

D-346

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

Maja Stevanov

**Linija He I ( $2^3P - 4^3D$ ) 447.1 nm sa zabranjenom  
komponentom ( $2^3P - 4^3F$ ) emitovana iz  
 $H_2$  - He plazme impulsnog luka**

- diplomski rad -

Novi Sad, 1996.

26. 4. 96  
0603 9/85

*Na ovom mestu bih se zahvalila  
Dr. Zoranu Mijatoviću na izuzetnoj po-  
moci i podršci tokom izrade ovog rada.*

# SADRŽAJ

<b>UVOD .....</b>	1
<b>POGLAVLJE 1</b>	
1. Zračenje iz plazme .....	4
1.1 Nastajanje zračenja u plazmi .....	4
1.1.1 Nekoherentno zračenje .....	4
1.1.2 Koherentno zračenje .....	5
1.2 Vrste zračenja u plazmi .....	6
1.2.1 Zakočno zračenje .....	6
1.2.2 Ciklotronsko zračenje .....	7
1.2.3 Sinhrotronsko zračenje .....	8
1.2.4 Rekombinaciono zračenje .....	8
1.3 Linijsko zračenje .....	9
1.3.1 Intenziteti spektralnih linija .....	9
1.3.2 Brzine populacionih i depopulacionih procesa .....	10
1.3.3 Pravila izbora .....	12
<b>POGLAVLJE 2</b>	
2. Širenje spektralnih linija u plazmi .....	15
2.1 Prirodno širenje .....	16
2.2 Dopplerovo širenje .....	17
2.3 Širenje usled pritiska .....	18
2.3.1 Van der Walsovo širenje .....	18
2.3.2 Rezonantno širenje .....	18
2.3.3 Starkovo širenje .....	18
<b>POGLAVLJE 3</b>	
3. Linije sa zabranjenim komponentama .....	21
3.1 Teorijska izračunavanja profila helijumove linije 447.1 nm sa zabranjenom komponentom .....	22
<b>POGLAVLJE 4</b>	
4. Eksperiment .....	24
4.1 Izvor plazme i merenje spektralnih intenziteta .....	24
4.2 Dijagnostika plazme .....	26
<b>POGLAVLJE 5</b>	
5. Obrada rezultata i diskusija .....	28
<b>ZAKLJUČAK .....</b>	34
<b>REFERENCE .....</b>	36

## UVOD

Gasna plazma je visoko jonizovan gas, u kom separacija nanelektrisanja koja svakako postoji u malim zapreminama, ne utiče na makroskopske električne osobine. Drugim rečima, plazma je makroskopski gledano električno neutralna sredina. Interakcije čestica u plazmi su kolektivne, određene dugodometnim Coulombovim silama. Iako je stanje plazme najrasprostranjenije u svemiru, na Zemlji se relativno retko sreće, osim u gornjim slojevima zemljine atmosfere, pri udarima munja i gromova i u laboratorijama. Značaj istraživanja ovog stanja materije je velik za razne oblasti čovekove delatnosti, kao što su energetika, medicina, telekomunikacije, elektronika, metalurgija, svemirska istraživanja,...

Pri svakom istraživanju plazme neophodno je meriti njene karakteristične parametre, kao što su elektronska koncentracija i temperatura, gasna temperatura, sastav, provodljivost i dr. Dijagnostika plazme predstavlja postupak merenja tih parametara. Dijagnostičke metode su uvek zasnovane na različitim efektima koji se u dešavaju u plazmi i koji se mogu posmatrati i meriti. Zato je važno poznavati vezu između tih efekata i uslova u plazmi. Dijagnostika plazme, ima u izvesnom smislu interdisciplinarni karakter, jer ona pozajmljuje metode iz mnogih grana fizike, kao što su optika, spektroskopija fizika visokih energija, mikrotalasna tehnologija i mehanika fluida.

Dijagnostika plazme je razvijena iz potreba astrofizičara, ali pionirske studije električnog pražnjenja Crookesa, Townsenda i Thomsonea predstavljaju prve stvarno važne korake u istraživanju laboratorijske plazme. Velik razvoj u poznavanju atomskih i jonskih sudarnih procesa, spektroskopije, fenomenima zračenja, fizičkoj elektronici, elektrodinarnici i kinetičkoj teoriji je obezbedio naučne osnove na kojima se zasniva istraživanje stanja plazme. Nekoliko faktora je doprinelo velikom intenziviranju istraživanju plazme. Među najvažnijim su istraživanje kontrolisane termonuklearne fuzije, razvij lasera, svemirska istraživanja, ... Tehnički razvoj mernih instrumenata je

takođe doprineo razvoju novih metoda dijagnostike plazme, s obzirom da mnoge dijagnostičke tehnike zahtevaju dobru vremensku rezoluciju merenja koja se proteže do pikosekundnog opsega; precizno merenje signala, odnosno dobar odnos signal-šum, itd.

Koji će se dijagnostički metod primeniti zavisi od uslova koji vladaju u plazmi i od pristupačnosti samoj plazmi. Obično se za merenje nekog karakterističnog parametra plazme istovremeno koristi više metoda koje se na taj način međusobno proveravaju i nadopunjaju. Na primer, u dijagnostici fuzionih plazmi se istovremeno koriste metode x-spektroskopije, optičke spektroskopije, masene spektroskopije, laserskog rasejanja, mikrotalasne metode, itd. Da bi se različite metode dijagnostike plazme mogle pouzdano primenjivati, potrebno ih je stalno testirati i poboljšavati u istraživanjima laboratorijske plazme.

Jedan od najrasprostranjenijih metoda dijagnostike plazme je metod optičke spektroskopije, a poseban deo optičke spektroskopije se bazira na Starkovom širenju karakterističnih linija emitera prisutnih u plazmi. Emiteri mogu biti atomi ili različite vrste jona. U okviru ovog metoda je posebno razvijen metod zasnovan na Starkovom širenju i pojavi linija sa zabranjenim komponentama. Naime, uslovi koji vladaju u plazmi, prvenstveno prisustvo jakog mikroelektričnog polja, omogućavaju pojavu linija koje nisu u saglasnosti sa pravilima izbora koja važe za izolovan atom. Jedna od takvih linija je linija He I 447.1 nm (prelaz  $4^3D \rightarrow 2^3P$ ) sa zabranjenom komponentom 447.0 nm (prelaz  $4^3F \rightarrow 2^3P$ ). Ova linija je prvi put identifikovana 1929. godine u spektrima zvezda B-tipa. Ona se i danas koristi za određivanje različitih karakteristika ovih zvezda, a značajna je zato što u principu omogućava jednostavno merenje elektronske koncentracije preko merenja njena četiri parametra: poluširine linije  $\Delta\lambda_{1/2}$ , rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente  $\Delta\lambda_{AF}$ , odnosa intenziteta maksimuma zabranjene i dozvoljene komponente  $I_F/I_A$  i odnosa intenziteta minimuma i maksimuma dozvoljene komponente  $I_V/I_A$ .

Prva teorijska izračunavanja linije 447.1 sa zabranjenom komponentom 447.0 nm su izvršili Barnard i drugi [1] i Griem [2]. Poređenje eksperimentalnih profila sa teorijskim je pokazalo izvesno odstupanje. Ono je pripisano tretiranju jona kao statičkih perturbera, tj. zanemarivanju efekta dinamike jona [3]. U takvom teorijskom prilazu joni se zahvaljujući velikoj masi tretiraju kao da miruju za vreme interakcije sa atomom emiterom. U cilju poboljšanja teorijskih izračunavanja, teorije Barnarda, Coopera i Smitha [4] i Leea [5] su razmatrale jone kao perturbere čije se kretanje ne može zanemariti. Pokazalo se da je efekat kretanja tj. dinamike jona od značaja za elektronske koncentracije ispod  $3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . Merenje ove linije na tim koncentracijama je izvršeno od strane više autora [6-8].

U cilju provere slaganja sa jonsko-dinamičkim i kvazistatičkim teorijama u ovom radu su predstavljeni rezultati merenja linije 447.1 nm sa zabranjenom komponentom 447.0 nm na koncentracijama od  $1.9 \cdot 10^{21}$  do  $5.9 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . U eksperimentu je primenjen metod usrednjavanja kod merenja spektralnih intenziteta, čime je postignuta velika tačnost. Osim toga, za merenje elektronske koncentracije primenjen je metod laserske interferometrije, u kom je korišćen  $\text{CO}_2$  laser na  $10.6 \mu\text{m}$ , kao metod nezavisan od spektroskopskih merenja. Kao izvor plazme je upotrebljen repetitivni impulsni luk, pri čemu je radni gas bio mešavina vodonika i helijuma. Elektronska temperatura je merena iz odnosa intenziteta linije i kontinuuma vodonikove  $H_\gamma$  linije, a gasna temperatura je određena iz Dopplerove poluširine izolovanih helijumovih linija. Osim poređenja sa teorijama i drugim eksperimentima,

izvršeno je i poređenje sa empirijskim formulama koje daju vezu između elektronske koncentracije i pojedinih parametara [9].

Ovaj rad osim uvoda i zaključka sadrži pet poglavlja.

U prvom poglavlju je opisano nastajanje zračenja emitovanog iz plazme, kao i vrste tog zračenja. Detaljnije je opisano linijsko zračenje, mehanizam njegove emisije i faktori koji utiču na intenzitet spektralnih linija.

U drugom poglavlju je dat pregled uzroka širenja spektralnih linija, sa posebnim osvrtom na Starkovo širenje.

Predmet proučavanja trećeg poglavlja su linije sa zabranjenim komponentama, a akcenat je stavljen na helijumovu liniju 447.1 nm. Poseban deo čini kratak prikaz teorijskih izračunavanja profila ove linije [1,2,4,5].

U četvrtom poglavlju je opisan eksperiment. U okviru njega je dat šematski prikaz eksperimenta, kao i eksperimentalni profil linije He I 447.1 nm.

U petom poglavlju je izvršeno poređenje i diskusija eksperimentalnih rezultata sa rezultatima teorija [1,2,4,5] i drugih eksperimenata [6-8], kao i sa empirijskim formulama Czernichowskog i Chapella [9].

## **POGLAVLJE 1**

### **1. ZRAČENJE IZ PLAZME**

Plazma predstavlja veoma jak izvor elektromagnetskog zračenja. Kako se plazma ne nalazi u stanju potpune termodinamičke ravnoteže, ovo zračenje se razlikuje od zračenja apsolutno crnog tela neke određene temperature. Proučavanjem spektara zračenja plazme mogu se dobiti značajne informacije o fizičkim procesima koji se u njoj dešavaju.

#### **1.1 NASTAJANJE ZRAČENJA U PLAZMI**

Nastajanje zračenja, tj. mehanizmi emitovanja fotona u nekoj materijalnoj sredini dele se na nekoherentne (individualne) i koherentne (kolektivne) efekte.

##### **1.1.1 NEKOHERENTNO ZRAČENJE**

Nekoherentno zračenje nastaje kada se emisija fotona dešava pri prelazu jednog elektrona iz jednog u drugo kvantno stanje. Svaki elektron zrači kao da je potpuno izolovan, pa je totalna emisija suma zračenja pojedinačnih elektrona. Ovo zračenje prema svom intenzitetu ne može premašiti zračenje crnog tela na istoj frekvenciji.

Razlikujemo tri tipa prelaza elektrona iz početnog u krajnje stanje:

### a) SLOBODNO-SLOBODNI PRELAZI

Slobodno-slobodni prelazi su prelazi kod kojih je elektron i u početnom i u krajnjem stanju sloboden. Kod ovih prelaza razlikujemo dva efekta: zakočno i ciklotronsko zračenje.

Kod zakočnog zračenja emisija nastaje u trenucima kada je ubrzanje elektrona različito od nule. Ovo se dešava prilikom sudara elektrona sa nekom nanelektrisanom česticom u plazmi. Zakočno zračenje ima kontinualan spektar. Najverovatnija energija fotona je reda veličine srednje energije elektrona tako da se ovo zračenje najčešće nalazi u području x-zraka.

