, izračunati konstantu  $C_G$  neophodnu za proceduru fitovanja, jer se koristi kao ulazni podatak. U tom cilju, treba odrediti vrednosti za  $\Delta\lambda_{1/2}^I$  i  $\Delta\lambda_{1/2}^D$ . Istovremeno sa snimanjem eksperimentalnog profila iz plazme, vrši se snimanje te iste ili neke vrlo bliske spektralne linije emitovane iz referentnog izvora zračenja. Snimljeni profil linije, koja potiče iz referentnog izvora svetlosti, fituje se metodom najmanjih kvadrata na Gaussovu funkciju raspodele, čime se dobija vrednost poluširine tog fita, odnosno instrumentalna poluširina  $\Delta\lambda_{1/2}^I$ . Istovremeno, centru tako dobijenog profila (u relativnim jedinicama) se pripisuje vrednost talasne dužine koja je data u tablicama za izolovane i nepokretne atome emitere. Kasnije će nam ta vrednost poslužiti pri proceni veličine pomeraja  $d_e$ , i kao jedan od ulaznih podataka za program kojim se vrši fitovanje. Vrednost veličine  $\Delta\lambda_{1/2}^D$  se dobija računskim putem, na osnovu jednačine (9), pri čemu se za računanje  $\Delta\nu_{T\alpha}$  (termalna brzina kretanja čestica vrste  $\alpha$ ) uzimaju vrednosti za jonsku temperaturu (tj. gasnu). Računa se po formuli:

$$\Delta\nu_{T\alpha} = \sqrt{\frac{2k_B T_\alpha}{m_\alpha}} \quad (57)$$

gde je  $m_\alpha$  masa date vrste čestica (kod nas su to atomi He, C, Ar).

Tako, ubacivanjem vrednosti za  $\Delta\lambda_{1/2}^I$  i  $\Delta\lambda_{1/2}^D$  u formulu (35), odnosno (36) završavamo ovaj korak.

Još jedan parametar koji služi kao ulazni podatak u proceduri koja će biti opisana, je parametar jonsko-jonske korelacije i Debeyevog ekraniranja  $R$ . Njega je lako izračunati na osnovu dijagnostičkih podataka za  $n_e$  i  $T_e$  preko formule (18), uz napomenu da se mora računati u CGS sistemu jedinica.

Sledi procenjivanje vrednosti za  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $\alpha=A^{4/3}$  i  $C_n$ , koje se upotrebljavaju kao početne vrednosti za proceduru iteracionog računa. U principu, ovaj korak se može preskočiti, ali bi se tada, zadavanjem proizvoljnih vrednosti na ulazu u program, sigurno višestruko produžilo vreme izračunavanja ili se čak ne bi dobile smisalne vrednosti traženih parametara. Koristi se metoda najmanjih kvadrata da se parametri Voigtovog profila (30) podese na eksperimentalne tačke profila korigovanog na kontinuum, čime se dobijaju dovoljno dobre procene za početne vrednosti pomenutih parametara. Iako je Voigtov profil simetričan, a modelna funkcija čije parametre želimo da dobijemo na osnovu fitovanja nije, to je ipak mnogo bolje nego da se početne procene daju nasumice. Istovremeno, i vreme računanja se skraćuje.

Fitovanje eksperimentalnih vrednosti na profil Voigta se radi pomoću računara, u programu "Origin", koji kao izlazne vrednosti parametara daje  $x_c$  (položaj centra linije u relativnim jedinicama),  $w_L$  (cela poluširina Lorentzovog profila), parametar  $A_{OR}$  (koji je povezan sa parametrom  $C_n$ ) i  $w_G$  (cela poluširina Gaussovog profila). Međutim, mi smo  $w_G$  unosili kao ulazni podatak dobijen na osnovu proračuna (35), a ne na osnovu Voigtovog profila. Veličina  $w_L$  odgovara dvostrukoj vrednosti  $w_e$ , dok je veza parametra  $A_{OR}$  sa normirajućom konstantom  $C_n$  izračunata kao  $C_n = (4A_{OR} \sqrt{\ln 2}) / (\pi^{3/2} w_G w_L)$ . Naravno,  $d_e$  se dobija kao razlika između položaja centra posmatrane linije  $x_c^*$  i položaja centra referentne linije  $x_c$ , kojima odgovaraju  $\lambda_0^*$  i  $\lambda_0$  respektivno.

Program pisan u programskom paketu "Mathematica 3.0", a dat u radu [2] zahteva da se kao ulazne vrednosti unesu još i vrednost tablične talasne dužine  $\lambda_0$ , kao i opseg talasnih dužina  $\Delta\lambda$  u kojem će se računati integrali (37).

Time se završava sa pripremom koju zahteva pomenuti program. Treba napomenuti da se kao početna procena za parametar  $A$  unosi vrednost nula.

Startovanjem samog programa počinje proces računanja vrednosti funkcije  $K(\lambda)$ , tj. proces podešavanja konvolucione modelne funkcije na eksperimentalni profil. U zavisnosti od početne procene ulaznih vrednosti parametara, računar radi 12 do 14 sati (na konfiguraciji Pentium K6 200 MHz, HDD 3.2 Gb, 32 RAM), pri čemu se izlazni kriterijum obično postiže nakon desetak iteracija. Posle jednog računa, može se ceo proces ponoviti, ali tako da se izlazne vrednosti dobijene kao rezultat prvog pokušaja, sada uzimaju kao ulazne, uz eventualne korekcije nekih parametara samog programa (npr. parametar  $\xi$ , preciznost, tačnost). Takođe, mogu se korigovati i ulazne vrednosti parametara (npr. na osnovu iskustva korisnika ili se rukovoditi teorijskim proračunima), jer se s obzirom na njihovu međusobnu zavisnost, drugaćijom kombinacijom vrednosti parametara, mogu dobiti bolji rezultati u ponovljenom računu. Naravno, svaki sledeći ponovljeni račun traje znatno kraće, jer se i broj iteracija smanjuje zbog bržeg postizanja izlaznog kriterijuma.

Program [2] se zasniva na proceduri podešavanja parametara  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $\alpha=A^{4/3}$  i  $C_n$  na njihove optimalne vrednosti, u smislu određivanja najmanje vrednost funkcije pogodnosti modela, koja se definiše kao [33]:

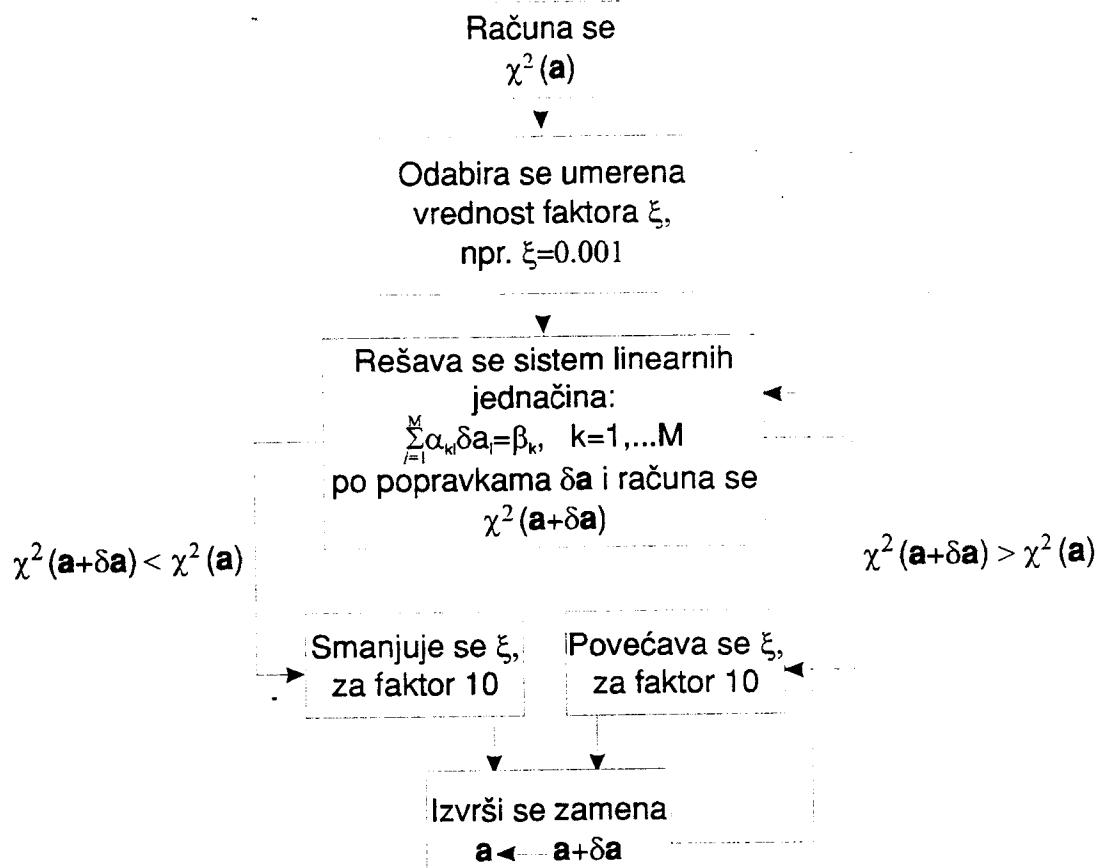
$$\chi^2(\vec{a}) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{y_i - y(x_i; \vec{a})}{\sigma_i} \right]^2 \quad (58)$$

gde je  $y(x; \vec{a})$  modelna funkcija - u našem slučaju to je konvolucija  $K(\lambda)$ ,  $y_i$  su eksperimentalne vrednosti merenih intenziteta,  $\vec{a} = (a_1, a_2, a_3, \dots, a_M)$  su parametri modelne funkcije, a  $\sigma_i$  su greške merenja. Parametri modelne funkcije se podešavaju metodom najmanjih kvadrata, tako da se funkcija  $\chi^2$  minimizira, a s obzirom na nelinearnu zavisnost

modelne funkcije od traženih parametara, to se radi iterativno. Procedura koja poboljšava početnu procenu se ponavlja sve dok  $\chi^2$  ne prestane primetno da opada.

Program je pisan saglasno Levenberg-Marquardtovom metodu fitovanja, koji u sebi kombinuje metodu inverzne Hessijanske matrice i metodu najstrmijeg nagiba. Ovaj poslednji metod se koristi daleko od minimuma  $\chi^2$  funkcije i postepeno se prebacuje na metod inverzne Hessijanske matrice kako se približavamo traženom minimumu [2].

Kada se utvrdi početna procena za skup parametara  $a$ , u programu se ispunjava algoritam, kojim se praktično vrši pretraživanje 4-dimenzionog hiperprostora parametara:



gde su  $\alpha_{kl}$  elementi matrice zakrivljenosti,  $\delta a_l$  popravka l-tog parametra  $a_l$ ,  $\beta_k = -(1/2)(\partial \chi^2 / \partial a_k)$ , a  $M$  broj parametara koji se podešavaju [2].

Kriterijum izlaska iz gornje petlje je zadovoljen kada je relativno smanjenje  $\chi^2$  funkcije manje ili jednak 0.5%.

U toku rada sa programom [2], neki od eksperimentalnih profila su morali biti odbačeni kao nepogodni za opisan način obrade, obzirom da su sa porastom elektronske koncentracije  $n_e$  proračunate vrednosti za parametar  $A$  opadale, što je u suprotnosti sa formulom:

$$A(n_e, T) = A_N(T) \cdot n_e^{1/4} \cdot 10^{-4} \quad (59)$$

gde je  $A_N(T)$  vrednost parametra  $A$  normirana na koncentraciju  $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Mogući uzrok ovakvog neslaganja je postojanje "nakačene" linije neke druge atomske vrste na krilu posmatranog profila, tj. nedovoljna izolovanost eksperimentalne linije.

Crtanjem zavisnosti  $A(n_e^{1/4})$  rezultati dobijeni opisanom dekonvolucionom procedurom mogu se uporediti sa teorijskim, ili nekim drugim vrednostima proračunatim na osnovu eksperimentalnih podataka, uz napomenu da teorija predviđa i temperatursku zavisnost  $A$ , ali je ona, u ovde korišćenom intervalu temperatura slaba. Rezultati se mogu videti u tabelama na kraju rada.

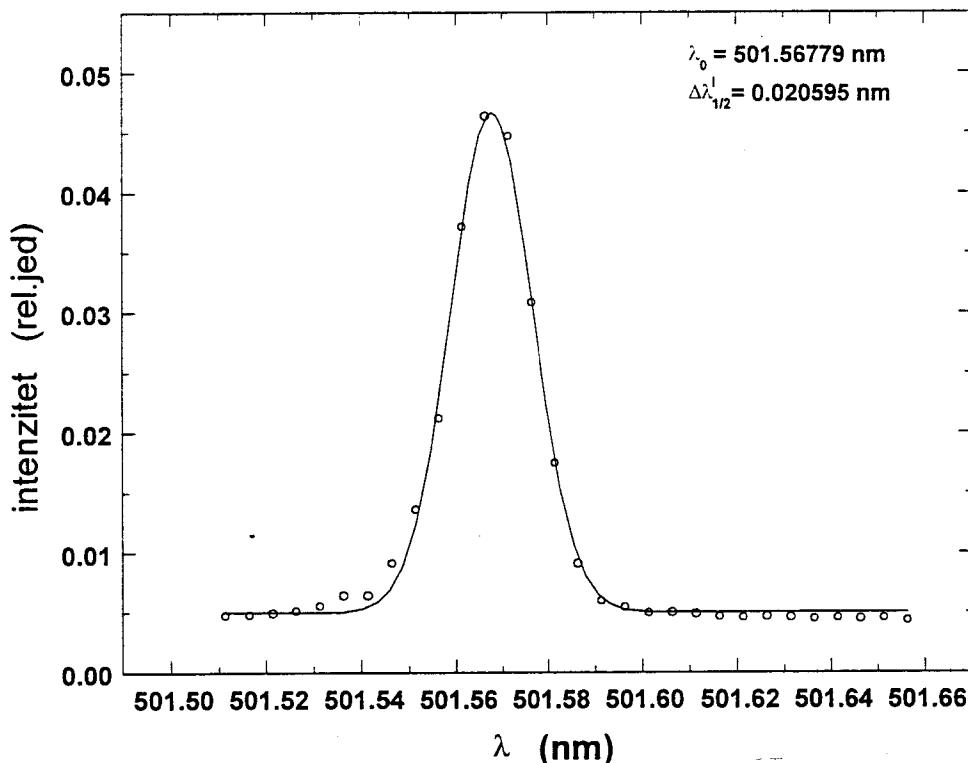
Relativna greška za parametar  $A$  ima poreklo u grešci merenja i grešci procedure fitovanja, odnosno grešci dekonvolucije. Prva je procenjena na 15% u slučaju ugljenika i helijuma, a 4-12% kod argona, dok je relativna greška procedure fitovanja za parametar  $A$  ustanovljena na osnovu test funkcije, i iznosi 2.5% za sva tri ispitivana elementa. Tako su vrednosti za relativne greške od  $A$ , date u tabelama kao kvadratni koren iz zbiru kvadrata pomenutih grešaka.