Ciklotronsko zračenje nastaje kao posledica ciklotronske rotacije elektrona u spoljašnjem magnetnom polju. Emisija se obično dešava na ciklotronskoj frekvenciji i njenim harmonicima. Ciklotronsko zračenje se najčešće nalazi u području milimetarskih talasa. U oba navedena slučaja suština mehanizma nastajanja zračenja je ista. Najčešće se navode kao posebni zbog različitih delova spektara u kojima se nalaze.

### b) SLOBODNO-VEZANI PRELAZI

Slobodno-vezani prelazi su prelazi kod kojih je elektron u početnom stanju sloboden, a u krajnjem stanju vezan, tj. ugrađen u elektronski omotač atoma. Ovi prelazi se dešavaju pri procesima rekombinacije i zahvata. Kinetička energija elektrona koji prelazi u vezano stanje i energija oslobođena pri vezivanju elektrona ( $W$ ) se emituje u obliku fotona proizvoljne energije, uvek veće od  $W$ . Emitovano zračenje ima kontinualan spektar u kom su prisutne sve frekvencije veće od  $v_{min} = W/h$ .

### c) VEZANO-VEZANI PRELAZI

Vezano-vezani prelazi su prelazi kod kojih je elektron vezan i u početnom i u krajnjem stanju. Elektron u ovom slučaju prelazi sa jedne na drugu orbitu elektronskog omotača atoma. Pri ovim prelazima nastaju linijski spektri koji su karakteristični za atomske vrste prisutne u plazmi.

Vezano-vezani prelazi u molekulima dovode do pojave trakastih spektara. Ovi spektri se sastoje od velikog broja međusobno vrlo bliskih spektralnih linija koje se pod izvesnim uslovima toliko zbijaju da obrazuju tzv. kvazineprekidne spekture.

#### 1.1.2 KOHERENTNO ZRAČENJE

Kod koherentnog zračenja emituje ceo kolektiv nanelektrisanih čestica. U plazmi se ovaj proces dešava na frekvencijama u blizini elektronske plazmene frekvencije ili na nekim drugim, strogo određenim diskretnim frekvencijama koje su u vezi sa ovom. Intenzitet koherentnog zračenja može biti i znatno veći od intenziteta zračenja apsolutno crnog tela na istoj frekvenciji pa se ono zato često naziva netoplotno zračenje. Emisija se po pravilu dešava u području mikrotalasa. Koherentno zračenje se obično javlja kod nestabilnih plazmi. Uzroci ovog zračenja su, osim pomenutih oscilacija, postojanje neravnotežne, nemaksvelovske raspodele elektrona po brzinama, prisustvo nehomogenosti i sl.

genosti i prostorne ograničenosti plazme, mogućnost prinudne emisije kod rezonantnih sistema kao što je plazmeni laser, itd.

Koherentni i nekoherentni mehanizmi emisije zračenja se u plazmi međusobno ne isključuju, već se dopunjaju. U procesu emitovanja svog udela, u nekoherentnom zračenju, elektron se ne može smatrati kao potpuno izolovan, jer se nalazi u mikroskopskom polju okolnih nanelektrisanih čestica. Na taj način se nekoherentno zračenje plazme u izvesnoj meri modificuje postojanjem kolektivnih efekata.

## 1.2 VRSTE ZRAČENJA U PLAZMI

### 1.2.1 ZAKOČNO ZRAČENJE

Elektroni u plazmi prilikom sudara sa jonima usled neravnomernog kretanja emituju elektromagnetno zračenje koje se naziva zakočno zračenje. Ono se nalazi u velikom intervalu talasnih dužina od mikrotalasa, preko infracrvenog područja, vidljivog dela spektra, bliskog i vakuumskog ultraljubičastog zračenja, pa do oblasti x-zraka. Maksimum emisije energije je određen srednjom terminalnom energijom elektrona u plazmi i najčešće leži u oblasti vakuumskog ultraljubičastog ili mekog x-zračenja. Ovo zračenje je izotropno.

Pri klasičnom razmatranju zakočnog zračenja polazi se od pretpostavke da je ion u toku sudara praktično nepokretan, tj. da zračenje potiče samo od neravnomernog kretanja elektrona i da je kretanje elektrona nerelativističko. Za integralnu emisivnost zakočnog zračenja, stoga klasična teorija daje [10]:

$$J_{\text{klas}}^{(z)} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{32\pi}{3} \left( \frac{2\pi k T_e}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{z_i^2 e^6}{c^3 h m_e} n_i n_e \quad (1.1)$$

gde su  $n_i$  i  $n_e$  koncentracije jona i elektrona,  $z_i$  je broj elementarnih nanelektrisanja jednog pozitivnog jona, a  $T_e$  elektronska temperatura plazme.

U kvantomehaničkom prilazu gornji rezultat se neznatno menja i uz uračunavanje kolektivnih efekata postaje [10]:

$$J_{\text{km}}^{(z)} = \bar{g} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{32\pi}{3} \left( \frac{2\pi k T_e}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{z_i^2 e^6}{c^3 h m_e} n_i n_e \quad (1.2)$$

gde je  $\bar{g}$  korekcioni množitelj, tzv. Gauntov faktor koji zavisi od elektronske temperature; u vrlo širokom intervalu temperature je konstantan i vrednost mu iznosi:

$$\bar{g} = 105 \quad (1.3)$$

Iz izraza (1.1) i (1.2) se vidi da integralna emisivnost plazme zavisi od osnovnih parametara po zakonu:

$$J^{(z)} = A z_i^2 n_i n_e (T_e)^{1/2} \quad (1.4)$$

Ukoliko je u plazmi prisutno više vrsta jona veličina  $z_i^2 n_i$  se zamenjuje sa  $\sum z_i^2 n_i$  gde se sumiranje vrši po svim vrstama jona.

U većini oblasti istraživanja od velikog značaja su spektralne karakteristike zakočnog zračenja, tj. raspodela izračene energije po frekvencijama  $v$  koja je data izrazom [10]:

$$J_v^{(z)} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{32\pi}{3} \left( \frac{2\pi}{3m_e kT_e} \right)^{1/2} \frac{z_i^2 e^6}{c^3 m_e} n_i n_e \exp\left(-\frac{hv}{kT_e}\right) \quad (1.5)$$

Izraz za spektralnu emisivnost zakočnog zračenja (1.5) pokazuje da se ona kontinuirano menja sa frekvencijama, što je u skladu sa mehanizmom emisije. Teorijski se zakočno zračenje emituje na svim frekvencijama od 0 do  $\infty$ , ali je spektralna emisivnost velika u niskofrekventnom području. Emisija fotona visokih energija je eksponencijalno mala, što je uslovljeno činjenicom da visokoenergetske kvante mogu emitovati samo vrlo brzi elektroni sa kraja Maxwellove raspodele. Za spektralnu emisivnost u kvantomehaničkom pristupu dobijamo [10]:

$$J_v^{(z)} = g_{ff} \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{32\pi}{3} \left( \frac{2\pi}{3m_e kT_e} \right)^{1/2} \frac{z_i^2 e^6}{c^3 m_e} n_i n_e \exp\left(-\frac{hv}{kT_e}\right) \quad (1.6)$$

gde je  $g_{ff}$  korekcioni faktor koji slabo zavisi od elektronske temperature kao parametra.

### 1.2.2. CIKLOTRONSKO ZRAČENJE

Kada se plazma nalazi u spoljašnjem magnetnom polju nanelektrisane čestice koje se u njoj nalaze vrše ciklotronsku rotaciju. Kako je rotaciono kretanje ubrzano čak i kada intenzitet brzine ostaje konstantan, ciklotronska rotacija svake pojedinačne čestice  $\alpha$  je praćena emisijom elektromagnetskog zračenja. Ovo zračenje se emituje na ciklotronskoj frekvenciji datoj izrazom [10]:

$$\frac{1}{2\pi} |\omega_{B\alpha}| = \frac{|e_\alpha| B}{2\pi m_\alpha} \quad (1.7)$$

(gde je  $e_\alpha$  nanelektrisanje čestice emitera, a  $B$  jačina magnetne indukcije) i na njenim višim harmonicima:

$$v_s = \frac{S}{2\pi} |\omega_{B\alpha}|, \quad S=2, 3, \dots \quad (1.8)$$

Mehanizam zračenja je u ovom slučaju nekolizioni. Između dva sudara, nanelektrisana čestica plazme smeštena u magnetno polje emisije ciklotronsko zračenje, a u sudarima emituje zakočno zračenje. Snaga emitovana u obliku zračenja pri

ciklotronskoj rotaciji je obrnuto proporcionalna kvadratu mase čestica, pa se ciklotronska emisija jona, u odnosu na elektronsku može zanemariti.

### 1.2.3 SINHROTRONSKO ZRAČENJE

Ciklotronsko zračenje elektrona koji se kreću ultrarelativističkim brzinama ( $v \approx c$ ) se znatno razlikuje od zračenja nerelativističkih ili umereno relativističkih elektrona. Zračenje je tada uglavnom skoncentrisano u ravni normalnoj na magnetne linije sila (za razliku od nerelativističkog elektrona koji zrači pretežno u pravcu spoljašnjeg magnetnog polja) i spektar zračenja je vrlo specifičan. Zbog ovih okolnosti umesto termina "ciklotronsko zračenje ultrarelativističkog elektrona" uveden je poseban naziv "sinhrotronsko zračenje". Spektar ovog zračenja se sastoji od velikog broja linija koje se međusobno delimično prekrivaju, pa ima kvazineprekidan spektar.

### 1.2.4 REKOMBINACIONO ZRAČENJE

Rekombinaciono zračenje je zračenje kontinualnog spektra koje se emituje u procesima fotozahvata kao što su radijativna rekombinacija, radijativni zahvat elektrona na višestruko ionizovanom atomu i radijativni zahvat elektrona na neutralu. Kako je radijativna rekombinacija najčešći od ovih procesa umesto termina "zračenje pri fotozahvatu" usvojen je termin "rekombinaciono zračenje". Ovo zračenje je izotropno.

Opšta šema procesa fotozahvata data je izrazom:



gde  $A^{(i+1)}$  i  $A_n^{(i)}$  predstavljaju jone atomske vrste A sa  $(i+1)$ , odnosno  $(i)$  elementarnih nanelektrisanja, a indeks n označava da se elektron ugradio na n-ti energetski nivo (koji ne mora biti osnovni).

Kod ovih procesa vrši se emisija fotona energije:

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v^2 + W_{ion,n}^{(i)} \quad (1.10)$$

gde je prvi sabirak kinetičke energije zahvaćenog elektrona, a  $W_{ion,n}^{(i)}$  je energija ionizacije jona A<sup>(i)</sup> sa n-tog energetskog nivoa. U spektru su prisutne sve frekvencije iznad  $v_{min} = W_{ion,n}^{(i)}/h$ .

Teorijsko izračunavanje spektralne emisivnosti rekombinacionog zračenja je veoma komplikovano. Rezultati su poznati samo za vodonik i jone vodonikovog tipa uz pretpostavku da se plazma nalazi u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže. Ako se uz to uzme da se u plazmi vrši samo jedan proces fotozahvata, tj. da je kvantni broj n u svim elementarnim procesima isti, za spektralnu emisivnost dobijamo [10]:

$$J_v^{(r)} = g_{fb} \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \frac{32\sqrt{\pi}}{3\sqrt{3}} \frac{e^4 h}{c^3 m_e} z_{i+1}^4 n_{i+1} n_e \left( \frac{W_{ion}^{(H)}}{kT_e} \right)^{3/2} \times \\ \times \left( \frac{W_{ion,n}^{(i)}}{W_{ion}^{(H)}} \right)^2 \frac{\xi_n^{(i)}}{n} \exp \left( -\frac{W_{ion,n}^{(i)} - hv}{kT_e} \right) \quad (1.11)$$

gde je  $\xi_n^{(i)}$  broj praznih mesta u n-toj atomskoj ljestici jona  $A^{(i)}$ ,  $g_{fb}$  Gauntov faktor za slobodno-vezane prelaze koji daje kvantno-mehaničku korekciju koja uračunava i uticaj kolektivnih efekata,  $W_{ion}^{(H)}$  je energija ionizacije vodonikovog atoma, a  $W_{ion,n}^{(i)}$  energija ionizacije jona  $A^{(i)}$  sa energetskog nivoa n.

### 1.3 LINIJSKO ZRAČENJE

U spektru zračenja plazme pored kontinualnog dela koji nastaje usled napred spomenutih efekata, mogu se zapaziti i linije svojstvene spektrima prisutnih vrsta atoma i njima korespondentnih jona. Emitovanje zračenja određenih frekvencija se u kvantnoj mehanici objašnjava činjenicom da se atom u stacionarnom stanju nalazi samo na određenim energetskim nivoima i da postoji verovatnoća za prelaz sa jednog energetskog nivoa na drugi uz emisiju (apsorpciju) fotona čija je energija jednaka razlici energija početnog i krajnjeg stanja. Intenzitet i oblik profila liniji su dve najvažnije karakteristike linijskih spektara plazme. Kako su one određene međusobno nezavisnim faktorima, proučavaju se najčešće odvojeno.

#### 1.3.1 INTENZITETI SPEKTRALNIH LINIJA

U slučaju izotropnog zračenja i optički tanke plazme (za određenu frekvenciju spektralne linije) spektralni intenzitet zračenja je proporcionalan spektralnoj emisivnosti  $J_v^{(l)}$  za određenu liniju. Spektralna emisivnost zavisi od verovatnoće da se atom ili jon (emiter) vrste  $\alpha$  nađe na energetskom nivou sa kvantnim brojem n sa kog vrši prelaz i od verovatnoće da taj emiter pređe upravo u energetsko stanje sa kvantnim brojem m (uz emisiju fotona frekvencije  $v_{nm}^{(\alpha)}$ ). Izraz za emisivnost plazme na dатој frekvenciji je dat izrazom [10]:

$$J_{v_{nm}}^{(l)}(\alpha) = hv_{nm}^{(\alpha)} n_\alpha^{(n)} A_{nm}^{(\alpha)} \quad (1.12)$$

gde je  $n_\alpha$  populacija ili naseljenost i predstavlja koncentraciju emitera vrste  $\alpha$  u stanju sa kvantnim brojem n, a  $A_{nm}^{(\alpha)}$  je verovatnoća spontanog radiativnog prelaza  $n \rightarrow m$  kod atomske vrste  $\alpha$ , tzv. Einsteinov koeficijent za spektralnu emisiju.

Uместо Einsteinovih koeficijenata se često uvode tzv. jačine oscilatora  $f_{mn}^{(\alpha)}$  koje su im proporcionalne:

$$A_{nm}^{(\alpha)} = \frac{g_{\alpha,m}}{g_{\alpha,n}} \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{8\pi e^2}{m_e c^3} \right) (v_{nm}^{(\alpha)})^2 f_{mn}^{(\alpha)} \quad (1.13)$$

gde su  $g_{\alpha,m}$  i  $g_{\alpha,n}$  statističke težine nižeg i višeg kvantnog stanja emitera vrste  $\alpha$ . Može se pokazati da jačina oscilatora predstavlja broj klasičnih harmonijskih oscilatora iste frekvencije  $v_{nm}^{(\alpha)}$  koji bi u pogledu apsorpcije elektromagnetne energije zračenja bili ekvivalentni jednom posmatranom emiteru vrste  $\alpha$ .

### 1.3.2 BRZINE POPULACIONIH I DEPOPULACIONIH PROCESA

Koncentracije  $n_\alpha^{(n)}$  emitera vrste  $\alpha$  u stanju sa kvantnim brojem  $n$  se mogu izračunati ako se znaju svi procesi koji dovode do nastajanja ili nestajanja takvih čestica, tzv. populacioni i depopulacioni procesi. U opštem slučaju, ove koncentracije se menjaju sa vremenom, pa se njihovo računanje svodi na rešavanje sistema diferencijalnih jednačina za brzine promene koncentracija  $n_\alpha^{(n)}$  sa vremenom oblika [10]:

$$\frac{dn_\alpha^{(n)}}{dt} = - \sum_{m < n} A_{nm}^{(\alpha)} n_\alpha^{(n)} + \left[ \sum_{m > n} A_{mn}^{(\alpha)} n_\alpha^{(m)} + \sum_{m < n} B_{mn}^{(\alpha)} U_{v_{mn}}(\alpha) n_\alpha^{(m)} \right] + \left( \frac{dn_\alpha^{(n)}}{dt} \right)_{coll} \quad (1.14)$$

Prva suma sa desne strane predstavlja brzinu smanjivanja populacije  $n_\alpha^{(n)}$  usled spontanih radijativnih prelaza na niže energetske nivoe. Druge dve sume predstavljaju brzinu povećavanja populacije  $n_\alpha^{(n)}$  usled radijativnih prelaza, gde prva od njih opisuje radijativne prelaze iz viših, a druga iz nižih kvantnih stanja. U poslednjem slučaju prelaz se vrši uz apsorpciju fotona frekvencije  $v_{nm}^{(\alpha)}$  pa je zato brzina ovog procesa proporcionalna spektralnoj gustini zračenja na toj frekvenciji  $U_{v_{mn}}$  (za koju je prepostavljeno da je opisana Planckovom formulom). Koeficijent  $B_{mn}^{(\alpha)}$  je Einsteinov koeficijent za apsorpciju i on predstavlja verovatnoću da emiter vrste  $\alpha$  u stanju sa kvantnim brojem  $m$  apsorbuje foton frekvencije  $v_{nm}^{(\alpha)}$  i pređe u stanje sa kvantnim brojem  $n$ . Treći član desne strane predstavlja brzinu povećavanja koncentracije  $n_\alpha^{(n)}$  usled svih neelastičnih sudara (za njegovo određivanje je potrebno znati koeficijente brzina neelastičnih sudara za sve zastupljene procese).

Jednačina (1.14) može poslužiti za određivanje svih koncentracija  $n_\alpha^{(n)}$  ukoliko su nam poznati svi Einsteinovi koeficijenti  $A_{nm}^{(\alpha)}$  i  $B_{mn}^{(\alpha)}$  i svi koeficijenti brzina neelastičnih procesa. Rešavanjem te jednačine dobijaju se populacije  $n_\alpha^{(n)}$  koje su u opštem slučaju funkcije vremena.

Plazme kod kojih se populacije menjaju sa vremenom se nazivaju nestacionarnim. Pod određenim uslovima se javljaju plazme kod kojih populacije nisu funkcije vremena i to su tzv. stacionarne plazme. Ukoliko je stacionarnost plazme posledica detaljne ravnoteže za plazmu se može reći da je u stanju termodinamičke ravnoteže. U tom slučaju funkcije raspodela svih čestica su Maxwellove sa istom

temperaturom. Osim toga stacionarnost plazme može biti posledica uspostavljanja dinamičke ravnoteže populacionih i depopulacionih procesa.

Rešavanje sistema jednačina (1.14) je veoma komplikovano. Situacija nije mnogo jednostavnija ni ako se ograničimo na stacionarna stanja, iako tada sistem diferencijalnih jednačina prelazi u sistem algebarskih jednačina. Radi pojednostavljivanja često se koriste neki jednostavniji modeli populaciono-depopulacionih procesa u plazmi kao što su na primer model lokalne termodinamičke ravnoteže i stacionarni-koronalni metod.

### a) MODEL LOKALNE TERMODINAMIČKE RAVNOTEŽE

Pod lokalnom termodinamičkom ravnotežom nekog sistema podrazumeva se stanje u kom je termodinamička ravnoteža uspostavljena u malim zapreminama date sredine. Svaki taj mali deo sredine karakteriše se termodinamičkim veličinama kao što su prvenstveno koncentracija čestica vrste  $\alpha$   $n_\alpha(\vec{r}, t)$  i temperatura  $T_\alpha(\vec{r}, t)$ . Pod pretpostavkom da je plazma u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži i da bar približno postoji detaljna ravnoteža emiteri određene vrste se raspodeljuju po eksitacionim nivoima u skladu sa Boltzmannovom formulom statističke fizike [10]:

$$\frac{n_\alpha^{(n)}}{n_\alpha^{(m)}} = \frac{g_{\alpha,n}}{g_{\alpha,m}} \exp\left(-\frac{hv_{nm}^{(\alpha)}}{kT_\alpha}\right) \quad (1.15)$$

gde su  $g_{\alpha,n}$  i  $g_{\alpha,m}$  statističke težine korespondentnih stanja emitera vrste  $\alpha$ .

U ovom modelu pretpostavlja se da se ionizacija čestice vrši u skladu sa zakonom dejstva masa, npr.:

$$\frac{n_\alpha^{(k_1)} n_\beta^{(k_2)}}{n_\gamma^{(k_3)}} = \frac{1}{V} \frac{z_\alpha z_\beta}{z_\gamma} \quad (1.16)$$

gde indeksi  $k_1, k_2, k_3$  odgovaraju kvantnim brojevima osnovnih stanja korespondentnih vrsta čestica.

Sve populacije se u ovom slučaju dobijaju prihvatanjem relacija (1.15) i (1.16) bez rešavanja jednačine jednačine (1.14). Moguće greške u računanju spektralne emisivnosti su uslovljene samo nedovoljno tačnim poznavanjem parametara plazme i verovatnoće prelaza.

### b) STACIONARNO-KORONALNI MODEL

U ovom modelu se pretpostavlja da je plazma u stanju kao kod tinjavog pražnjenja ili u Sunčevoj koroni, tj. da sva stanja eksitacije i ionizacije nastaju u elektronskim sudarima, dok se deeksitacije i rekombinacije vrše samo u radijativnim procesima.

Tačnost u izračunavanju spektralne emisivnosti jako zavisi od toga koliko su nam poznati atomski procesi za neelastične sudare. Rešavanje jednačina (1.14) je ovde neophodno. Elwertova formula je primer tako dobijenog rešenja [10].

Kada se na osnovu nekog od modela, koji važi za datu plazmu, izračuňaju koncentracije  $n_a$ , uz poznavanje Einsteinovih koeficijenata  $A_{nm}$ , za dati prelaz se može izračunati spektralna emisivnost linijskog zračenja pomoću (1.12), a pomoću nje i ukupni intenzitet linijskog zračenja. Uzimajući u obzir sve slobodno-slobodne prelaze i slobodno-vezane prelaze, dolazi se do izraza za odnos intenziteta linijskog i kontinualnog zračenja u intervalu  $\Delta\lambda$  za vodonik [11]:

$$\frac{I_1}{I_e} = \frac{3^{3/2} \pi^3 (137a_0)^2 f g \exp[(E_w^j - E_n)/kT_e]}{2\lambda\Delta\lambda g_i \sum} \quad (1.17)$$

gde je

$$\sum = (g_{ff}/2)(kT_e/E_H) \exp(W_H/n^2 kT_e) \sum_n (g_{fb}/n^3) \exp(W_H/n^2 kT_e)$$

Ne ulazeći u detalje ovog izraza (videti Ref. 11), vidi se da navedeni odnos zavisi samo od elektronske temperature plazme, tako da se, mereći ovaj odnos, ona može odrediti.