Za ostala tri parametra procenjene greške procedure fitovanja (one su date u tabelama) su: 1.1% za  $w_e$ , 2.4% za  $d_e$  i 0.5% za  $C_n$ . U prilogu na kraju rada se može videti izlazni deo programa, koji kao rezultat fitovanja test funkcije daje vrednosti gore pomenutih grešaka.

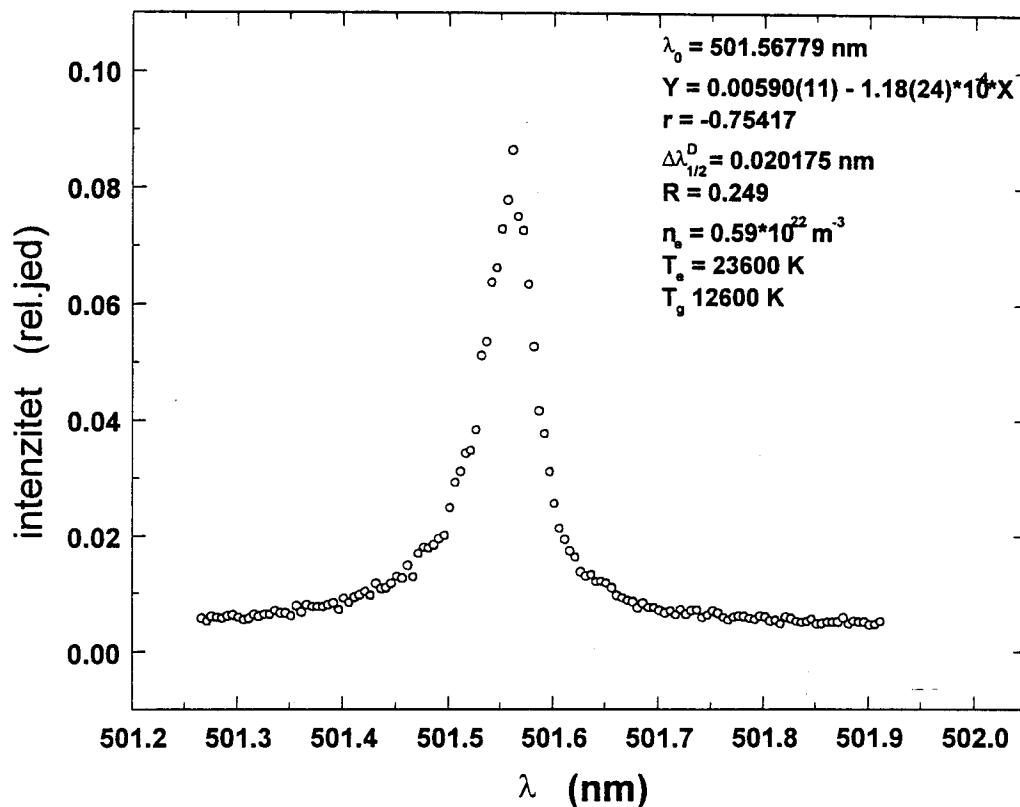
## 6.2 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI HELIJUM

### 6.2.1 Linija 501.6 nm

Slede rezultati za liniju 501.6 nm, rađeni za tri različite kombinacije elektronske koncentracije i temperature. Na kraju ovog poglavlja je data tabela sa vrednostima za  $n_e$  i  $T_e$  koje odgovaraju onima koje su date uz slike. Takođe, u tabeli su i vrednosti merenog  $A$ , tabelirane Griemove vrednosti  $A_G$  [3] i vrednosti  $A_{BCW}$  koje daje teorija [4]. Rezultati koji su ovde prikazani, tačnije slike nekorigovane i fitovane linije su samo primeri, dok je ceo postupak koji je opisan u radu primenjivan na sve profile i kombinacije  $n_e$  i  $T_e$ . Prikazivanje svih rezultata bi bilo zamorno za čitaoca, a najvažniji podaci se ipak mogu videti i u tabelama. Radi kompletlijeg prikaza, u tabeli se nalaze i vrednosti polupoluširine, pomeraja i normirajuće konstante, koje se dobijaju u poslednjoj iteraciji zajedno sa  $\alpha$ , tj.  $A$ .

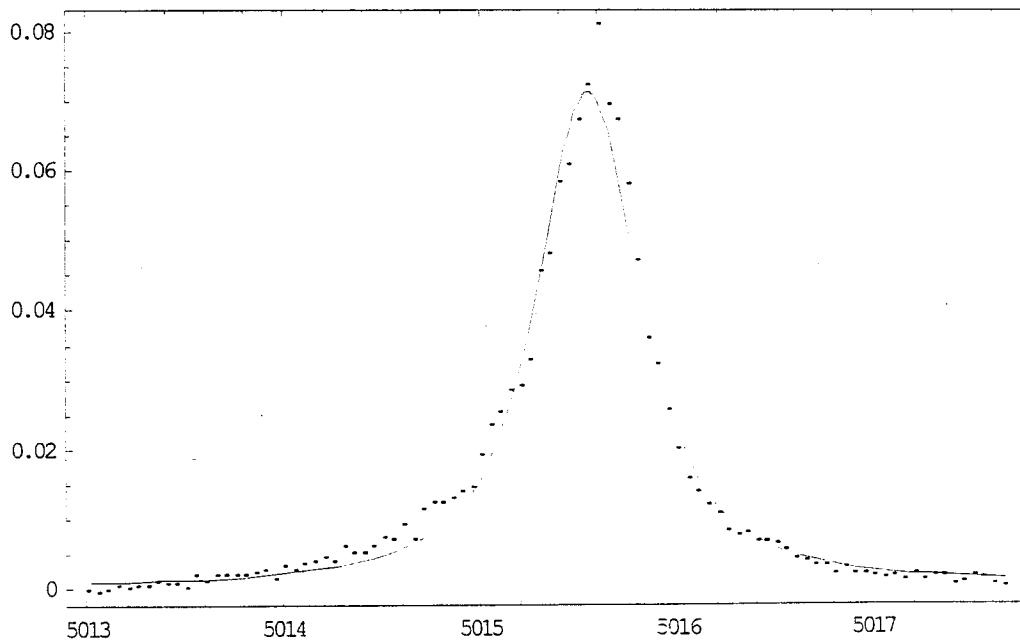


Slika 14 : Profil referentne linije i profil Gaussovog fita Geisslerove cevi sa vrednostima tablične talasne dužine i instrumentalne poluširine



Slika 15 : Eksperimentalni profil nekorigovan na kontinuum i jednačina linearne fita za kontinuum, sa vrednostima tablične talasne dužine, Dopplerove poluširine, Debyevog parametra, elektronske koncentracije, elektronske i gasne temperature

$$\lambda_0=501.56779 \text{ nm } n_e=0.59 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \quad T_e=23600 \text{ K } T_g=12600 \text{ K}$$

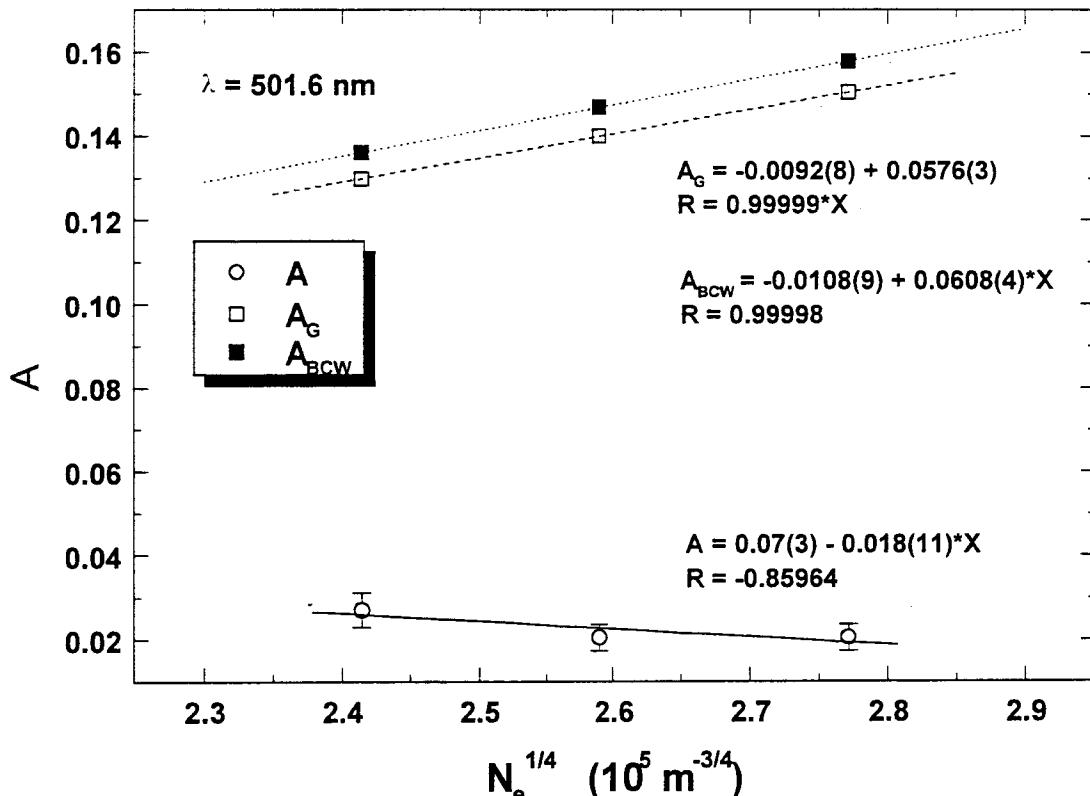


Slika 16 : Eksperimentalni profil korigovan na kontinuum i profil modelne funkcije, sa izračunatim parametrima:

$$w_e=0.248(3) \cdot 10^{-1} \text{ nm } d_e=-0.113(3) \cdot 10^{-1} \text{ nm } \alpha=-0.00560(19) \quad C_n=0.2851(14)$$

Tabela 3 : Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovog poređenje sa teorijskim vrednostima za liniju HeI 501.6 nm

$T(K)$	$\Pi_e (10^{22} m^{-3})$	$\Pi_e^{1/4} (10^5 m^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{BCW}$	$W_e (10^{-1} nm)$	$d_e (10^{-1} nm)$	$C_n$
21400(3600)	0.34(3)	2.42(5)	0.027(4)	0.12984	0.13608	0.1146(13)	-0.034(8)	0.3148(16)
22700(3400)	0.45(3)	2.59(4)	0.020(3)	0.14003	0.14685	0.248(3)	-0.113(3)	0.285(14)
23600(3500)	0.59(4)	2.77(5)	0.020(3)	0.15039	0.15778	0.248(3)	-0.113(3)	0.2851(14)