### 1.3.3 PRAVILA IZBORA

Za razliku od frekvencije, intenzitet emitovanog ili apsorbovanog linijskog zračenja, zavisi od prirode početnog i krajnjog stanja atoma koji učestvuje u procesu. Intenzitet zračenja se može dobiti izrazom [12]:

$$I = \text{const} \cdot N_{nm} \cdot h\nu_{nm} \quad (1.18)$$

gde je  $N_{nm}$  broj atoma koji u jednoj sekundi pređu iz stanja sa energijom  $W_n$  u stanje sa energijom  $W_m$ , a  $h\nu_{nm}$  energija emitovana (apsorbovana) pri svakom prelazu). Broj  $N_{nm}$  zavisi od verovatnoće da atom iz stanja  $W_n$  pređe u stanje  $W_m$ . Ova verovatnoća se zove verovatnoća prelaza i zavisi od karakteristika oba stanja. Izračunavanjem broja mogućih prelaza pomoću metoda kvantne mehanike pokazalo se da za dati atomski sistem postoji vrlo veliki broj prelaza za koje je mogućnost prelaza jednaka nuli, tj. da postoje takvi parovi energetskih stanja koja između sebe ne mogu da se kombinuju uz odgovarajuću emisiju ili apsorpciju zračenja. Kako su karakteristike bilo kog para stanja određene njihovim kvantnim brojevima i mogućnosti prelaza se takođe izražavaju preko kvantnih brojeva.

Zaključak o verovatnoćama prelaza koje su izražene pomoću kvantnih brojeva zove se pravilo izbora. Ovo pravilo omogućava da se između različitih parova stanja odaberu oni koji mogu da se međusobno kombinuju - dozvoljeni prelazi, i oni koji ne mogu da se kombinuju - zabranjeni prelazi.

Dopušteni prelazi izraženi preko kvantnih brojeva L, S i J (L je ukupni orbitalni kvantni broj, S je ukupni spinski kvantni broj i J je ukupni angularni moment) su oni za koje važi:

$$\Delta L=0, \pm 1$$

$$\Delta S=0$$

$$\Delta J=\pm 1 \text{ (za bilo koje vrednosti } J)$$

$$\Delta J=0 \text{ (za sve vrednosti } J \text{ osim za } J=0)$$

(1.19)

$\Delta L, \Delta S$  i  $\Delta J$  su razlike između odgovarajućih kvantnih brojeva u početnom i krajnjem stanju.

Do zanimljive situacije dolazi kada neko dano energetsko stanje atoma ne može da se kombinuje sa osnovnim stanjem ili nekim od energetskih stanja koja se nalaze između njega i osnovnog stanja. U tom slučaju, ako bi atom na bilo koji način uspeo da pređe u dano energetsko stanje, on više ne bi mogao da se uz emisiju zračenja vrati u neko niže energetsko stanje, pa bi zato ostao neograničeno dugo u tom višem energetskom stanju. On u principu može da to stanje promeni putem apsorpcije svetlosti ili putem suda ra sa drugim atomom, ali su ti prelazi retki u poređenju sa emisionim prelazima. Ako atom ostaje u pobuđenom stacionarnom stanju dugo vremena, za takvo stanje se kaže da ima dugo vreme života i naziva se metastabilno stanje. Vreme života običnih pobuđenih atomskih stanja je reda veličine  $10^{-8}$  s, dok vreme života metastabilnih stanja može da bude mnogo većeg reda veličine.

Kvantna mehanika, osim dobijanja pravila izbora, omogućava takođe da se dođe i do nekih uopštenih odnosa o intenzitetima linija kod pojedinih multipleta. Multipleti su složene linije sastavljene od nekoliko komponenti koje su međusobno malo razmaknute. Multipletnost potiče od spina elektrona i predstavljena je izrazom:

$$M=2S+1$$

(1.20)

#### a) PRAVILA ZBIRA

1) Zbir intenziteta svih linija nekog multipleta, kod koga svi prelazi počinju sa istog energetskog nivoa, srazmeran je stepenu degeneracije  $g_i$  tog nivoa, gde se  $g_i$  izražava pomožu J na sledeći način:

$$g_i=2J+1$$

(1.21)

2) Zbir intenziteta svih linija nekog multipleta, kod kog se svi prelazi završavaju na istom energetskom nivou, proporcionalan je stepenu degeneracije  $g_i$  tog nivoa.

#### b) PRAVILA ZA RELATIVNE INTENZITETE UNUTAR DATOG MULTIPLETA

(Sve vrednosti za J, L, S se odnose na konačno stanje)

$$1) \Delta L=+1, \Delta J=+1$$

$$I_{\text{rel}} = \frac{(L+J+S+1)(L+J+S)(L+J-S)(L+J-S-1)}{J}$$

2)  $\Delta L=+1, \Delta L=0$

$$I_{\text{rel}} = \frac{-(L+J+S+1)(L+J-S)(L-J+S)(L-J-S-1)(2J+1)}{J(J+1)}$$

3)  $\Delta L=+1, \Delta J=-1$

$$I_{\text{rel}} = \frac{(L-J+S-1)(L-J+S)(L-J-S-1)(L-J-S-2)}{(J+1)}$$

4)  $\Delta L=0, \Delta J=+1$

$$I_{\text{rel}} = \frac{-(L+J+S+1)(L+J-S)(L-J+S+1)(L-J-S)}{J}$$

5)  $\Delta L=0, \Delta J=0$

$$I_{\text{rel}} = \frac{[L(L+1)+J(J+1)-S(S+1)]^2(2J+1)}{J(J+1)}$$

6)  $\Delta L=0, \Delta J=-1$

$$I_{\text{rel}} = \frac{-(L+J+S+2)(L-J+S)(L+J-S+1)(L-J-S-1)}{(J+1)}$$

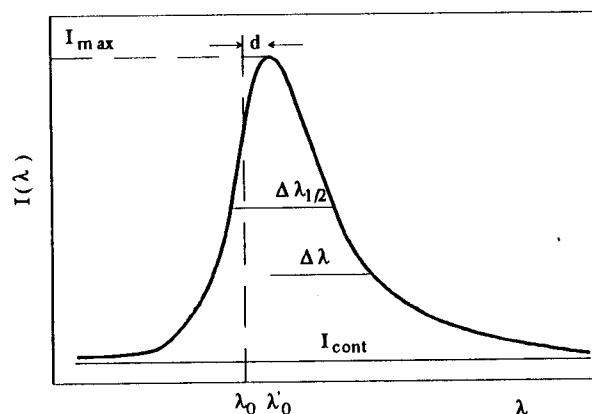
U pravila zbira i u formule za relativni intenzitet (1.22) nije ušao faktor koji se odnosi na frekvencije multipletnih linija i na temperaturu izvora. Relativne vrednosti ovog faktora za različite linije su obično bliske jedinici.

## POGLAVLJE 2

### 2. ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA U PLAZMI

Linijsko zračenje emitovano iz plazme nikada nije strogo monohromatsko, već je uvek prisutno i zračenje iz okoline karakteristične talasne dužine  $\lambda_0$  koje se nalazi u nekom konačnom intervalu talasnih dužina. Spektralni intenzitet zračenja je po pravilu najintenzivniji u centru linije ( $\lambda=\lambda_0$ ) i opada sa udaljavanjem od njega na tzv. krilima linije.

Karakteristike linijskih profila se opisuju sa više parametara. Osnovni je poluširina spektralne linije  $\Delta\lambda_{1/2}$  i ona po definiciji predstavlja širinu spektralne linije na mestu gde je spektralni intenzitet  $I_\lambda$  jednak polovini svoje maksimalne vrednosti  $I_{\max}$ . Osim ove, bitne karakteristike profila su forma krila linije, eventualna asimetrija profila i pomak spektralne linije  $d$  [10] (slika 2.1).



Slika 2.1 Primer proširenog profila spektralne linije

Svaka emitovana linije je prirodno proširena. Osim ovoga, u plazmi postoje i drugi uzroci širenja. Najvažniji su: Dopplerovo širenje i širenje usled pritiska gde spadaju Van der Walsovo, rezonantno i Starkovo. Takođe postoji i instrumentalno širenje koje nastaje usled interakcije zračenja sa mernim uređajem.

Pri različitim uslovima u plazmi do izražaja dolaze rezličiti mehanizmi širenja. U nekim slučajevima postoji dominantan uzrok, pa se razmatranje uprošćava. Međutim, uglavnom je profil spektralne linije funkcija različitih uzroka koji deluju na emiter u plazmi [13].

## 2.1 PRIRODNO ŠIRENJE

Sa aspekta klasične fizike atome emitere možemo posmatrati kao skup oscilatora (dipola sastavljenih od elektrona i jezgra). Ovaj skup možemo svesti na oscilovanje linearnih harmonijskih oscilatora u elastičnoj sredini [14,15] koji se pobuduju na oscilovanje prilikom sudara. Oscilacije koje se pri tome javljaju su prigušene, a kao posledica linijsko zračenje koje se pri tome emituje nije monohromatsko već ima prirodnu širinu. Klasična elektrodinamika za raspodelu intenziteta zračenja po frekvencijama daje Lorentzov disperzionalni profil [16]:

$$I(v) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(v - v_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (2.1)$$

gde je

$$\gamma = \frac{2\pi e^2 v^2}{3\epsilon_0 c^3 m} \quad (2.2)$$

i predstavlja koeficijent prigušenja.

Odavde se za prirodnu poluširinu dobija

$$\Delta v_{1/2} = \frac{\gamma}{2\pi} \quad (2.3)$$

ili prelaskom na skalu talasnih dužina:

$$\Delta \lambda_{1/2} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^3 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (2.4)$$

Sa aspekta kvantne mehanike emisija, tj. apsorpcija zračenja nastaje pri prelasku elektrona između dva diskretna energetska nivoa. Hajzenbergova relacija neodređenosti:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad (2.5)$$

koja povezuje neodređenost koordinate  $x$  impulsa  $p$  se može uz pomoću prostih transformacija napisati u obliku koji povezuje neodređenost energije elektrona i vremena njegovog nalaženja u posmatranom stanju:

$$\Delta E \cdot \tau_n \geq \hbar \quad (2.6)$$

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau_n} \quad (2.7)$$

Ako posmatramo prelaz elektrona sa nivoa  $n$  na nivo  $m$  spektralna širina prelaza je jednaka zbiru neodređenosti energije nivoa  $n$  i  $m$ :

$$h\Delta\nu_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (2.8)$$

$$\Delta\nu_{nm} \approx \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (2.9)$$

Dok je prema klasičnoj elektrodinamici prirodna poluširina spektralne linije konstantna, prema kvantno-mehaničkom pristupu ona zavisi od atomske karakteristike emitera i od talasne dužine zračenja preko vremena života  $\tau$ .

## 2.2 DOPPLEROVO ŠIRENJE

Kako se atomi koji emituju zračenje frekvencije  $v_0$  kreću u odnosu na posmatraču brzinom  $v$ , posmatrač registruje frekvenciju :

$$v = v_0 + \frac{v}{c} v_0 \quad (2.10)$$

kada se emiter približava, a

$$v = v_0 - \frac{v}{c} v_0 \quad (2.11)$$

kada se emiter udaljava.

Usled ovog efekta zračenje koje dolazi od skupa emitera koji se haotično kreću više nije monohromatsko pa su spektralne linije proširene. Oblik linije je dat jednačinom [16]:

$$I(v) = I_0 \exp\left[-\frac{m}{2kT} \frac{e^2}{v_0^2} (v - v_0)^2\right] \quad (2.12)$$

Izraz (2.12) predstavlja Gaussovou raspodelu koja je posledica Maxwellove raspodele atoma po brzinama. Profil je simetričan, karakteriše se sporim promenama intenziteta u blizini centra linije i brzim opadanjem intenziteta na krilima linije. Dopplerovo širenje je naglašeno kod spektara lakih atoma u plazmama visoke temperature. Usled Dopplerovog efekta nema pomaka spektralne linije. Iz izraza (2.12) za poluširinu se dobija:

$$\Delta\lambda_{1/2D} = 2\lambda_0 \left( \frac{2kT}{mc^2 \ln 2} \right)^{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T}{m} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

gde je T dato u [K], a m u [a.j.m].

### 2.3. ŠIRENJE USLED PRITISKA

#### 2.3.1 VAN DER WALSOVO ŠIRENJE

Van der Walsovo širenje je prouzrokovano Van der Walsovim silama koje deluju između neutralnih atoma i molekula. Usled ovih sila (ove sile su kratkog dometa, proporcionalne su  $r^{-6}$ ) energetski nivoi emitera se pomeraju i nakon statističkog usrednjavanja po ovim pomerajima dobija se širina spektralne linije [13].

#### 2.3.2 REZONANTNO ŠIRENJE

Ako posmatramo dva atoma A i B, gde je atom A u pobuđenom stanju sa kog je dozvoljen prelaz u osnovno, a atom B u osnovnom stanju, tada je pored deeksitacije atoma A moguć i proces u kom atom A predaje energiju atomu B, time prelazi u osnovno stanje i eksituje atom B. Ova dodatna mogućnost deeksitacije smanjuje vreme života atoma u pobuđenom stanju pa je prema Hajzenbergovoj relaciji neodređenost neodređenost energetskog nivoa veća, pa i širina veća.

#### 2.3.3 STARKOVО ŠIRENJE

Starkov efekat je pojava cepanja i pomeranja energetskih nivoa atoma u električnom polju. Kod plazme uzrok Starkovog efekta je mikroskopsko električno polje koje potiče od nanelektrisanih čestica u plazmi. Zbog određene prostorno-vremenske raspodele mikroelektričnog polja u plazmi, na svaki emiter može delovati drugačije polje, što dovodi do različitog pomeranja energetskih nivoa kod pojedinih emitera. Makroskopska manifestacija ovog efekta se ogleda u širenju spektralnih linija i eventualnom pomeranju.

Linearni Starkov efekat, odnosno perturbacija proporcionalna električnom polju se javlja samo kod vodonika i njemu sličnih jona. Usled ovog efekta energetski nivoi atoma se cepaju simetrično, pa se nakon statističkog usrednjavanja dobija simetrična nepomaknuta linija. Kod ostalih atoma se javlja kvadratični Starkov efekat gde je perturbacija proporcionalna kvadratu jačine električnog polja, odnosno  $r^4$ . Energetski nivoi se usled ovog efekta cepaju asimetrično i spektralna linija je pomaknuta [13].

Starkov efekat u plazmi se objašnjava na sledeći način:

Atom koji emituje foton određene frekvencije (posmatrane linije) je u toku emitovanja perturbovan električnim poljem elektrona i jona plazme. Usled velike razlike u termalnim brzinama elektrona i jona vreme sudara emitera i tih čestica je vrlo različito.

Vreme sudara emitera sa elektronom je veoma malo u poređenju sa vremenom između sudara sa elektronima tako da je perturbujuće polje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih znatno dužim vremenskim intervalom. Fourierovim razlaganjem ovih polja se javljaju visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenti se najviše ispoljava u okolini centra linije. Ovaj efekat se naziva udarno širenje. Nasuprot tome, prilikom sudara emitera sa jonima čije su brzine kretanja male, javljaju se sporopromenjive, niskofrekventne komponente mikroskopskog polja i one utiču na oblik krila linija. Ovaj efekat se zove kvazistatičko širenje. Na taj način se može odvojeno posmatrati uticaj elektrona kao brzih čestica i jona kao sporih čestica na oblik profila linije.

Izračunavanje teorijskih profila je moguće izvršiti posmatranjem posebno centra linije, a posebno krila, gde se konačni profil stvara kao funkcija koja se u centru i na krilima linije poklapa sa izrazima koje daje udarna i kvazistatička aproksimacija [16].

Uzimajući u obzir udarnu aproksimaciju, pošto se izvrši Fourierova analiza perturbujućeg polja i uračuna dejstvo pojedinih komponenti na emiter dobija se oblik Starkovog profila poznat kao disperzionalni ili Lorentzov profil [10]:

$$I_s(\xi) = I_{\max} \frac{\gamma^2}{\xi^2 + \gamma^2} \quad (2.14)$$

gde je  $\xi = \lambda - \lambda_0$ ,  $I_{\max}$  intenzitet zračenja u centru linije, a  $\gamma$  konstanta određena frekvencijom sudara emitera sa elektronom i prema tome proporcionalna elektronskoj koncentraciji.

Lorentzov profil je simetrišan u odnosu na centar linije i poluširina je:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\gamma \quad (2.15)$$

Kod Lorentzovog profila intenzitet zračenja sporo opada sa udaljenjem od centra linije ( $\xi^{-2}$ ) što odgovara situaciji u blizini centra linije.

Lorentzov profil (2.14) dobro opisuje jonske linije. Uračunavanjem uticaja jona na oblik izolovanih spektralnih linija neutralnih atoma (osim vodonika) dobija se profil oblika [11]:

$$j_{A,R}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{H_R(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3}\beta^2)^2} \quad (2.16)$$

gde je  $A$  parametar jonskog širenja,  $R$  parametar Debyevog ekraniranja, a  $H_R(\beta)$  funkcija raspodele mikroelektričnog polja. Profil opisan jednačinom (2.16) je asimetričan i pomeren.

Kako su kod plazme najčešće dominantni Dopplerov i Starkov efekat eksperimentalni profil se objašnjava njihovim kombinovanim uticajem. Rezultujući profil ova dva efekta se dobija kao konvolucija funkcija  $I_D(\xi)$  i  $I_S(\xi)$  koje opisuju Dopplerov i Starkov profil [10]:

$$I(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_D(\eta) I_S(\xi - \eta) d\eta \quad (2.17)$$

Ako instrumentalno širenje nije zanemarljivo tada u izrazu (2.17) i ono mora biti uračunato [17].

U opštem slučaju kada širenju spektralne linije istovremeno doprinose dva različita efekta, konačni profil  $I_K(x)$  je definisan konvolucijom profila pojedinih efekata.  $I_1(x)$  i  $I_2(x)$ :

$$I_K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(y) I_2(x - y) dy \quad (2.18)$$

U nekim jednostavnim slučajevima poluširina konačnog profila  $\Delta X_K$  se eksplicitno može izraziti preko poluširina pojedinačnih profila  $\Delta X_1$  i  $\Delta X_2$ . U slučaju da su  $I_1(x)$  i  $I_2(x)$  Lorentzovi profili, imamo:

$$\Delta X_K = \Delta X_1 + \Delta X_2 \quad (2.19)$$

a ako su  $I_1(x)$  i  $I_2(x)$  Gaussovi profili tada je:

$$\Delta X_K = (\Delta X_1^2 + \Delta X_2^2)^{1/2} \quad (2.20)$$

Poslednji slučaj je u praksi vrlo čest jer Dopplerovo širenje daje Gaussov profil (jednačina (2.12)), a pri uskim pukotinama monohromatora, instrumentalni profil se takođe može aproksimirati Gaussovim profilom. Na osnovu izraza (2.20), uz poznavanje instrumentalne poluširine, iz Dopplerove poluširine se može odrediti gasna temperatura plazme nakon procesa dekonvolucije Gaussovog i Starkovog profila [17].

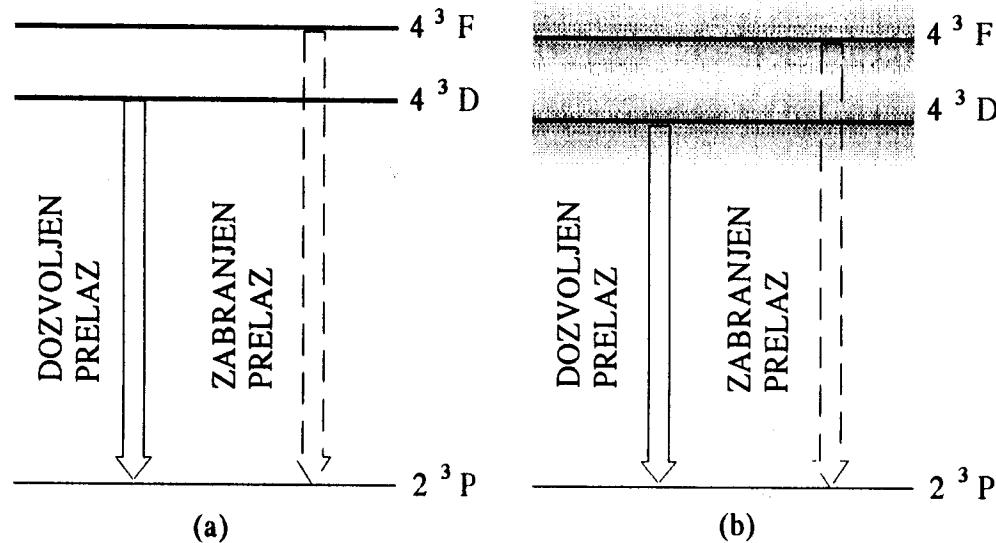
## **POGLAVLJE 3**

### **3. LINIJE SA ZABRANJENIM KOMPONENTAMA**

Posmatrajući profile linijskih atoma sa dva ili više elektrona pod pojmom "izolovane" podrazumevamo liniju čija je poluširina, uzrokovana elektronskim sudarima manja od rastojanja između susednih neperturbovanih nivoa. U ovom slučaju dominantan uticaj na širenje i oblik profila imaju "brzi" elektronski sudari, pa se profil linije može praktično u potpunosti opisati elektronskom sudarnom aproksimacijom. Međutim, u slučaju kada je širenje uslovljeno elektronskim sudarima mnogo veće od rastojanja između susednih podnivoa sve razlike između dozvoljenih i zabranjenih prelaza nestaju i tada situacija postaje identična sa situacijom kad linija vodonika ili atoma vodonikovog tipa gde je prisutan linearan Starkov efekat.

U slučaju kada je elektronska sudarna širina približno jednaka sa rastojanjem između susednih neperturbovanih nivoa, kvazistatičko jonsko polje može imati znatan uticaj na "neperturbovane" nivoe. Ovo za posledicu ima pojavu zabranjenih komponenata na krilima linijskih atoma. Ovakve kombinacije dozvoljene i zabranjene komponente, iako imaju mnogo zajedničkog, ne treba mešati sa preklapanjem linijskih atoma kod kojih se kvantni brojevi gornjih nivoa razlikuju za jedinicu.

Zabranjena komponenta helijumove linijske linije 447.1 nm ( $4^3D \rightarrow 2^3P$ ) prvi put je otkrivena u spektru zvezda B tipa 1929. godine. Ta linijska linija, čija je talasna dužina 447.0 nm je posledica zabranjenog prelaza  $4^3F \rightarrow 2^3P$ . Indukovanje ovog zabranjenog prelaza u plazmi je uzrokovano mešanjem nivoa  $4^3F$  i  $4^3D$  usled prisustva mikroelektričnog polja. Na slikama 3.1 a i b su prikazani šematski dijagrami energetskih nivoa između kojih se vrše prelazi kod izolovanog atoma (slika 3.1 a) i kod atoma koji se nalazi u mikroelektričnom polju plazme (slika 3.1 b).



**Slika 3.1** Šematski prikaz energetskih nivoa izmedju kojih se vrše prelazi za liniju 447.1 nm sa zabranjenom komponentom.

### 3.1 TEORIJSKA IZRAČUNAVANJA PROFILA HELIJUMOVE LINIJE 447.1 nm SA ZABRANJENOM KOMPONENTOM

Prva teorijska izračunavanja ovih linija su izvršena 1968. godine [2,3]. U njima su elektroni tretirani u udarnoj aproksimaciji, a joni u kvazistatičkoj. Slaganje između ovih teorijskih proračuna i eksperimentalnih rezultata je bilo dobro u slučaju dozvoljene komponente, dok su se na niskim elektronskim koncentracijama kod zabranjene komponente pojavila odstupanja. Eksperimentalni rad Burgess i Cairnsa je pokazao da je za elektronske gustine oko  $3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  zabranjena linija šira nego što to teorija predviđa. Burgess [3] je pretpostavio da se neslaganje javlja usled toga što se joni ne mogu tretirati kao statički perturberi, već tzv. "efekat dinamike jona" mora biti uračunat.