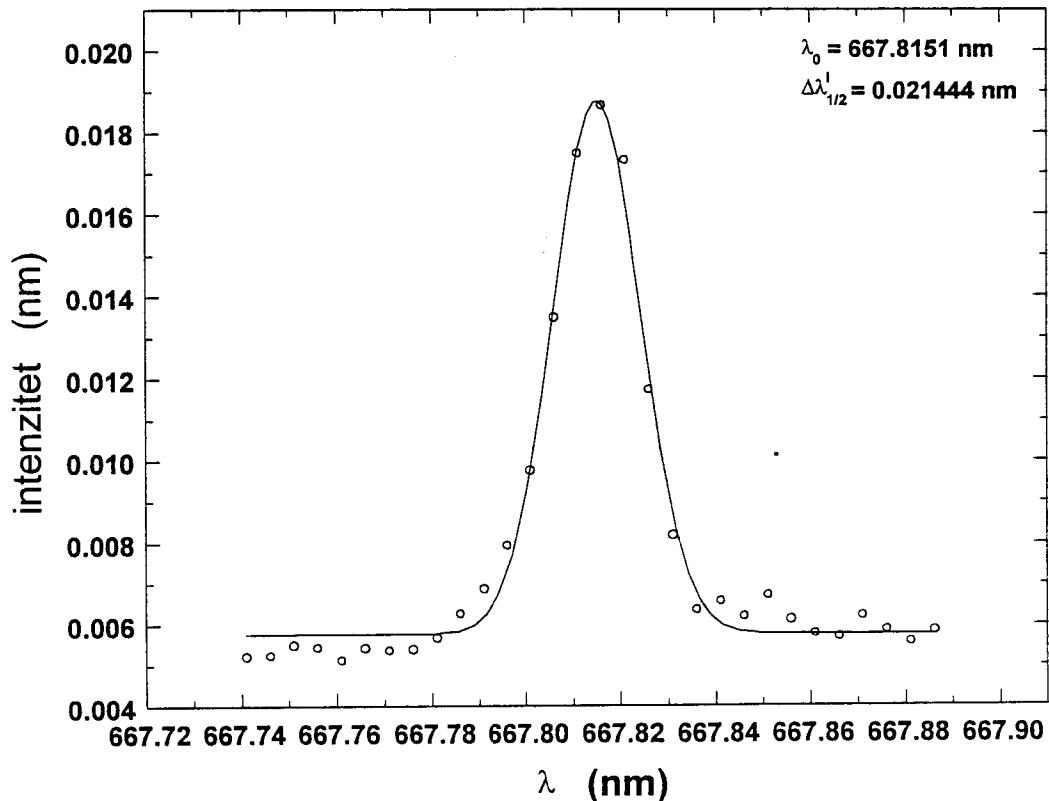


Slika 17 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

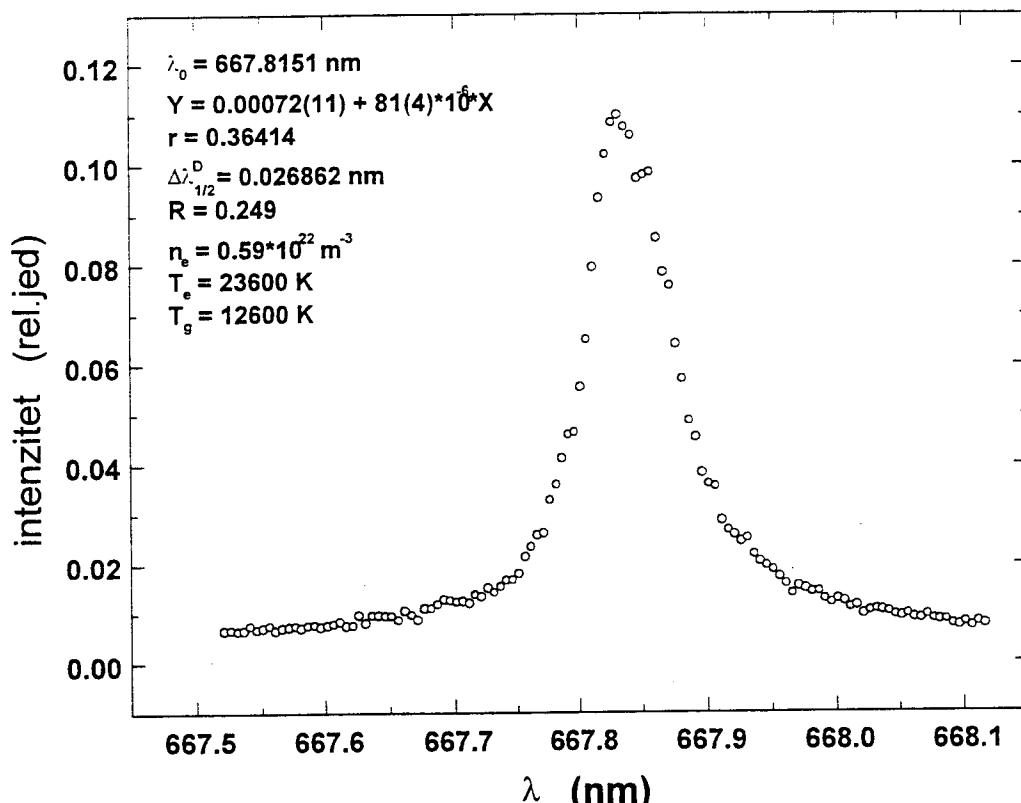
Kao što se na slici 17 može videti, linearna zavisnost parametra  $A$  od  $n_e^{1/4}$  postoji, ali nagib prave neodgovarajući i vrednosti za  $A$  su niže od teorijskih. To je najverovatnije posledica nedovoljno dobre definisanosti spektralne linije, obzirom da je snimana u impulsnom luku, kao i toga što je pored He u gasnoj mešavini prisutan i H (čak 80%). Istovremeno, za luke elemente kao što je He, i na nižim vrednostima elektronske koncentracije ( $n_e \leq 10^{22} m^{-3}$ ), prisutan je i uticaj dinamike jona na povećanje širine i pomeraja spektralnih linija. Pošto je ovaj rad zasnovan na sudarnoj aproksimaciji za elektrone i kvazistatičkoj aproksimaciji za jone, proizilazi da dinamika jona ipak ne može biti ignorisana u datim uslovima eksperimenta. Dalje, još jedan od razloga za slabije slaganje sa teorijom i primenljivost postupka opisanog u ovom radu samo u slučajevima ograničenim uslovom (23), dok je, kao što se može videti, ovde  $A < 0.05$ .

### 6.2.2 Linija 667.8 nm

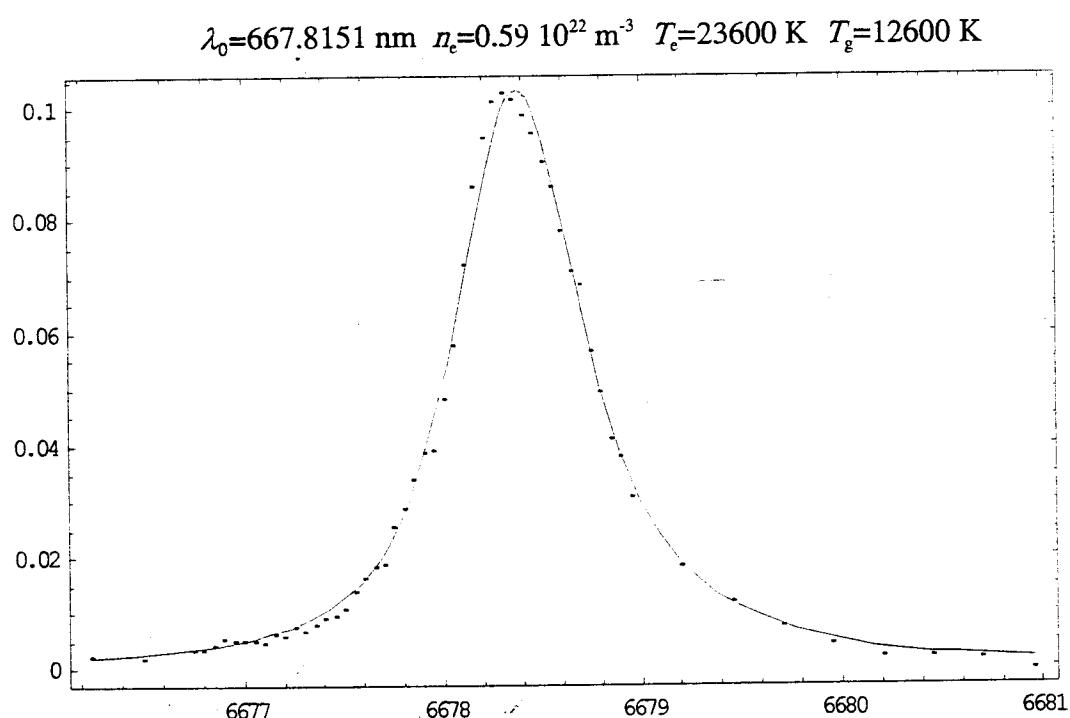
Slede rezultati za liniju 667.8 nm, rađeni za tri različite kombinacije elektronske koncentracije i temperature. Na kraju ovog poglavlja je data tabela sa vrednostima za  $n_e$  i  $T_e$  koje odgovaraju onima koje su date uz slike. Takođe, u tabeli su i vrednosti merenog  $A$ , tabelirane Griemove vrednosti  $A_G$  [3] i vrednosti  $A_{BCW}$  koje daje teorija [4]. Rezultati koji su ovde prikazani, tačnije slike nekorigovane i fitovane linije su samo primjeri, dok je ceo postupak koji je opisan u radu primenjivan na sve profile i kombinacije  $n_e$  i  $T_e$ . Prikazivanje svih rezultata bi bilo zamorno za čitaoca, a najvažniji podaci se ipak mogu videti i u tabelama. Radi kompletnejeg prikaza, u tabeli se nalaze i vrednosti polupoluširine, pomeraja i normirajuće konstante, koje se dobijaju u poslednjoj iteraciji zajedno sa  $\alpha$ , tj.  $A$ .



Slika 18 : Profil referentne linije i profil Gaussovog fita Geisslerove cevi sa vrednostima tablične talasne dužine i instrumentalne poluširine



Slika 19 : Eksperimentalni profil nekorigovan na kontinuum i jednačina linearnog fita za kontinuum, sa vrednostima tablične talašne dužine, Dopplerove poluširne, Debyeovog parametra, elektronske koncentracije, elektronske i gasne temperature

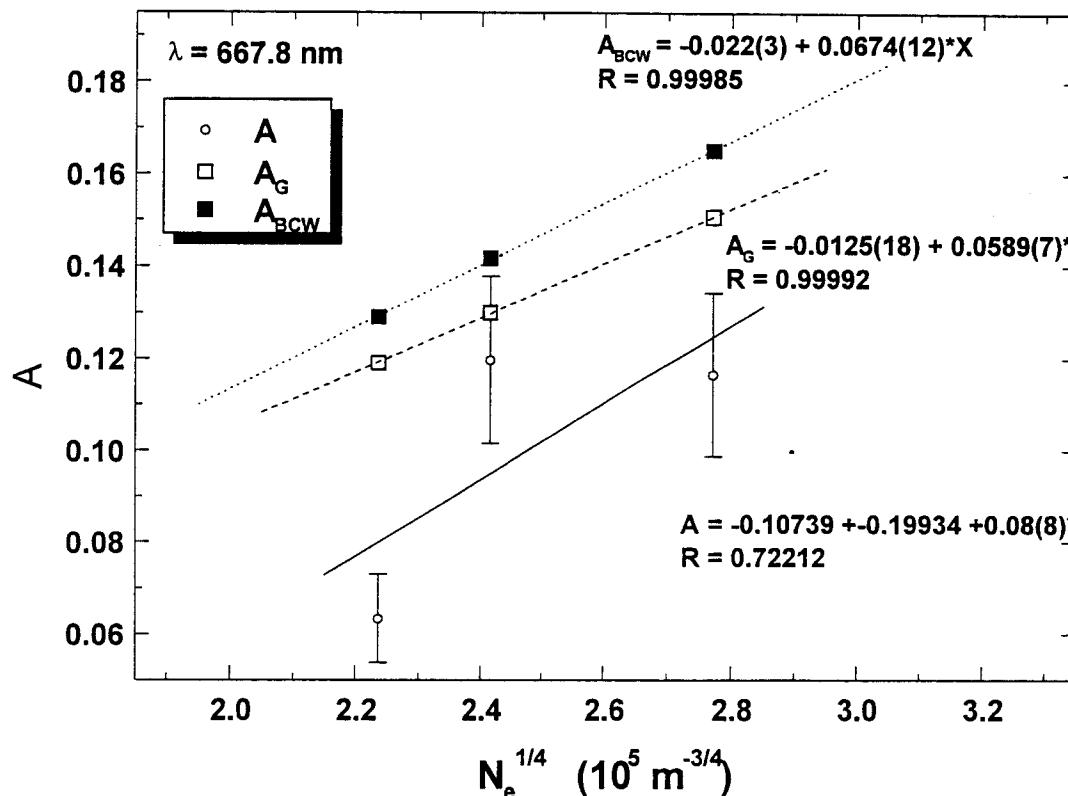


Slika 20 : Eksperimentalni profil korigovan na kontinuum i profil modelne funkcije, sa izračunatim parametrima:

$$w_e=0.275(3) \cdot 10^{-1} \text{ nm} \quad d_e=0.151(4) \cdot 10^{-1} \text{ nm} \quad \alpha=0.0569(19) \quad C_n=0.3840(19)$$

Tabela 4 : Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim vrednostima za liniju HeI 667.8 nm

$T$ (K)	$n_e$ ( $10^{22} \text{ m}^{-3}$ )	$n_e^{1/4}$ ( $10^5 \text{ m}^{-3/4}$ )	$A$	$A_G$	$A_{BCW}$	$w_e$ ( $10^{-1} \text{ nm}$ )	$d_e$ ( $10^{-1} \text{ nm}$ )	$C_n$
19300(4000)	0.250(20)	2.24(4)	0.063(10)	0.11906	0.12902	0.1125(12)	0.120(3)	0.3990(19)
21400(3600)	0.34(3)	2.42(5)	0.120(18)	0.12996	0.14167	0.1498(16)	0.1013(24)	0.4242(21)
23600(3500)	0.59(4)	2.77(5)	0.116(18)	0.15068	0.16523	0.275(3)	0.151(4)	0.3840(19)



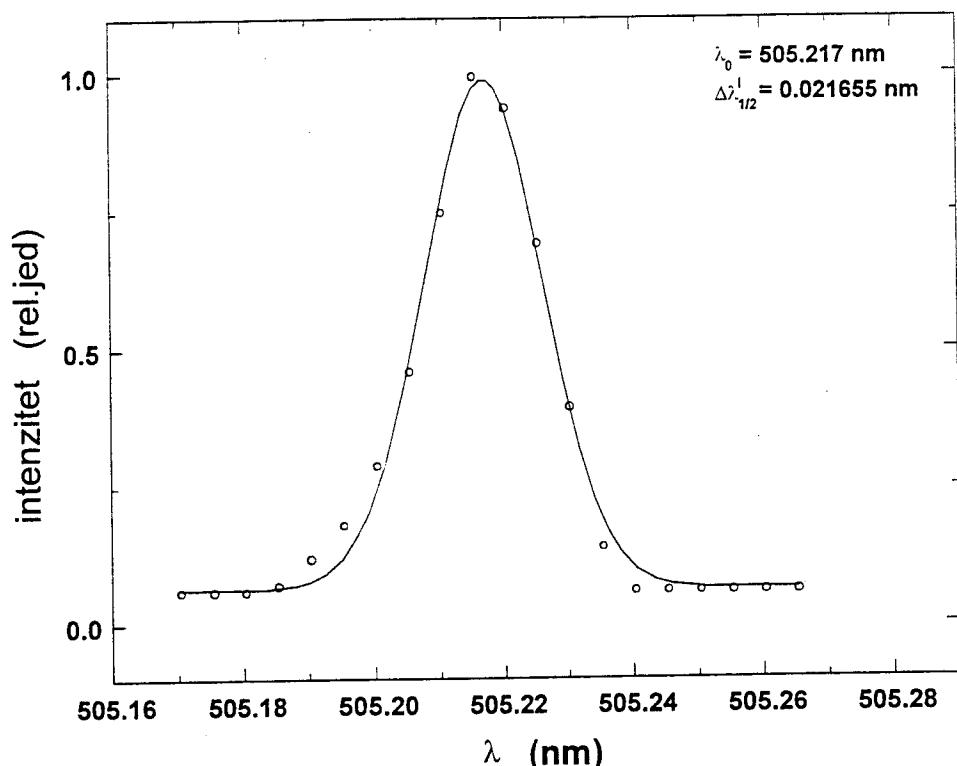
Slika 21 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Rezultati na slici 21 pokazuju da je linearna zavisnost parametra  $A$  od četvrtog korena elektronske koncentracije očuvana i da je za razliku od prethodne linije, nagib linearne fita prilično dobar. Razlozi zbog kojih bi se dobili još bolji rezultati su isti oni koji su navedeni u slučaju linije HeI 501.6 nm (poglavlje 6.2.1).

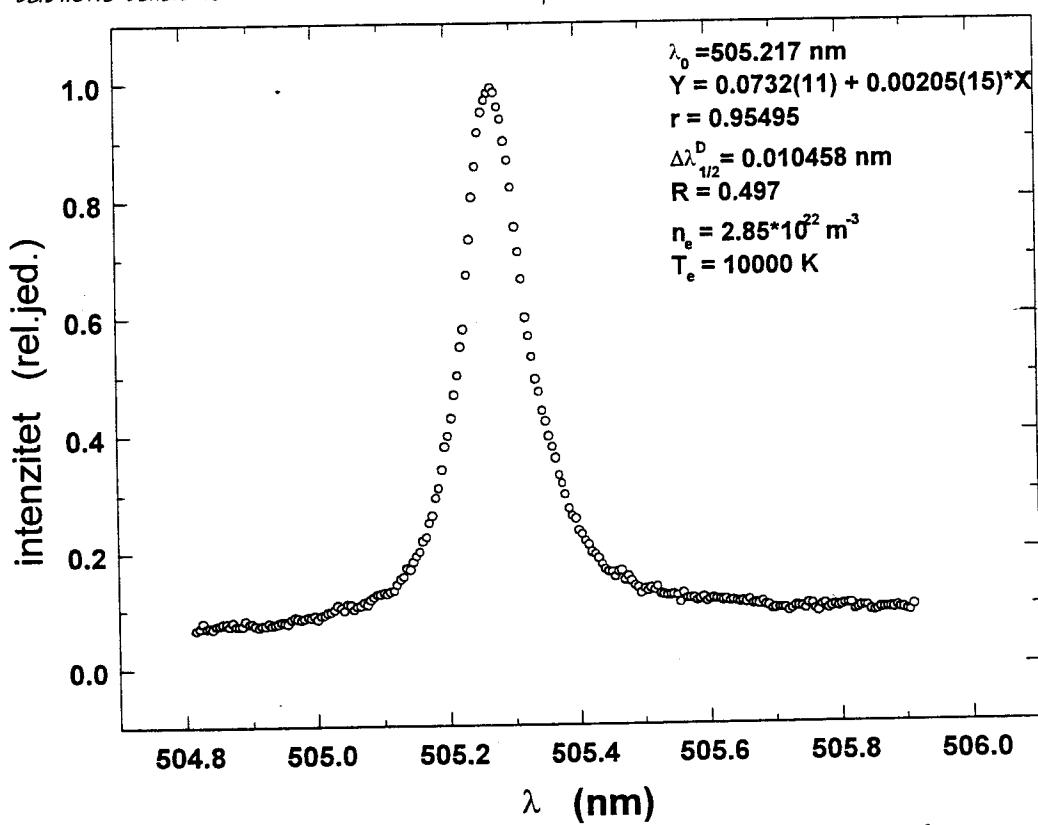
### 6.3 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI UGLJENIK

Slede rezultati za liniju 505.2 nm, rađeni za dve različite kombinacije elektronske koncentracije i temperature, s tim što su za  $n_e=2.85 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  i  $T_e=10^4 \text{ K}$  rađena tri pokušaja, a za  $n_e=2.2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  i  $T_e=9700 \text{ K}$  dva. Takođe, u tabeli su date vrednosti merenog  $A$ , tabelirane Griemove vrednosti  $A_G$  iz [3] i vrednosti  $A_{JWW}$  koje su proračunate na osnovu eksperimentalnih rezultata [5]. Rezultati koji su ovde prikazani, tačnije slike nekorigovane i fitovane linije su samo primeri, dok je ceo postupak koji je opisan u radu primenjivan na sve profile i kombinacije  $n_e$  i  $T_e$ . Prikazivanje svih rezultata bi bilo zamorno za čitaoca, a najvažniji podaci se ipak mogu videti i u tabelama. Radi kompletnijeg prikaza, u tabeli se

nalaze i vrednosti polupoluširine, pomeraja i normirajuće konstante, koje se dobijaju u poslednjoj iteraciji zajedno sa  $\alpha$ , tj.  $A$ .

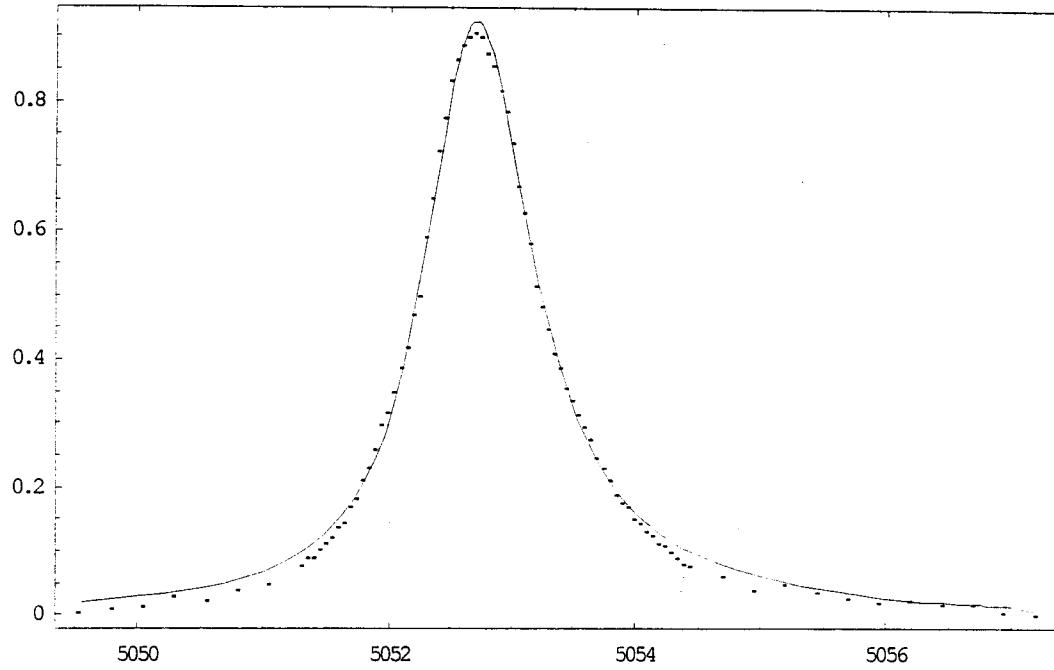


Slika 22 : Profil referentne linije i profil Gaussovog fita Geisslerove cevi sa vrednostima tabične talasne dužine i instrumentalne poluširine



Slika 23 : Eksperimentalni profil nekorigovan na kontinuum i jednačina linearног fita za kontinuum, sa vrednostima tabične talasne dužine, Dopplerove poluširine, Debyevog parametra, elektronske koncentracije i elektronske temperature

$$\lambda_0=505.217 \text{ nm} \quad n_e=2.85 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \quad T_e=10000 \text{ K}$$



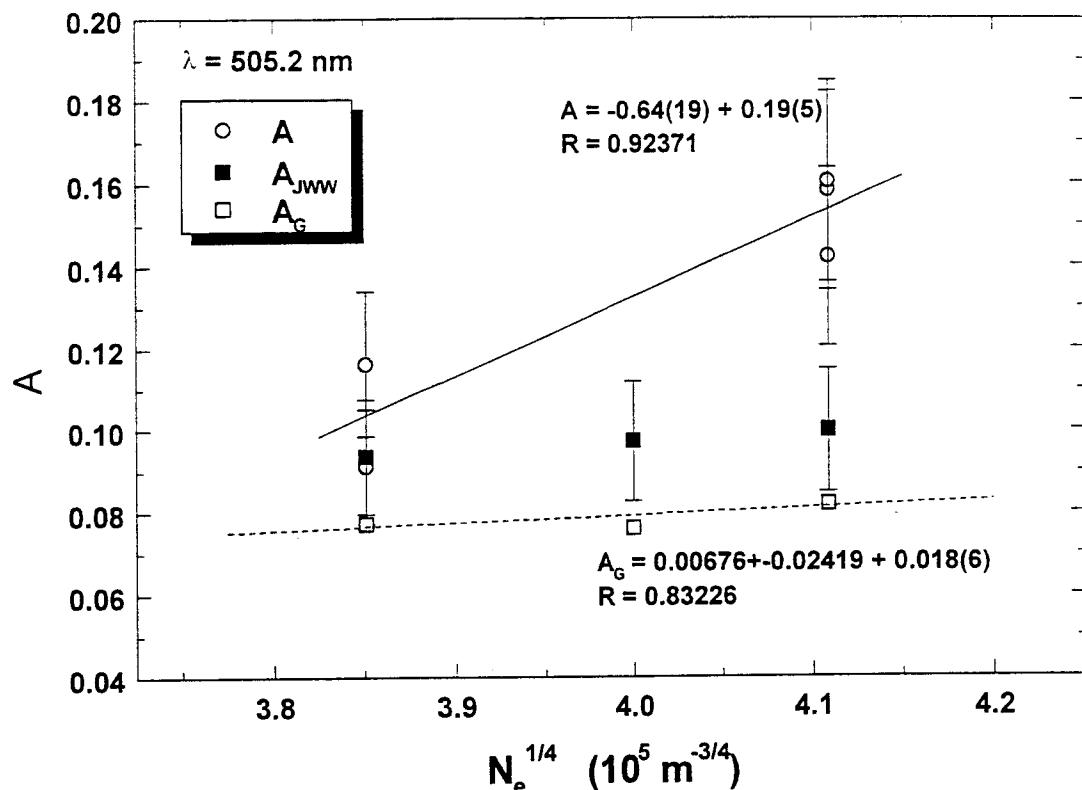
Slika 24 : Eksperimentalni profil korigovan na kontinuum i profil modelne funkcije, sa izračunatim parametrima:

$$w_e=0.447(5) \cdot 10^{-1} \text{ nm} \quad d_e=0.423(10) \cdot 10^{-1} \text{ nm} \quad \alpha=0.0742(25) \quad C_n=4.442(22)$$

Tabela 5: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju Cl 505.2 nm

$T(\text{K})$	$n_e$ ( $10^{22} \text{ m}^{-3}$ )	$n_e^{1/4}$ ( $10^5 \text{ m}^{-3}$ )	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$	$w_e$ ( $10^{-1} \text{ nm}$ )	$d_e$ ( $10^{-1} \text{ nm}$ )	$C_n$
9700(290)	2.2(2)	3.85(9)	0.091(14)	0.07724	0.094(14)*	0.344(4)	0.346(8)	4.041(20)
9700(290)	2.2(2)	3.85(9)	0.116(18)	0.07724	0.094(14)*	0.319(4)	0.249(6)	4.537(23)
10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.142(22)	0.08185	0.100(15)*	0.447(5)	0.423(10)	4.442(22)
10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.158(24)	0.08185	0.100(15)*	0.419(5)	0.542(13)	4.810(24)
10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.160(24)	0.08185	0.100(15)*	0.435(5)	0.414(9)	4.573(23)
10000	2.56	4	-	0.07617	0.097(15)	-	-	-

\* Vrednosti su snimane pri  $T=11600 \text{ K}$ .



Slika 25: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Rezultati na slici 25 pokazuju da je linearna zavisnost parametra  $A$  od četvrtog korena elektronske koncentracije potvrđena, i da je slaganje sa teorijskim predviđanjima relativno dobro. Uslovi snimanja spektralnih linija neutralnog ugljenika (poglavlje 5.2) su takvi da je zbog korišćene smeše gasova u električnom luku, u odnosu  $\text{H} : \text{CO}_2 : \text{Ar} = 4\% : 30\% : 66\%$ , moguća nedovoljno dobra definisanost spektralnih linija, te i zbog toga, slabije slaganje dobijenih rezultata sa teorijskim.