Jedna od najkompletnijih teorija koje razmatraju širenje helijumovih linija sa zabranjenim komponentama je teorija razvijena od strane Barnarda, Coopera i Smitha [4]. Ova teorija uračunava efekat dinamike jona i pokazala je da je on značajan za elektronske koncentracije ispod približno  $5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , dok je za veće koncentracije kvazistatička aproksimacija zadovoljavajuća. Da bi se izračunao profil linije u jonsko-dinamičkoj aproksimaciji potrebno je rešiti Schrödingerovu jednačinu:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [H_0 + V_e(t) + V_i(t)]\Psi \quad (3.1)$$

gde su  $V_e(t)$  i  $V_i(t)$  potencijali interakcije elektron-emiter i jon-emiter, a  $H_0$  Hamiltonian neperturbovanog helijuma (da je uračunata dinamika jona vidi se po tome što potencijal interakcije jon-emiter zavisi od vremena).

Dobijeni profili predstavljaju konvoluciju Dopplerovog profila i Starkovog profila koje računa ova teorija. Konačni rezultati teorije [4] su dati tabelarno za elektronske koncentracije između  $10^{17}$  i  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  i temperature od 5000 do 40000 K i oni su korišćeni u ovom radu.

Druga teorija koja tretira jone kao dinamičke perturbere je teorija Leea [5]. Slaganje između ove teorije [5] i BCS teorije [4] je relativno dobro (unutar 10-15 %) iako se analizom rezultata u [4] pokazuje da je promena intenziteta (zbog greške računanja talasnih funkcija) manja u radu [4] nego u [5].

Preostale dve teorije [1,2] sa kojima je vršeno poređenje su kvazistatičke teorije, odnosno pri računanju profila linije 447.1 nm ne uzimaju u obzir kretanje-dinamiku jona.

## **POGLAVLJE 4**

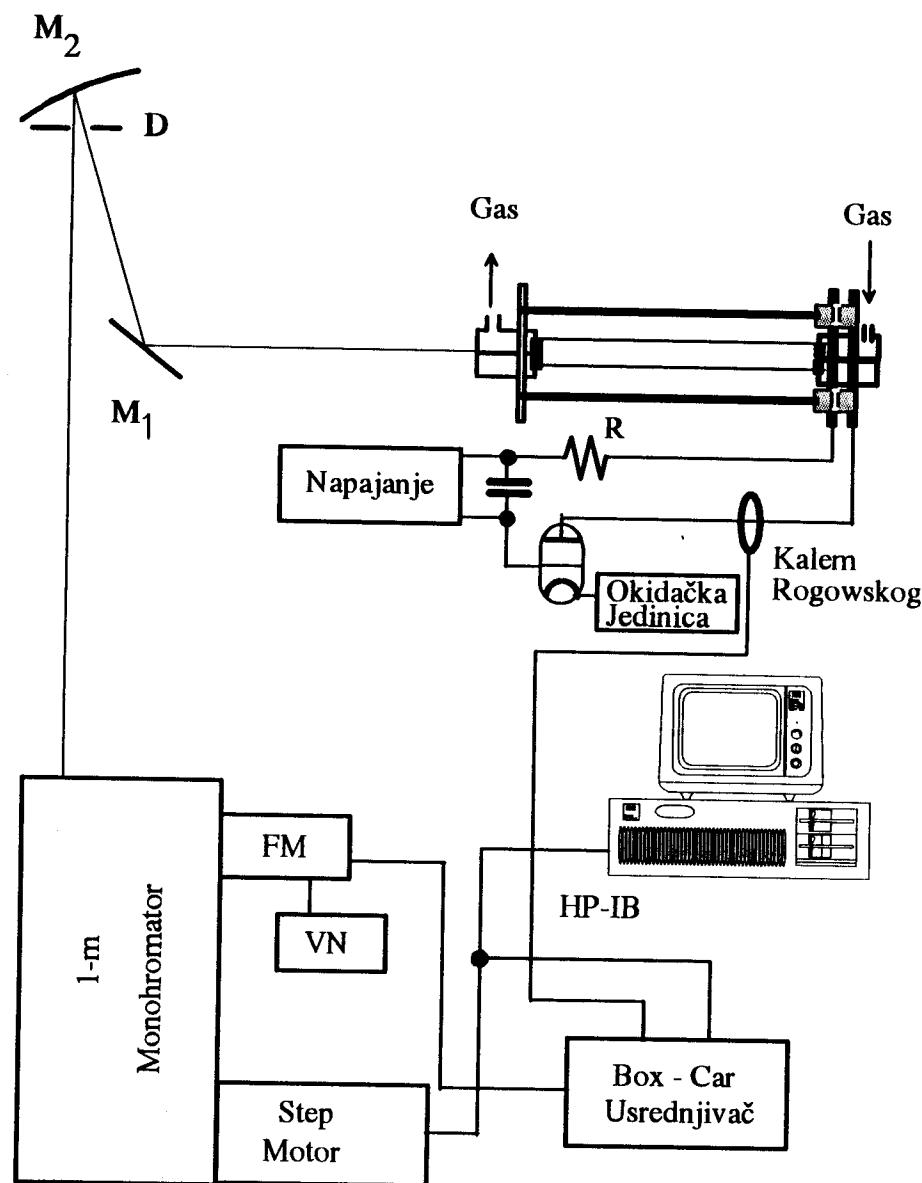
### **4. EKSPERIMENT**

#### **4.1 IZVOR PLAZME I MERENJE SPEKTRALNIH INTENZITETA**

Kao izvor plazme korišćen je impulsni luk pod niskim pritiskom, slika 4.1. Kolo za pražnjenje sastojalo se od niskoinduktivnog kondenzatora kapaciteta  $2.5 \mu\text{F}$ , koji se punio do napona od 4 kV. Kao prekidač u kolu korišćen je tiratron sa uzemljenom rešetkom koji se okida pomoću okidačke jedinice sa frekvencijom od 2 Hz. Serijski cevi za pražnjenje vezan je otpornik za prigušenje tako da je struja pražnjenja kritički prigušena. Maksimalna vrednost struje pražnjenja je iznosila 700 A i pokazala je visoku reproducibilnost (u okviru 2%).

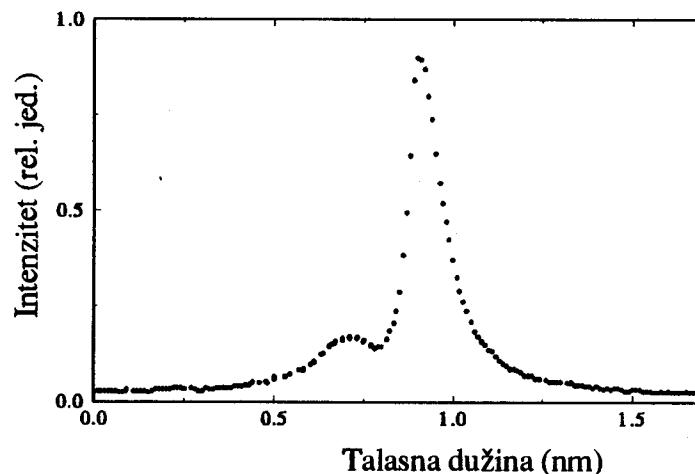
Cev za pražnjenje je izradena od ciklonijuma sa unutrašnjim prečnikom od 10 mm. Razmak između elektroda je bio 165 mm. Kroz aluminijumske elektrode probušene su rupe prečnika 3 mm radi mogućnosti posmatranja zračenja koje se emituje duž ose cevi, optičkog poravnavanja i laserske interferometrije. Svetlost iz luka je pomoću konkavnog ogledala  $M_2$  fokusirana na ulaznu pukotinu 1-m monohromatora. Kao disperzionalni element monohromatora korišćena je difrakciona rešetka sa 1200 nareza/mm. Za zakretanje difrakcione rešetke korišćen je step motor rezolucije od 36000 koraka/obrtaja. Dijafragma D prečnika 10 mm, postavljena ispred konkavnog ogledala  $M_2$ , obezbedila je da posmatrana svetlost dolazi samo iz uskog konusa oko ose luka. Širina ulazne i izlazne pukotine monohromatora bila je  $15 \mu\text{m}$ , pri čemu je izmerena instrumentalna poluširina iznosila 0.016 nm. Pomoću fotomultiplikatora postavljenog na izlaznu pukotinu monohromatora, svetlosni signali se pretvaraju u električne. Signali sa fotomultiplikatora vođeni su na box-car usrednjivač (BCU) čiji je

izlazni signal bio srednja vrednost od 30 pojedinačnih signala. Za okidanje BCU i za kontrolu i merenje jačine struje pražnjenja korišćen je kalem Rogowskog postavljen oko vodova za pražnjenje. Pomeranje step motora, kontrola rada BCU i akvizicija podataka vršena je pomoću personalnog računara preko HP-IB interfejsa. Spektralni intenziteti mereni su za vremena 21, 25 i 29  $\mu\text{s}$  posle maksimalne struje pražnjenja.



Slika 4.1 Šematski prikaz eksperimenta

Pri radu je korišćena mešavina gasova vodonika i helijuma u odnosu  $H_2 : He = 80\% : 20\%$  pod pritiskom od 1.7 mbar-a. Ovaj odnos koncentracije gasova u mešavini je izabran tako da jake linije helijuma (npr. 587.6 nm) ne budu samoapsorbovane. Na slici 4.2 je dat primer eksperimentalnog profila helijumove linije 447.1 nm.



Slika 4.2 Eksperimentalni profil linije He I 447.1 nm

## 4.2 DIJAGNOSTIKA PLAZME

Za merenje elektronske koncentracije primjenjen je metod laserske interferometrije [16], kao metod nezavistan od spektropskih merenja. U tu svrhu je korišćen laserski interferometar sa ravnim spoljnjim ogledalom i CO<sub>2</sub> laser na 10.6 μm. Da bi se ovo merenje omogućilo kvarcni prozori na cevi za pražnjenje su zamenjeni sa prozorima izrađenim od ZnSe. Za detekciju zračenja je korišćen PbSnTe detektor hlađen tečnim azotom.

Elektronska temperatura je merena iz odnosa intenziteta linije i kontinuuma vodonikove H<sub>γ</sub> linije [11], jednačina (1.17).

Gasna temperatura je određena iz Dopplerove poluširine nekoliko izolovanih linija He I (501.6, 667.8, 318.8 nm) [16], jednačine (2.20) i (2.13).

Rezultati dijagnostike plazme, zajedno sa procenjenim greškama [3] prikazani su u tabeli 4.1.

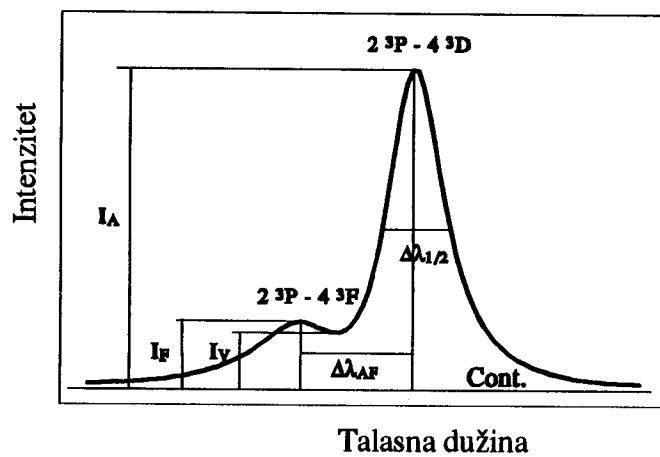
**Tabela 4.1** Rezultati dijagnostike plazme (u zagradama su date procenjene greške).

$\tau$ ( $\mu$ s)	$N_e$ ( $10^{21} \text{ m}^{-3}$ )	$T_e$ (K)	$T_g$ (K)
21	5.9( $\pm 0.4$ )	23600( $\pm 3500$ )	12600( $\pm 1500$ )
25	3.4( $\pm 0.3$ )	21400( $\pm 3600$ )	7200( $\pm 1200$ )
29	1.9( $\pm 0.2$ )	16700( $\pm 3000$ )	4200( $\pm 1000$ )

## POGLAVLJE 5

### 5. OBRADA REZULTATA I DISKUSIJA

Upoređivanje eksperimentalnih profila sa teorijskim profilima linije 447.1 nm sa zabranjenom komponentom obično se vrši poređenjem četiri karakteristična parametra. To su: poluširina linije  $\Delta\lambda_{1/2}$ , rastojanje između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente  $\Delta\lambda_{AF}$ , odnos intenziteta maksimuma zabranjene i dozvoljene komponente  $I_F/I_A$  i odnos intenziteta minimuma i maksimuma dozvoljene komponente  $I_V/I_A$ . Ovo je ilustrovano na slici 5.1. Rezultati dobijeni u ovom radu sa procenjenim greškama, zajedno sa teorijskim vrednostima četiri merena parametra su dati u tabelama 5.1(a-d), dok su eksperimentalne vrednosti drugih autora [6-8] date u tabeli 5.2.



Slika 5.1 Ilustracija merenih parametara linije He I 447.1 nm.

**Tabela 5.1 a** Eksperimentalne i teorijske vrednosti za parametar  $\Delta\lambda_{1/2}$  u ( $10^{-1}$  nm).

$n_e (10^{21} m^{-3})$	EKSP.	BCS [4]	BCSH [1]	LEE [5]	GRIEM [2]
5.9	2.256±7%	2.000	1.700	1.780	1.970
3.4	1.278±7%	1.346	1.010	1.100	1.355
1.9	0.650±7%	0.660	0.617	0.750	0.843

**Tabela 5.1 b** Eksperimentalne i teorijske vrednosti za parametar  $\Delta\lambda_{AF}$  u ( $10^{-1}$  nm).

$n_e (10^{21} m^{-3})$	EKSP.	BCS [4]	BCSH [1]	LEE [5]	GRIEM [2]
5.9	2.586±5%	2.620	2.755	2.460	2.854
3.4	2.178±5%	2.248	2.314	1.980	2.212
1.9	1.850±7%	1.803	1.897	1.740	1.900

**Tabela 5.1 c** Eksperimentalne i teorijske vrednosti za parametar  $I_F/I_A$ .

$n_e (10^{21} m^{-3})$	EKSP.	BCS [4]	BCSH [1]	LEE [5]	GRIEM [2]
5.9	0.362±5%	0.355	0.383	0.360	0.397
3.4	0.207±5%	0.223	0.247	0.250	0.275
1.9	0.102±8%	0.104	0.146	0.135	0.168

**Tabela 5.1 d** Eksperimentalne i teorijske vrednosti za parametar  $I_V/I_A$ .

$n_e (10^{21} m^{-3})$	EKSP.	BCS [4]	BCSH [1]	LEE [5]	GRIEM [2]
5.9	0.230±7%	0.205	0.151	0.170	0.160
3.4	0.143±7%	0.160	0.085	0.104	0.122
1.9	0.075±10%	0.067	0.037	0.050	0.062

**Tabela 5.2** Eksperimentalne vrednosti drugih autora.

$n_e (10^{21} m^{-3})$	$\Delta\lambda_{1/2}$ (0.1 nm)	$\Delta\lambda_{AF}$ (0.1 nm)	$I_F/I_A$	$I_V/I_A$	Ref.
3	1.1	2.25	0.194	0.151	[7]
10	3.6	3.40	0.456	0.449	
1	0.5	1.75	0.057	0.027	[6]
3	1.1	2.25	0.174	0.126	
1.31	-	1.85	0.100	0.068	[8]
1.71	-	1.91	0.128	0.094	

Da bi se došlo do teorijskih vrednosti ovih parametara koje odgovaraju uslovima u plazmi u toku eksperimenta (elektronska koncentracija i temperatura), teorijski profili moraju biti interpolisani za odgovarajuće vrednosti. Kod teorijskih profila koji su komplementni dati tabelarno, kao što je to slučaj sa BCS teorijom [4] izvršena je interpolacija po koncentraciji i temperaturi. U tu svrhu originalni teorijski profili su prvo interpolisani kubnim splajnovima. Ovaj metod interpolacije se pokazao kao najadekvatniji. U ovom postupku se vrednosti između dva čvora interpolacije aproksimiraju polinomima trećeg stepena s tim što se pri izračunavanju koeficijenata tih polinoma uzimaju u obzir vrednosti svih čvorova interpolacije [18]. Nakon toga su usaglašeni odgovarajući čvorovi za interpolaciju po koncentraciji i temperaturi. Za dalju interpolaciju su takođe primjenjeni kubni splajnovi i na taj način su dobijeni profili za odgovarajuće eksperimentalne vrednosti koncentracije i temperature.

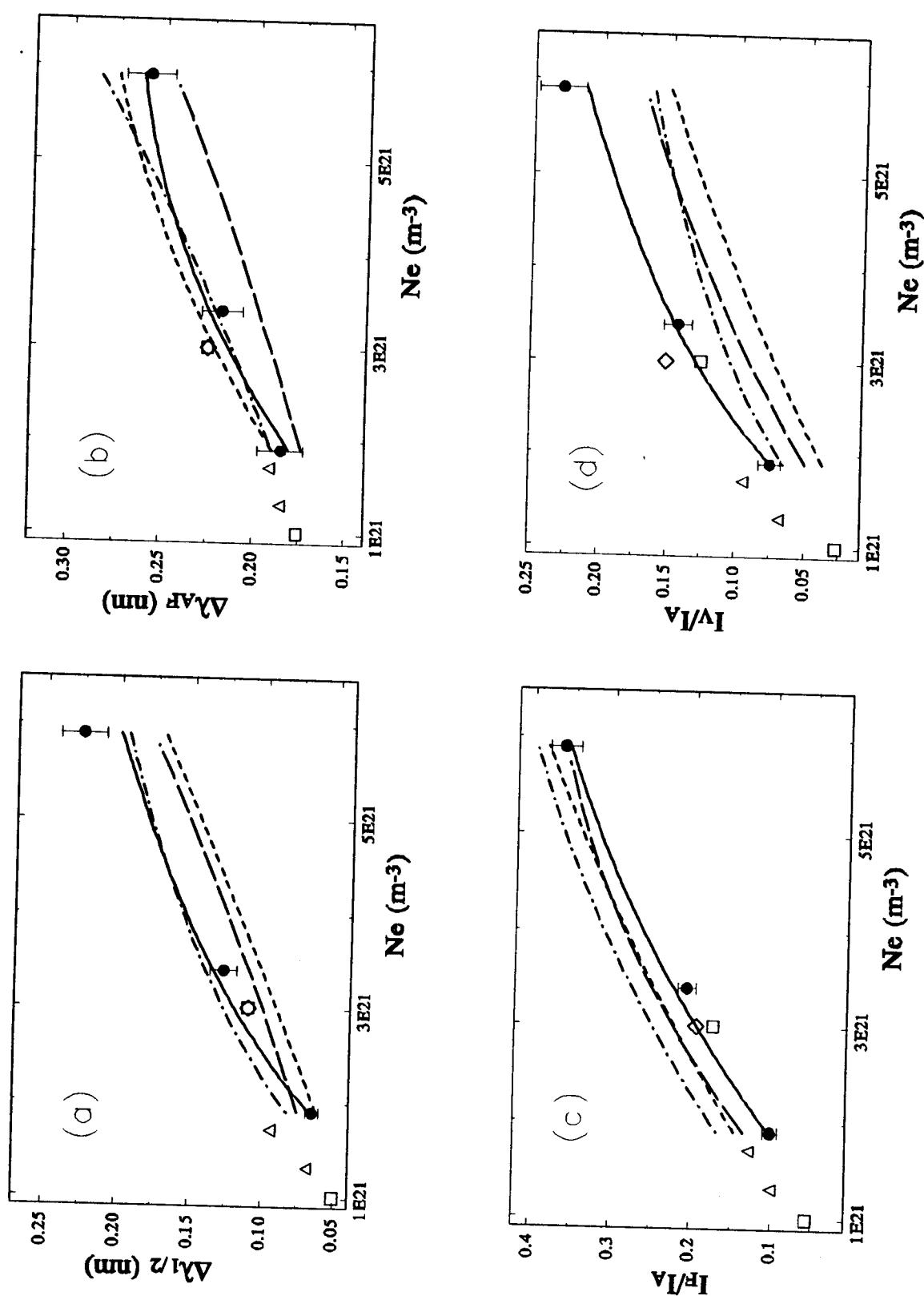
S obzirom da instrumentalna poluširina eksperimentalno dobijenih profila nije bila zanemarljiva i ona je morala biti uračunata. To je urađeno tako što je za izmerene gasne temperature izračunata odgovarajuća Dopplerova poluširina na koju je na osnovu izraza (2.20) dodata instrumentalna poluširina. Na taj način je dobijena ukupna poluširina Gaussovog profila  $\Delta\lambda_G$ . Iz izraza (2.13) izračunata je temperatura koja odgovara takvom Gaussovom profilu. Zatim su teorijski profili određeni za tu temperaturu. Konačno dobijeni profili su iskorišćeni za dobijanje parametara  $\Delta\lambda_{1/2}$ ,  $\Delta\lambda_{AF}$ ,  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$ .

U slučaju kada su teorijski profili dati grafički, kao što je to u teorijama [1,5] spomenuta četiri parametra su zatim interpolisana na odgovarajuće koncentracije i temperature.