Treba uočiti, da su rezultati u slučaju helijumovih i ugljenikovih linija dobijeni na osnovu malog broja tačaka (tj. malog broja kombinacija elektronske koncentracije i temperature, a samim tim i malog broja merenih vrednosti parametra  $A$ ), za razliku od argonovih linija, kod kojih za svaku talasnu dužinu imamo po dvanaest različitih kombinacija za  $n_e$  i  $T_e$ , a time i bolju definisanost prave  $A(n_e^{1/4})$ .

## 6.4 PRIKAZ REZULTATA ZA NEUTRALNI ARGON

Slede rezultati za deset linija neutralnog argona, rađeni za dvanaest različitih kombinacija elektronske koncentracije i temperature. Vrednosti date u tabelama odgovaraju onima koje su date uz slike. U tabelama su date i vrednosti merenog  $A$ , tabelirane Griemove vrednosti  $A_G$  [3] i vrednosti  $A_{JWW}$  koje su proračunate na osnovu merenja datih u radu [6]. Rezultati koji su ovde prikazani, tačnije slika nekorigovane i slika fitovane linije su samo primeri, dok je ceo postupak koji je opisan u radu primenjivan na sve profile i kombinacije  $n_e$  i  $T_e$ . Prikazivanje svih rezultata bi zbog obimnosti bilo zamorno za čitaoca, a najvažniji podaci se ipak mogu naći i u tabelama.

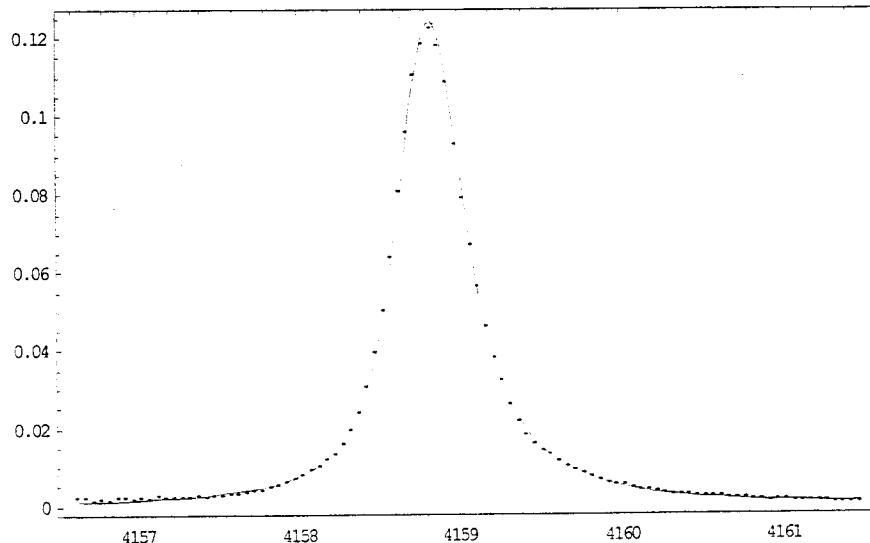
*Tabela 6: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 415.859 nm*

$T(K)$	$n_e (10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4} (10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.129(5)	0.07583	0.105(11)*
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.128(5)	0.07535	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.127(6)	0.07459	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.126(6)	0.07314	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.122(7)	0.07098	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.120(7)	0.06908	0.094(9)*
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.115(8)	0.06651	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.112(8)	0.06457	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.109(9)	0.06242	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.104(8)	0.05966	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.100(9)	0.05742	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.094(9)	0.05597	0.075(8)*

\* Vrednosti su snimane pri  $T = 11878 \text{ K}$

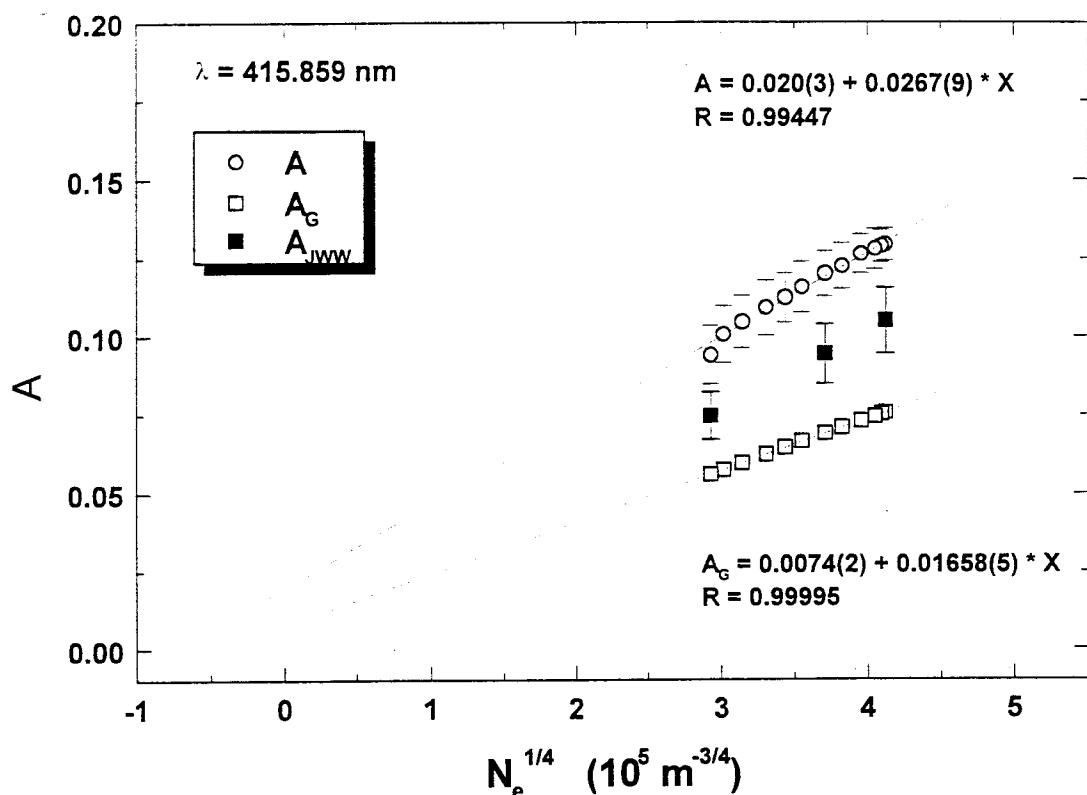
Izgled nekorigovane spektralne linije ArI 415.859 nm pre i posle sprovođenja procedure Abelovanja se može videti na slikama 11 i 13 (poglavlje 5.3.2), dok je na slici 26 dat izgled eksperimentalnog profila zajedno sa profilom modelne funkcije.

$$\lambda_0=415.859 \text{ nm } n_e=2.9 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ } T=10760 \text{ K}$$



*Slika 26: Eksperimentalni profil korigovan na kontinuum i profil modelne funkcije, sa izračunatim parametrima:*

$$w_e=0.1850(20) \cdot 10^{-1} \text{ nm } d_e=0.193(5) \cdot 10^{-1} \text{ nm } \alpha=0.0613(21) \text{ } C_n=0.730(4)$$

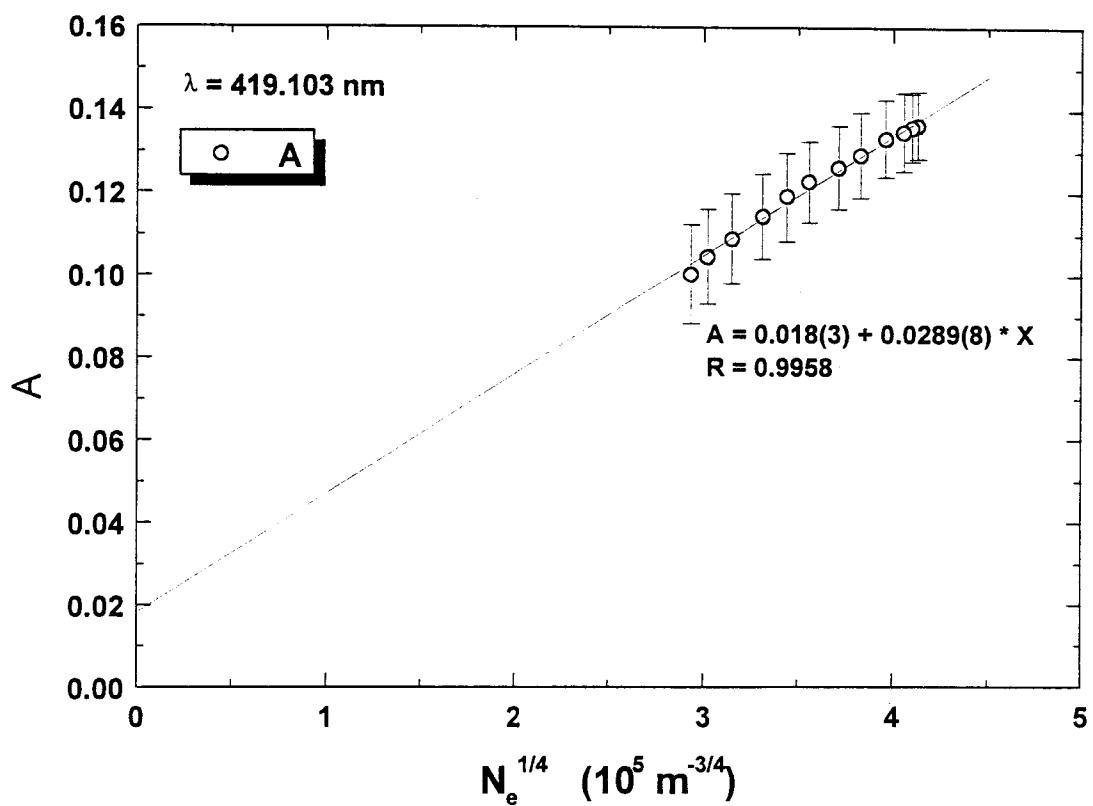


Slika 27: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Kao što se na slici 27 vidi, slaganje zavisnosti parametra  $A$  od četvrtog korena elektronske koncentracije je najbolje u slučaju argonovih linija. Treba reći, da je pri snimanju spektralnih linija neutralnog argona korišten električni luk (poglavlje 5.3) u kome se nalazio samo čist argon. To je verovatno i najvažniji razlog zbog kojeg su spektralne linije neutralnog argona dobro izolovane i vrednosti parametra  $A$  se dobro slažu sa teorijskim i (eventualno dostupnim) rezultatima drugih eksperimenata.

Tabela 7: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 419.103 nm

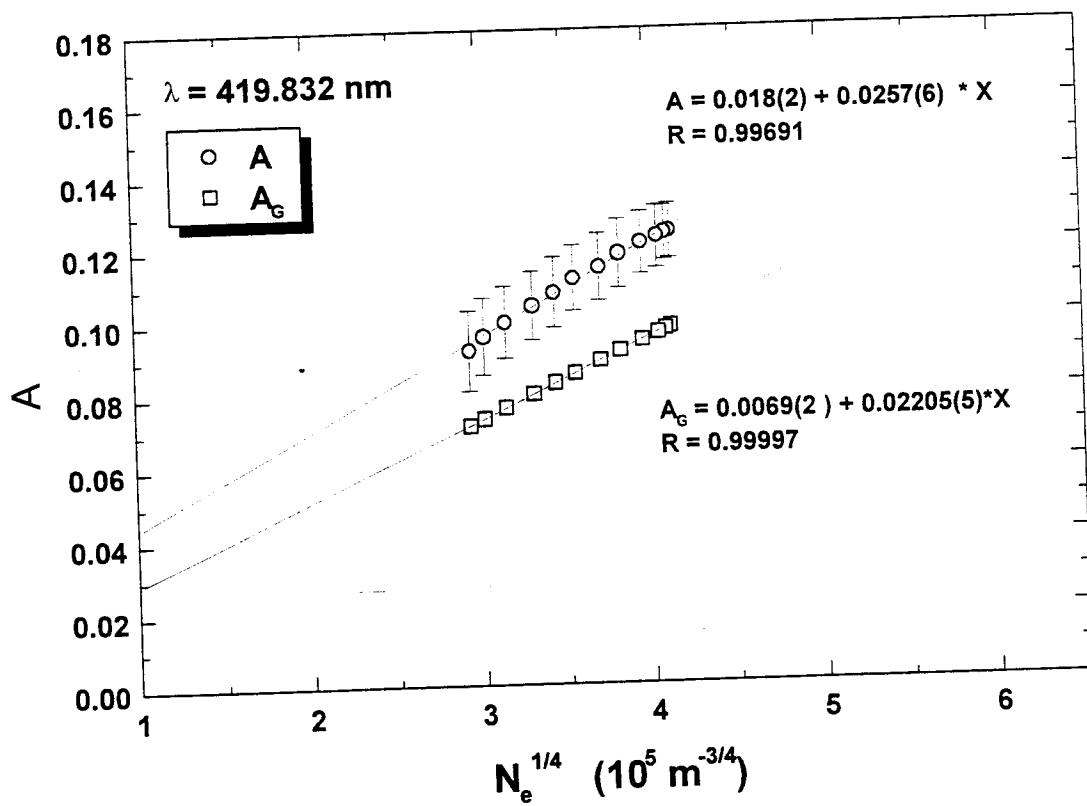
$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.136(8)	-	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.136(8)	-	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.135(9)	-	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.133(9)	-	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.129(10)	-	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.126(10)	-	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.123(10)	-	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.119(11)	-	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.114(10)	-	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.109(11)	-	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.105(12)	-	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.100(12)	-	-



Slika 28 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije za datu liniju.

Tabela 8: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 419.832 nm

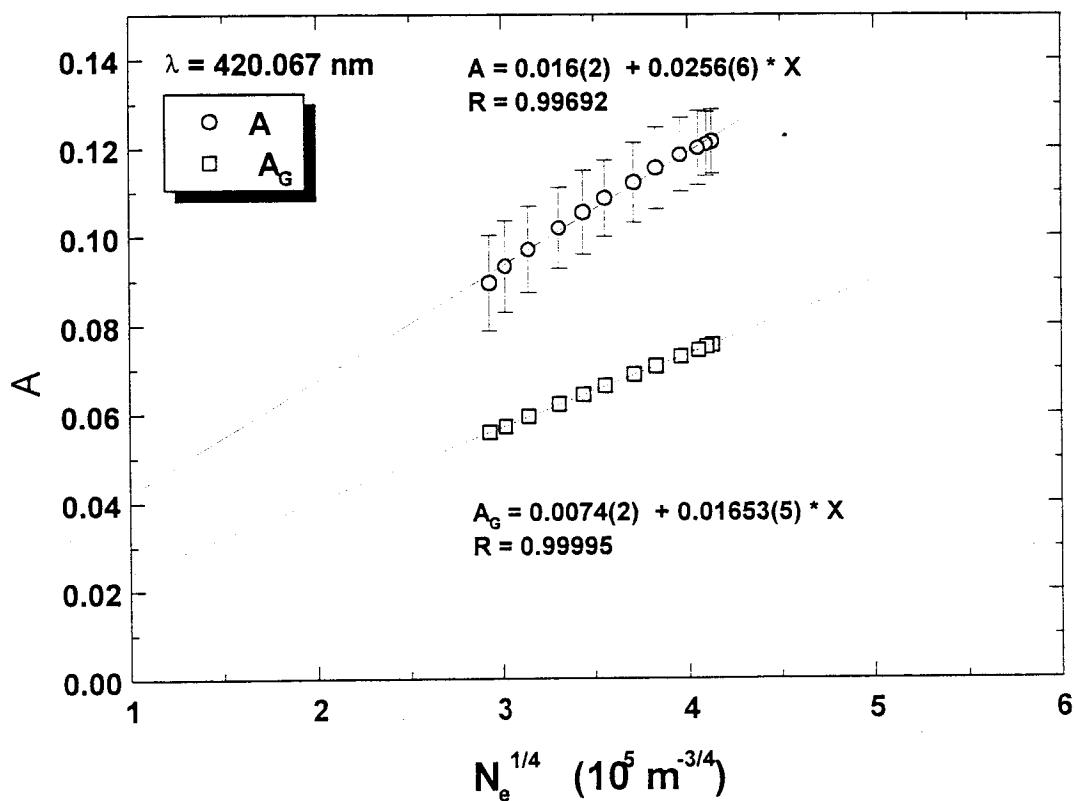
$T(K)$	$n_e(10^{22} m^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 m^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.124(7)	0.09784	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.124(7)	0.09721	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.122(9)	0.09621	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.121(8)	0.09424	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.118(9)	0.09136	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.114(9)	0.08882	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.112(9)	0.0854	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.108(10)	0.08282	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.104(9)	0.07996	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.098(10)	0.0763	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.096(10)	0.07337	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.092(11)	0.07146	-



Slika 29: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 9: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 420.067 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.121(7)	0.07556	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.121(7)	0.07509	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.120(8)	0.07433	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.118(8)	0.07288	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.115(9)	0.07073	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.112(9)	0.06883	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.109(9)	0.06627	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.105(9)	0.06434	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.102(9)	0.0622	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.097(10)	0.05944	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.093(10)	0.05721	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.090(11)	0.05577	-

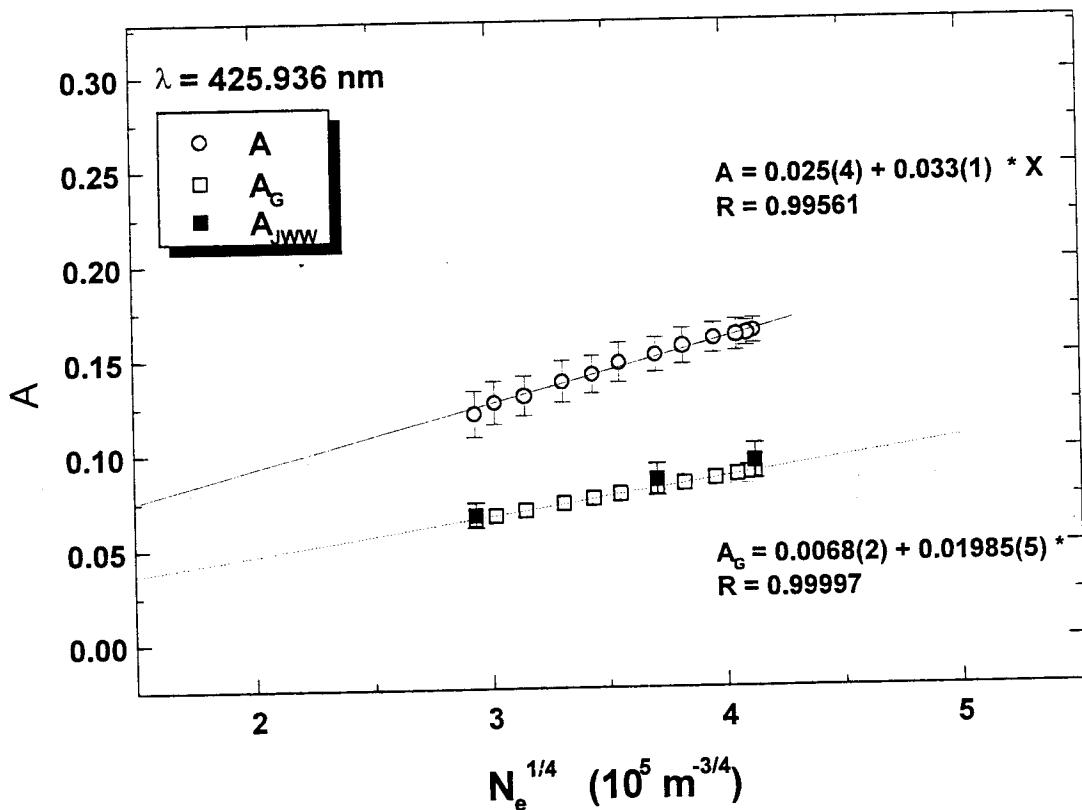


Slika 30: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 10: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 425.936 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} m^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 m^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.163(7)	0.08871	0.094(9)*
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.162(6)	0.08815	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.161(8)	0.08724	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.159(8)	0.08548	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.155(9)	0.08289	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.151(9)	0.08061	0.085(8)*
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.147(10)	0.07752	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.141(10)	0.07521	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.137(11)	0.07263	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.130(10)	0.06934	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.126(11)	0.06668	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.121(12)	0.06496	0.067(7)*

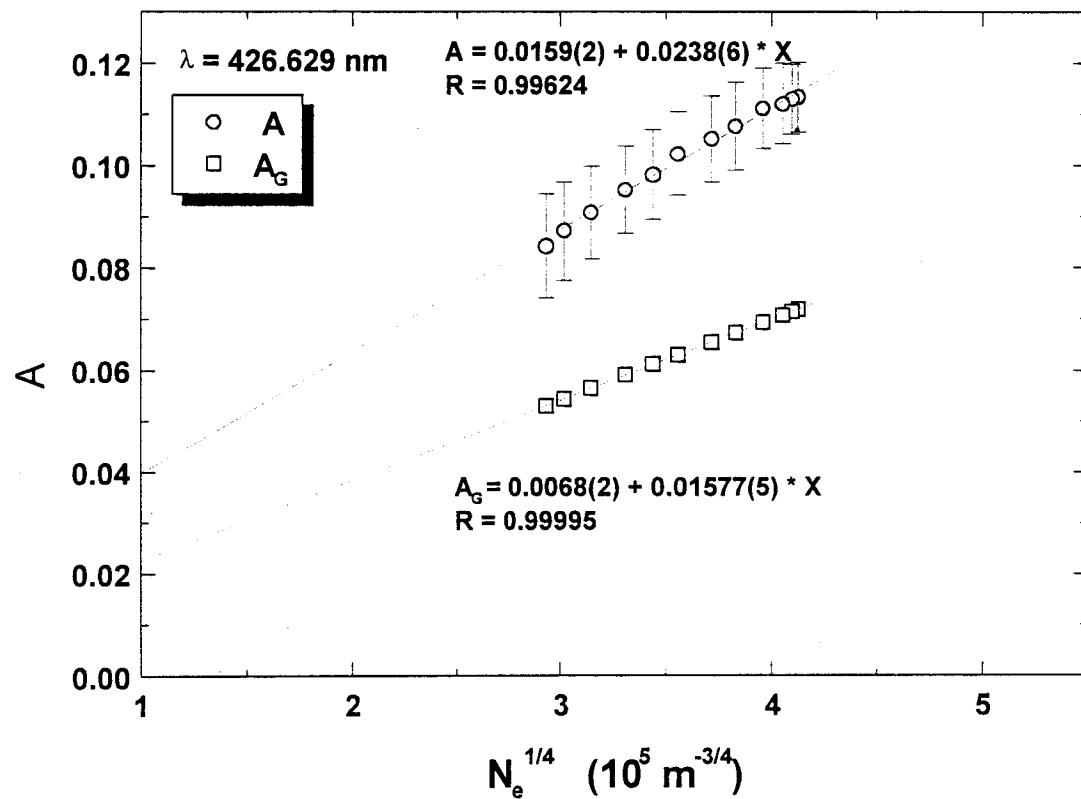
\* Vrednosti su snimane pri  $T = 11878$  K



Slika 31 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 11: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 426.629 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.113(7)	0.0719	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.113(7)	0.07145	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.112(8)	0.07072	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.111(8)	0.06934	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.108(9)	0.06729	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.105(8)	0.06548	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.102(8)	0.06303	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.098(9)	0.06119	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.095(9)	0.05915	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.091(9)	0.05652	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.087(10)	0.05439	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.084(10)	0.05302	-

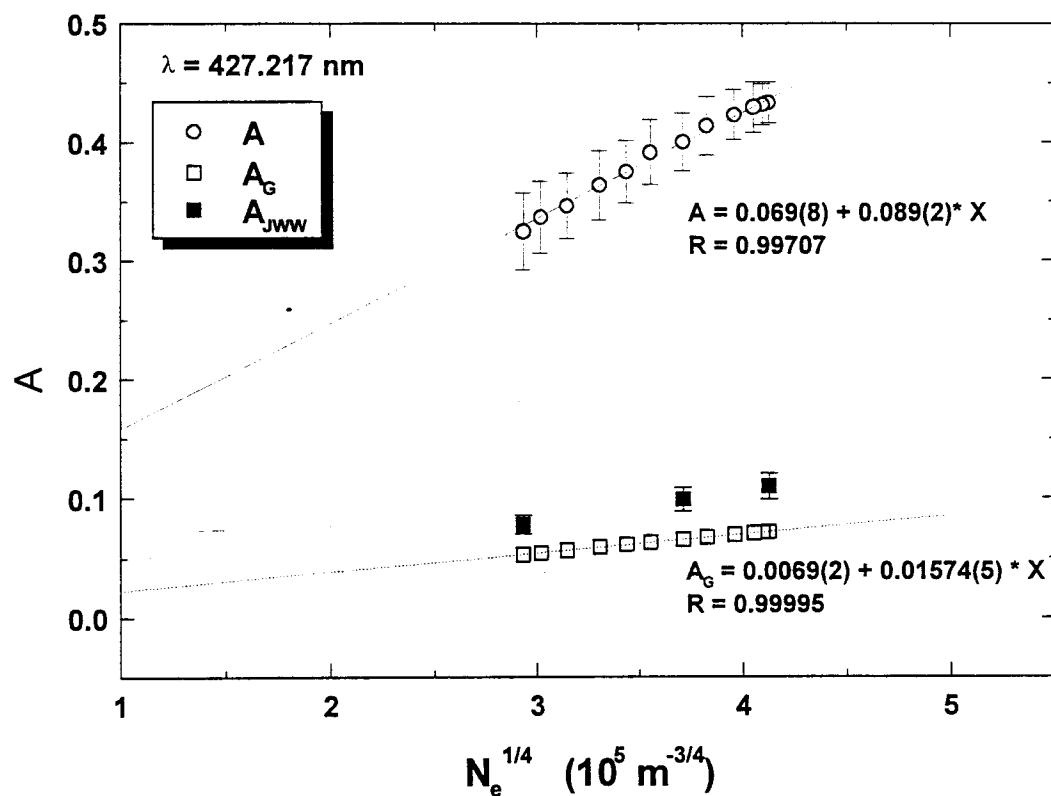


Slika 32 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 12: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 427.217 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.433(17)	0.07175	0.110(11)*
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.432(17)	0.0713	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.429(22)	0.07058	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.423(21)	0.0692	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.414(25)	0.06715	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.400(24)	0.06534	0.099(10)*
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.39(3)	0.0629	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.38(3)	0.06107	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.36(3)	0.05903	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.35(3)	0.0564	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.34(3)	0.05428	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.32(3)	0.05291	0.078(8)*

\* Vrednosti su snimane pri  $T = 11878$  K

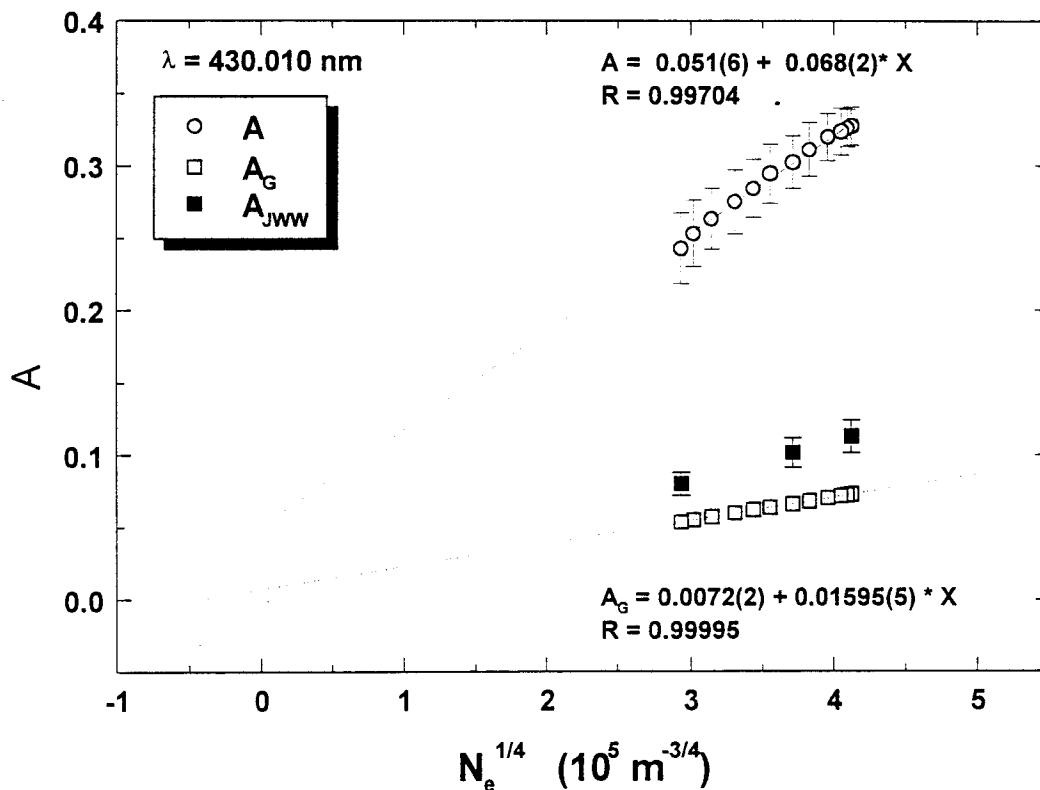


Slika 33 : Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 13: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 430.010 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.328(13)	0.07295	0.113(11)*
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.326(13)	0.0725	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.324(16)	0.07176	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.320(16)	0.07037	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.312(19)	0.06829	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.303(18)	0.06646	0.102(11)*
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.295(21)	0.06399	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.285(20)	0.06212	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.275(22)	0.06006	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.264(21)	0.0574	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.253(23)	0.05524	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.243(24)	0.05385	0.081(8)*

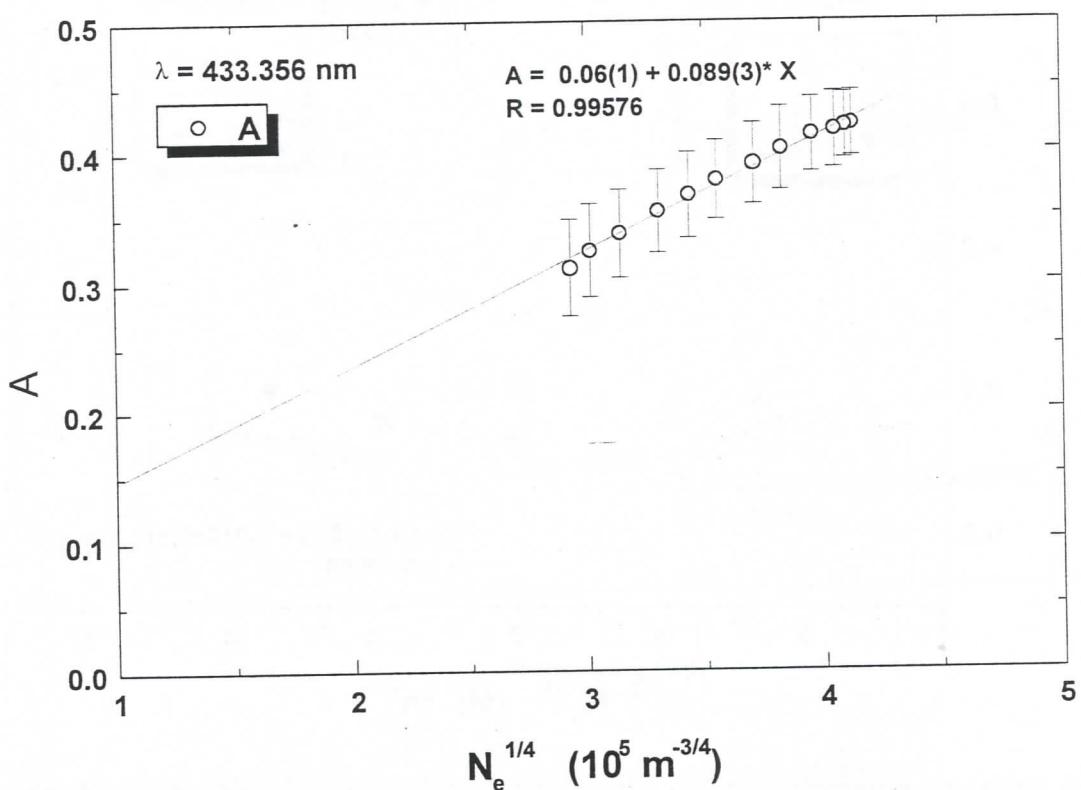
\* Vrednosti su snimane pri  $T = 11878 \text{ K}$



Slika 34: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

Tabela 14: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 433.356 nm

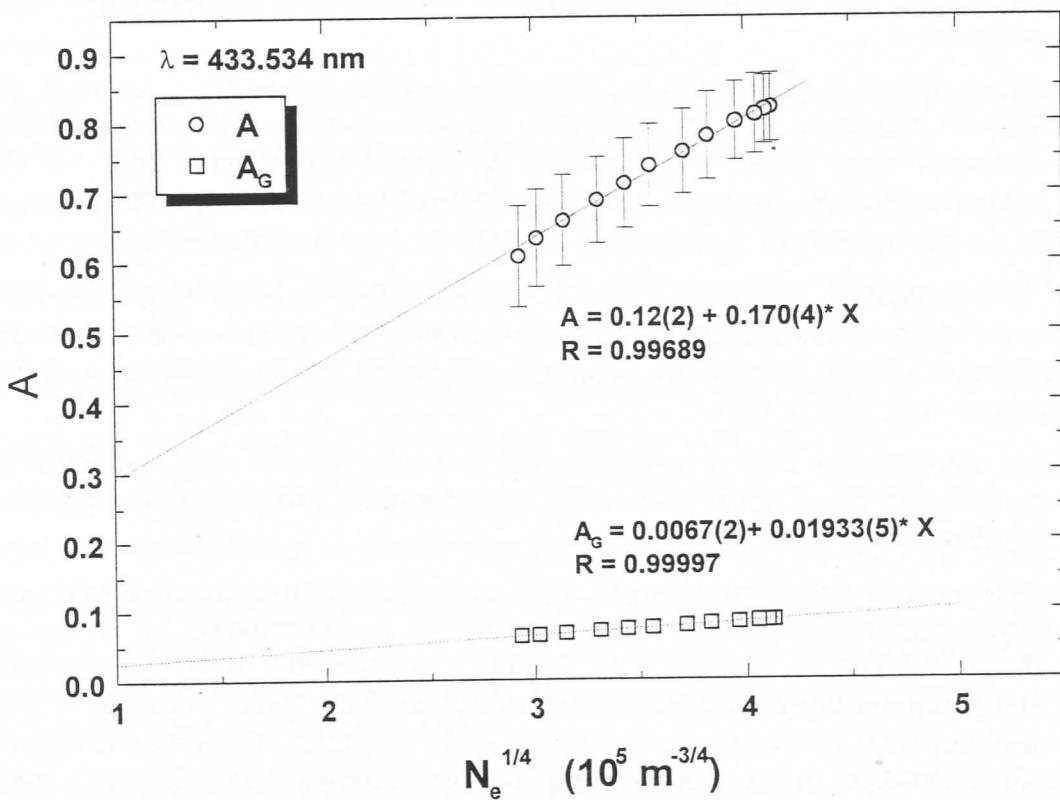
$T(K)$	$n_e(10^{22} m^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 m^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.421(25)	-	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.419(25)	-	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.42(3)	-	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.41(3)	-	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.40(3)	-	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.39(3)	-	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.38(3)	-	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.37(3)	-	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.35(3)	-	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.34(3)	-	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.32(4)	-	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.31(3)	-	-



Slika 35: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije za datu liniju.

Tabela 15: Pregled eksperimentalno dobijenih rezultata i njihovo poređenje sa teorijskim i eksperimentalnim vrednostima za liniju ArI 433.534 nm

$T(K)$	$n_e(10^{22} \text{ m}^{-3})$	$n_e^{1/4}(10^5 \text{ m}^{-3/4})$	$A$	$A_G$	$A_{JWW}$
10760(215)	2.90(23)	4.13(8)	0.82(5)	0.08639	-
10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.82(5)	0.08584	-
10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.81(6)	0.08496	-
10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.80(6)	0.08324	-
10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.78(6)	0.08072	-
10250(205)	1.90(17)	3.71(8)	0.76(6)	0.0785	-
10050(201)	1.60(14)	3.56(8)	0.74(6)	0.0755	-
9900(198)	1.40(13)	3.44(8)	0.71(6)	0.07324	-
9720(194)	1.20(11)	3.31(8)	0.69(6)	0.07073	-
9520(286)	0.98(9)	3.15(7)	0.66(7)	0.06752	-
9400(282)	0.83(8)	3.02(7)	0.63(7)	0.06494	-
9280(278)	0.74(7)	2.93(7)	0.61(7)	0.06326	-



Slika 36: Zavisnost parametra jonskog širenja od četvrtog korena elektronske koncentracije (merene i teorijske vrednosti) za datu liniju.

## 7.0 Zaključak

U ovom radu je izvršena obrada rezultata snimanja spektralnih linija neutralnog helijuma (501.6 nm i 667.8 nm), ugljenika (505.2 nm) i argona (415.8 nm, 419.1 nm, 419.8 nm, 420.1 nm, 425.9 nm, 426.6 nm, 427.2 nm, 430.0 nm, 433.3 nm, 433.5 nm), koji su preuzeti iz radova [1] i [2]. Cilj je bio da se odredi parametar jonskog širenja  $A$  i ispita njegova zavisnost od elektronske koncentracije, te da se dobijeno uporedi sa drugim eksperimentalnim [5] i [6], odnosno teorijskim rezultatima [3] i [4]. Istovremeno, proverava se i program [2] koji služi za određivanje Starkovih parametara.

Način na koji je parametar  $A$  određivan je specifičan po tome što se za razliku od dosadašnje prakse profil  $j_{A,R}(x)$  računao direktno, za svaku eksperimentalnu tačku. Naime, nije se eksperimentalni profil linije modelirao simetričnim Lorentzovim ili Voigtovim profilom, odnosno aproksimacijom  $j_{A,R}(x)$ , već konvolucijom Gaussovog i  $j_{A,R}(x)$  profila. Pošto je Gaussov profil proračunat na osnovu dijagnostičkih podataka, nakon postignutog izlaznog kriterijuma o dobroti fita, dekonvolucijom su dobijene vrednosti Starkovih parametara  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $\alpha$  i parametra  $C_n$ .

Dobijeni parametri  $w_e$ ,  $d_e$  se mogu koristiti dalje za analizu, kao što je to u ovom radu urađeno samo za  $A$ .

Postupak opisan u ovom radu je zasnovan na onom koji je dat u radu [2], odnosno na računarskom programu koji, uz prethodnu procenu ulaznih vrednosti parametara, kao izlazne vrednosti daje Starkove parametre. Vrednosti parametara koje se traže na početku programa su: pik lampe (u relativnim jedinicama), Gaussova poluširina ispitivanog profila (u Å), koeficijent Debeyevog ekraniranja i jonsko-jonske korelacije, tablična vrednost talasne dužine ispitivane linije (u Å), željeni opseg talasnih dužina oko centra profila, normirajuća konstanta i početne procene Starkovih parametara na osnovu kojih se može otpočeti proces iteracionog računanja. Način na koji se dolazi do ovih vrednosti je dat u samom radu (glava 6).

Izlazni kriterijum se obično postiže nakon desetak iteracija, što prvenstveno zavisi od dobrote početnih procena za parametre, dok vreme računanja pored toga zavisi i od kapaciteta računara.

Kao što je u rezultatima (glava 6) vidljivo, najbolje slaganje zavisnosti  $A(n_e^{1/4})$  sa teorijom i (eventualno dostupnim) rezultatima drugih eksperimenta je u slučaju linija argona. Slabiji rezultati su postignuti za ugljenik i helijum, što može biti posledica više faktora. Već je pomenuta mogućnost postojanja "nakačene" linije primese, a takođe je, na nižim elektronskim koncentracijama ( $n_e \leq 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) i kod lakih elemenata (helijum) prisutan uticaj dinamike jona na povećanje širine i pomeraja spektralnih linija (što u ovom radu nije uzeto u obzir, jer je rađeno sa kvazistatičkom aproksimacijom za jone). Kod linije Hel 501.6 nm, za koju su rezultati najlošiji, treba primetiti da je  $A < 0.05$ , što prema (23) znači da je trebalo uzeti u razmatranje i kvadrupolne efekte.

Istovremeno, na kvalitet snimljenih linija (u smislu dobre definisanosti) utiče i izvor plazme čije se zračenje analizira (stabilisan električni luk ili impulsni luk), kao i uslovi pod kojima se vrši spektralno posmatranje (duž ose luka ili normalno na nju). Sve to se odražava i na dijagnostiku plazme, pa tako i na krajnje rezultate, u ovom slučaju Starkove parametre.

## REFERENCE

- [1] Z.Mijatović, *Doktorska disertacija*, Fizički Fakultet Univerziteta u Beogradu, 1995
- [2] D.Nikolić, *Magistarski rad*, Fizički Fakultet Univerziteta u Beogradu, 1998
- [3] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, 1974
- [4] J.M.Bassalo, M.Cattani and V.S. Walder, *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **28**, 75, 1982
- [5] D.W.Jones and W.L.Wiese, *Phys. Rev A* **30**, 2602, 1984
- [6] D.W.Jones., W.L.Wiese and L.A.Woltz, *Phys. Rev A* **34**, pp 450,1986
- [7] B.Milić, *Osnove fizike gasne plazme*, Naučna Knjiga, Beograd, 1997
- [8] G.Traving, *Interpretation of Line Broadening and Line Shift*, in W.Lochte-Holtgrreven (Editor): *Plasma Diagnostics*, pp. 66-134, North Holland, 1968
- [9] W.L. Wiese, *Line Broadening*, in R.H.Huddlestone and S.L.Leonard (Editors), *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, 1965
- [10] H.R.Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, 1974 (ruski prevod)
- [11] H.R.Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, 1997
- [12] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw Hill, New York, 1964
- [13] C.F.Hooper Jr., *Electric Microfield Distributions in Plasmas*, Physical Review, Vol. 149, No. 1, pp. 77-90, 1966
- [14] C.F.Hooper Jr., *Low-Frequency Component Electric Microfield Distributions in Plasmas*, Physical Review, Vol. 165, No. 1, pp. 215-222, 1968
- [15] D. E. Kelleher, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **25**, 191, 1981
- [16] N. Konjević and J. R. Roberts, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209, 1976
- [17] J.T.Davies and J.M. Vaughan, *Astrophys. J.* **137**, 1302, 1963
- [18] D.Brüggemann and M.Bollig, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **48**, 111, 1992
- [19] C.R.Vidal, J.Cooper and E.W.Smith, *Astrophys. J.Suppl. Ser. No. 214*, **25**, 37, 1973
- [20] Z.Mijatović, R.Kobilarov, B.T.Vujičić, D.Nikolić and N.Konjević, *Simple Method for Deconvolution of a Gaussian and a Plasma Broadened Spectral Line Profile*  $j_{A,R}(x)$ , *JQSRT*, Vol. 50, No.3, pp. 329-335, 1993
- [21] L.A.Woltz, *Quasi-static Ion Broadening of Isolated Spectral Lines*, *JQSRT*, Vol. 36, No. 6., pp. 547, 1986
- [22] G.R.Harrison, R.C.Lord, J.R. Loofbourow, *Praktična spektroskopija*, Naučna Knjiga, Beograd, 1962
- [23] H.Maecker. *Z.Naturforsch* **11A**, 457, 1956
- [24] H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, *Phys. Rev.* **116**, 4, 1959
- [25] H. R. Griem, A. C. Kolb and K. Y. Shen, *Astrophys. J.* **135**, 272, 1962
- [26] R. A. Hill, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **4**, 857, 1964
- [27] C. R. Vidal, J. Cooper and E.W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser. No.214*, **25**, 1973

- [28] Л. Т. Ларлькина и В. С. Энгельшт, *Оптическа диагностика плазми*, Илим, Фрунзе, с. 8, 1987
- [29] S. Vacquie, J. Bacri, M. Capderou, J. P. Dinguirard and A. M. Gomes, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 13, 1333, 1973
- [30] M. R. Spiegel, *Laplace Transforms*, Mc Graw Hill Book Company, New York, 1965
- [31] D. S. Mitrinović, *Uvod u specijalne funkcije*, Naučna Knjiga, Beograd, s. 181, 1991
- [32] S.Đurović, Z.Mijatović, R.Kobilarov and N.Konjević, *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, Vol. 57, No. 5, pp. 695-701, 1997
- [33] J.Slivka i M.Terzić, *Obrada rezultata fizičkih eksperimenata*, Institut za fiziku, Novi Sad, 1994
- [34] А.Р.Стриганов, Н.С.Свентицки: *ТАБЛИЦА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ НЕУТРАЛЬНЫХ И ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ*, Атомиздат, Москва, 1966 .

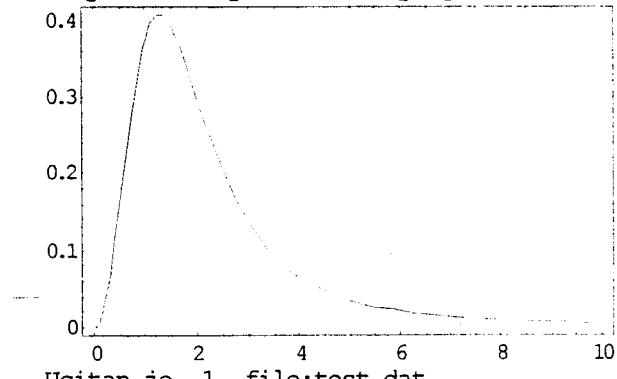
## PRILOG

Sledi prikaz izlaznog dela programa, kojim se dolazi do procene Starkovih parametara. Kao primer procedure fitovanja je dato fitovanje test funkcije, na osnovu koje se dolazi do procene vrednosti relativnih grešaka fita po parametrima.

Zadate, početne vrednosti Starkovih parametara su:

$$w_e = 0.15 \cdot 10^{-1} \text{ nm}, d_e = 0.15 \cdot 10^{-1} \text{ nm}, \alpha = 0, C_n = 0.3$$

Hooperova raspodela mikropolja... R=0.25



Ucitano je 1. file:test.dat

Gaussova polusirina: 0.3434858 Gaussova konst. C3=23.5000008

Ovo je iteracija broj: 1

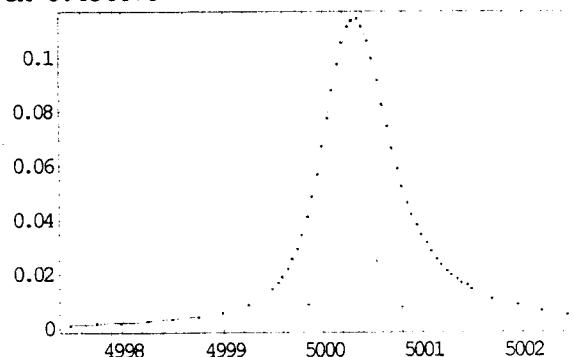
uspeh...:1...Starokhi=0.000126815...Novokhi=0.0000537692...ksi= $\frac{1}{1000}$

We=0.270124

De=0.225273

A^(4/3)=0.0964325

Cn=0.454678



Ovo je iteracija broj: 2

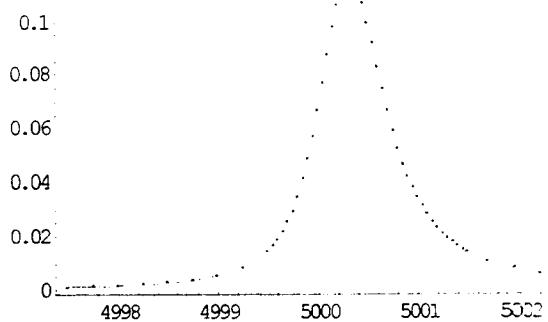
uspeh...:2...Starokhi=0.0000537692...Novokhi=0.0000289222...ksi= $\frac{1}{10000}$

We=0.248321

De=0.195705

A^(4/3)=0.144413

Cn=0.495293



Ovo je iteracija broj: 3

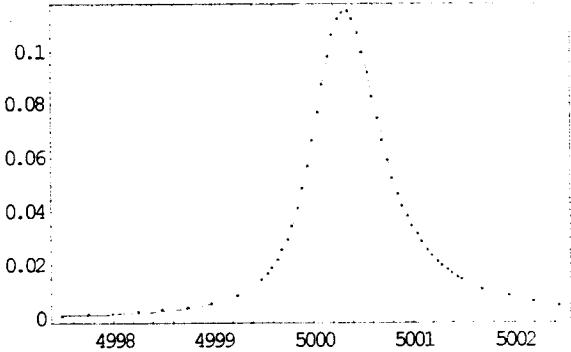
uspeh...:3...Starokhi=0.0000289222...Novokhi=4.09779×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{100000}$

We=0.24713

De=0.194996

A^(4/3)=0.154981

Cn=0.502216



Ovo je iteracija broj: 4

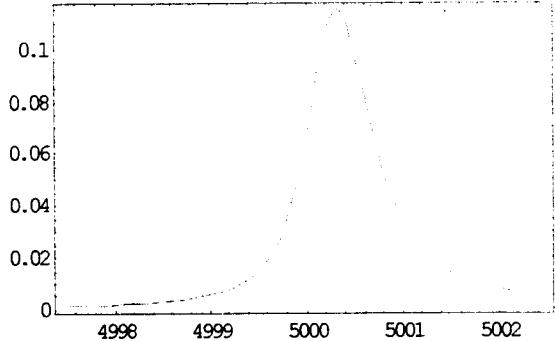
uspeh...:4...Starokhi=4.09779×10<sup>-6</sup>...Novokhi=4.06465×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{1000000}$

We=0.247123

De=0.195206

A^(4/3)=0.15503

Cn=0.502309



Ovo je iteracija broj: 5

neuspех...:1...starokhi=4.06465×10<sup>-6</sup>...Novokhi=4.07582×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{100000}$

neuspех...:2...starokhi=4.06465×10<sup>-6</sup>...Novokhi=4.07582×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{10000}$

neuspех...:3...starokhi=4.06465×10<sup>-6</sup>...Novokhi=4.07581×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{1000}$

neuspех...:4...starokhi=4.06465×10<sup>-6</sup>...Novokhi=4.07572×10<sup>-6</sup>...ksi= $\frac{1}{100}$

100000

neuspeh...:2...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.07582 \times 10^{-6}$ ...ksi= $\frac{1}{10000}$

neuspeh...:3...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.07581 \times 10^{-6}$ ...ksi= $\frac{1}{1000}$

neuspeh...:4...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.07572 \times 10^{-6}$ ...ksi= $\frac{1}{100}$

neuspeh...:5...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.07488 \times 10^{-6}$ ...ksi= $\frac{1}{10}$

neuspeh...:6...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.06869 \times 10^{-6}$ ...ksi=1

neuspeh...:7...starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.06527 \times 10^{-6}$ ...ksi=10

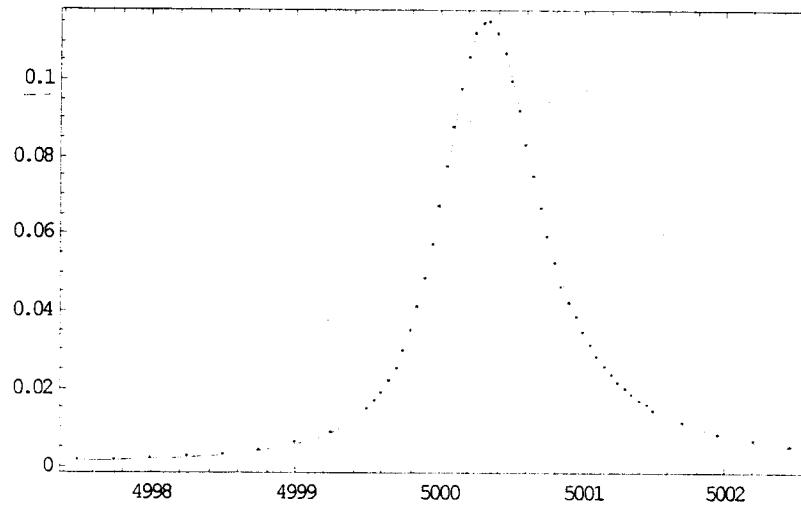
uspeh...:5...Starokhi= $4.06465 \times 10^{-6}$ ...Novokhi= $4.06425 \times 10^{-6}$ ...ksi=1

We=0.247129

De=0.195205

A^(4/3)=0.155031

Cn=0.502308



we = 0.25 greska je 1.1 %

de = 0.20 greska je 2.4 %

A^4 / 3 = 0.15 greska je 3.4 %, dok je greska za A : 2.5 %

Cn = 0.5 greska je 0.5 %

**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: *Neboja Božić, br. dos. 883/91*  
**AU**
- Mentor: *Dr Zoran Mijatović, docent PMF Novi Sad*  
**MN**
- Naslov rada: *Određivanje parametra jonskog širenja spektralnih linija neutralnih atoma*  
**NR**
- Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*  
**JP**
- Jezik izvoda: *Srpski*  
**JI**
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*  
**ZP**
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*  
**UGP**
- Godina: *1999.*  
**GO**
- Izdavač: *Autorski reprint*  
**IZ**
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*  
**MA**
- Fizički opis rada: *(8/64/36/15 /0/34/0)*  
**FO**
- Naučna oblast: *Fizika*  
**NO**
- Naučna disciplina: *Fizika plazme*  
**ND**
- Predmetna odrednica/ključne reči: *Starkovo širenje, Parametar jonskog širenja, oblik spektralnih linija*  
**PO**
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*  
**ČU**
- Važna napomena: *Nema*  
**VN**
- Izvod: *U radu je opisan metod određivanja parametra jonskog širenja spektralnih linija neutralnih atoma. Ovaj metod je primenjen za određivanje ovog parametra za neke linije He I, C I i Ar I. Dobijeni rezultati su upoređeni sa teorijskim i postojećim eksperimentalnim rezultatima drugih autora.*  
**IZ**
- Datum prihvatanja teme od strane Veća:  
**DP**
- Datum odbrane:  
**DO**
- Članovi komisije:  
*Predsednik:*  
*Dr. Marija Kakaš, docent, PMF, Novi Sad*  
*Članovi:*  
*Dr. Radomir Kobilarov, vanr. profesor, PMF, Novi Sad*  
*Dr. Zoran Mijatović, doc., PMF, Novi Sad*  
**KO**