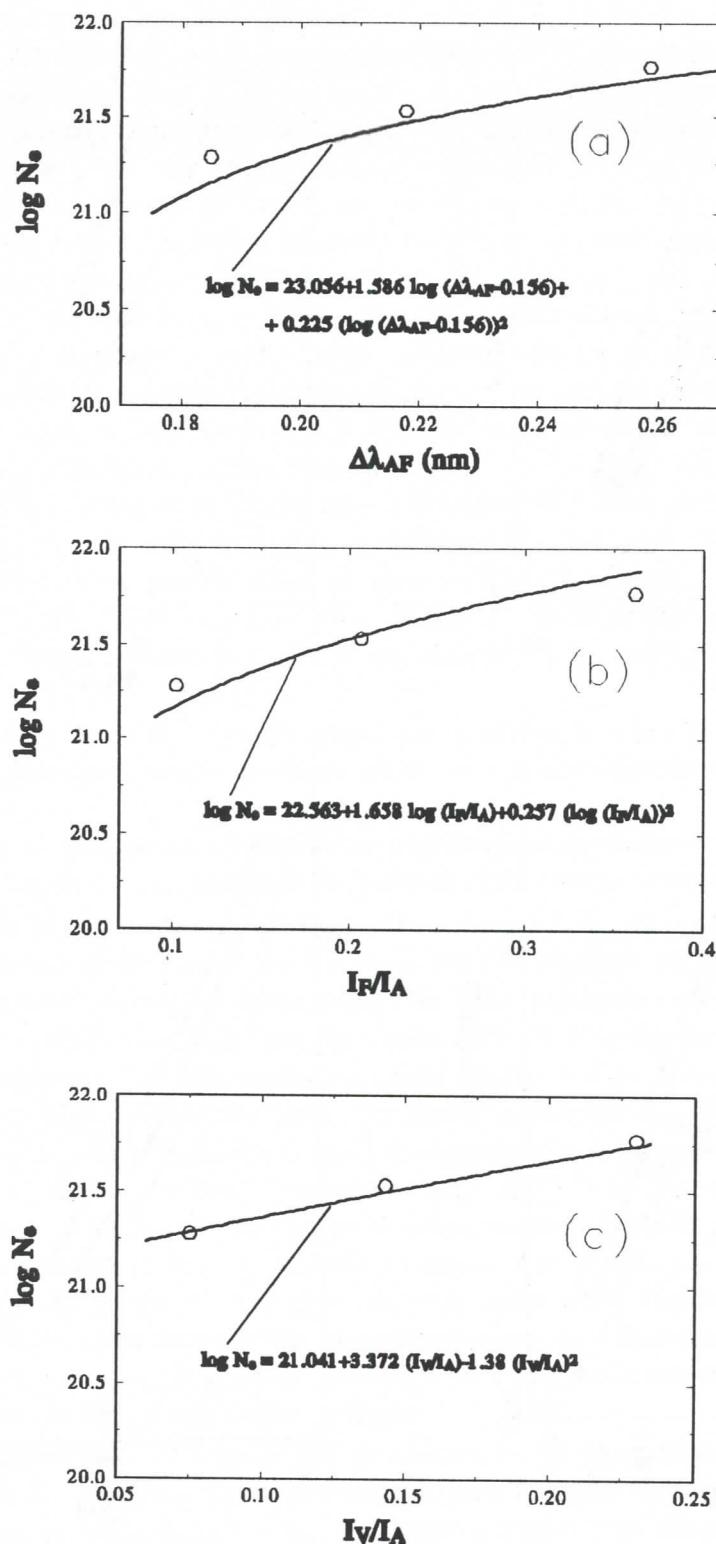
Osim sa teorijskim vrednostima, poređenje je izvršeno i sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora dobijenih za interval elektronskih koncentracija od  $1 \cdot 10^{21}$  do  $6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . U tu svrhu parametri  $\Delta\lambda_{1/2}$ ,  $\Delta\lambda_{AF}$ ,  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$  su nacrtani u zavisnosti od elektronske koncentracije  $n_e$ , slika 5.3 (a-d). Na tim crtežima su takođe predstavljene i procenjene greške merenja u ovom radu. Ove slike pokazuju dobro slaganje dobijenih rezultata sa teorijskim vrednostima [4] unutar 10%. Neslaganje sa drugim teorijama je primetno, pogotovo u slučaju parametara  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$ . Važno je naglasiti da se u teoriji [4] uračunava efekat dinamike jona. Vrednosti poluširine  $\Delta\lambda_{1/2}$  i rastojanja između maksimuma  $\Delta\lambda_{AF}$  su u saglasnosti sa eksperimentalnim vrednostima iz Ref. 6,7 (vidi sliku 5.2 a i b), dok su vrednosti parametara  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$  nešto niže (vidi sliku 5.2 c i d). Razlog ovome može biti velika razlika u temperaturama između plazme razmatrane u ovom radu i plazme iz Ref. 7, imajući na umu da su ta dva parametra osetljivija na temperaturu nego druga dva. Greška merenja elektronske koncentracije u Ref. 6 je iznosila 15%. Kombinujući grešku sa greškom merenja parametara  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$  (koja nije navedena u Ref. 6, ali je procenjena na 5 do 15%) može se zaključiti da neslaganje sa vrednostima iz Ref. 6 nije toliko značajno.

Czernichowski i Chapelle [9] su na osnovu 88 eksperimentalnih profila linije 447.1 nm iz 12 eksperimenata izveli empirijske formule koje povezuju elektronsku koncentraciju sa  $\Delta\lambda_{AF}$ ,  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$ . Pri tome je obuhvaćen širok opseg elektronskih koncentracija od  $2 \cdot 10^{20}$  do  $2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Te formule su :

$$\log n_e = 23.056 + 1.586 \cdot \log(\Delta\lambda_{AF} - 0.156) + 0.225 \cdot [\log(\Delta\lambda_{AF} - 0.156)]^2 \quad (5.1)$$



**Slika 5.2** Poređenje teorijskih i eksperimentalnih vrednosti merenih parametara. Eksperimenti: • Ovaj rad; △ Ref. 8; □ Ref. 7; ◇ Ref. 6. Teorije: — BCS [4]; ······ BCSH [1]; - - - Lee [5]; - - - - Griem [2].



Slika 5.3 Poređenje merenih parametara sa vrednostima dobijenim iz empirijskih formula iz Ref. [9].

$$\log n_e = 22.563 + 1.658 \cdot \log(I_F/I_A) + 0.257 \cdot [\log(I_F/I_A)]^2 \quad (5.2)$$

$$\log n_e = 21.041 + 3.372 \cdot (I_V/I_A) - 1.381 \cdot (I_V/I_A)^2 \quad (5.3)$$

Ove formule se primenjuju za brzo i jednostavno merenje elektronske koncentracije iz eksperimentalnih profila linije 447.1 nm. Poređenja sa ovim formulama su prikazana na slikama 5.3 (a - c). Na taj način se može potvrditi primenjivost formula (5.1) do (5.3) za precizno merenje elektronske koncentracije. Treba imati na umu da je u ovom radu primenjen nezavisan metod određivanja elektronske koncentracije korišćenjem metode laserske interferometrije, opisan u poglavlju 4. Sa slike 5.3 (a - c) se vidi izvanredno slaganje (unutar 1%) između merenih vrednosti i vrednosti koje predviđaju izrazi (5.1) do (5.3). Ovo slaganje je duboko unutar eksperimentalnih grešaka merenja parametara  $I_F/I_A$ ,  $I_V/I_A$  i  $\Delta\lambda_{AF}$  koji su tipično reda veličine oko 10%, tako da je greška u određivanju elektronske koncentracije uglavnom izazvana eksperimentalnom greškom.

## ZAKLJUČAK

U ovom radu su predstavljeni rezultati eksperimentalnog merenja linije He I 447.1 nm sa zabranjenom komponentom. Kao izvor plazme u eksperimentu je korišćen impulsni luk, pri čemu je radni gas bio mešavina vodonika i helijuma. Kod merenja spektralnih intenziteta je primenjen metod usrednjavanja signala, čime je postignuta velika tačnost. Za merenje elektronske koncentracije je upotrebljen metod laserske interferometrije, kao metod nezavisan od spektroskopskih merenja. Elektronska temperatura je merena iz odnosa intenziteta linije i kontinuuma vodonikove H<sub>γ</sub> linije, dok je gasna temperatura određena iz Dopplerove poluširine nekoliko izolovanih linija He I. Merena su četiri parametra ove linije: pluširina linije  $\Delta\lambda_{1/2}$ , rastojanje između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente  $\Delta\lambda_{AF}$ , odnos intenziteta maksimuma zabranjene i dozvoljene komponente  $I_F/I_A$ , i odnos intenziteta minimuma i maksimuma dozvoljene komponente  $I_V/I_A$ , na elektronskim koncentracijama od  $1.9 \cdot 10^{21}$  do  $5.9 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ .

Rezultati ovog eksperimenta su upoređeni sa rezultatima nekoliko teorija [1,2,4,5], kao i sa drugim eksperimentima [6-8]. Takođe je izvršeno poređenje sa empirijskim formulama [9] koje povezuju elektronsku koncentraciju i parametre spektralne linije. Dobijeno je dobro slaganje sa teorijom [4], dok je neslaganje sa drugim teorijama primetno, pogotovo u slučaju parametara  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$ . Važno je naglasiti da je u teoriji [4] uračunat efekat dinamike jona. Vrednosti parametara  $\Delta\lambda_{1/2}$  i  $\Delta\lambda_{AF}$  su u saglasnosti sa eksperimentalnim vrednostima [6-8], dok su vrednosti parametara  $I_F/I_A$  i  $I_V/I_A$  nešto niže. Uzrok može biti u velikoj razlici u temperaturama između plazme razmatrane u ovom radu i plazme iz Ref. 6, jer su ova dva parametra osetljivija na temperaturu nego druga dva. Kako je slaganje sa empirijskim formulama iz Ref. 9 odlično, potvrđena je njihova primenjivost za brzo i precizno merenje elektronske koncentracije.

Na osnovu ovih poređenja se može zaključiti da linija He I 447.1 nm sa zabranjenom komponentom može biti korišćena za jednostavno, brzo i precizno merenje elektronske koncentracije, bilo preko jonsko-dinamičke teorije [4] ili preko empirijskih formula [9]. Za ovu svrhu najbolje bi bilo koristiti parametar  $\Delta\lambda_{AF}$ , kao parametar koji najmanje zavisi od temperature i dekonvolucione procedure.

**REFERENCE**

1. A. J. Barnard, J. Cooper and L. T. Shamey, Astron. Astrophys. **1**, 128 (1969).
2. H. R. Griem, Astrophys. J. **154**, 1111 (1968).
3. D. D. Burgess and C. J. Cairns, J. Phys. B **3**, 167 (1970); **4** 1364 (1971).
4. J. Barnard, J. Cooper and E. W. Smith, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **14**, 1025 (1974).
5. R. W. Lee, J. Phys. B **6**, 1044 (1973).
6. A. Piel and H. Richter, Z. Naturforsch. **38 a**, 37 (1983).
7. C. Fleurier, G. Couland and J. Chapelle, Phys. Rev. A **18**, 575 (1978).
8. H. Adler and A. Piel, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **45**, 11 (1991).
9. A. Czernichowski and J. Chapelle, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **33**, 427 (1985).
10. B. Milić, *Osnove fizike gasne plazme* (Naučna knjiga, Beograd, 1977).
11. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy* (McGraw Hill, New York, 1964).
12. R. Harrison, R. C. Lord and J. R. Loofbourrow, *Praktična spektroskopija* (Naučna knjiga, Beograd, 1962).
13. S. Dimitrijević and N. Konjević, in *Savremena istraživanja u fizici I*, p. 191 (ed. V. Urošević, Naučna knjiga, Beograd, 1981).
14. E. Friš, *Optičeskie Spektri Atomov* (Gosudarstvenoe izdateljstvo Fizičko-matematičeskoi literaturi, Moskva-Lenjingrad, 1963).
15. M. S. Dimitrijević, *Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme* (Doktorska disertacija, Beograd, 1978).
16. Mijatović, *Uticaj dinamike jona na oblik i pomeraj spektralnih linija atomskog helijuma, ugljenika i kiseonika u plazmi* (Doktorska disertacija, Beograd, 1995).
17. Mijatović, R. Kobilarov, B. T. Vujičić, D. Nikolić and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **50**, 329 (1993).
18. Cheney and D. Kincaid, *Numerical Mathematics and Computing*, (2nd Edition, Brooks/Cole Publishing Company, USA, 1985).

**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: *Maja Stevanov, br. dos. 501/90*  
**AU**
- Mentor: *dr Zoran Mijatović, docent, PMF Novi Sad*  
**MN**
- Naslov rada: *Linija He I ( $2^3P - 4^3D$ ) 447.1 nm sa zabranjenom komponentom ( $2^3P - 4^3F$ ) emitovana iz  $H_2$ -He plazme impulsnog luka*  
**NR**
- Jezik publikacije: *srpski (latinica)*  
**JP**
- Jezik izvoda: *srpski*  
**JI**
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*  
**ZP**
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*  
**UGP**
- Godina: *1996.*  
**GO**
- Izdavač: *Autorski reprint*  
**IZ**
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*  
**MA**
- Fizički opis rada: *(7/36/18/6/4/8/0)*  
**FO**
- Naučna oblast: *Fizika*  
**NO**
- Naučna disciplina: *Spektroskopija atoma, molekula i plazme*  
**ND**
- Predmetna odrednica/Ključne reči: *Spektroskopija plazme, Dijagnostika plazme, Zabranjena komponenta*  
**PO**
- UDK:
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad*  
**ČU**
- Važna napomena: *nema VN*
- Izvod: *U radu su merena četiri karakteristična parametra linije He I 447.1 nm sa zabranjenom komponentom. Kao izvor plazme korišćen je impulsni luk. Elektronska koncentracija u opsegu od (1.9-5.9)·10<sup>21</sup> m<sup>-3</sup> je merena koristeći  $CO_2$  laserski interferometar. Na osnovu poređenja dobijenih rezultata sa nekoliko teorija i empirijskim formulama za proračun elektronske koncentracije, pokazano je da ova linija može biti korišćena za jednostavno, ali precizno merenje elektronske koncentracije u plazmi, sa greškom < 10%.*  
**IZ**
- Datum prihvatanja teme od strane Veća:  
**02.02.1996.**
- Datum odbrane: **09.05.1996.**
- Članovi komisije:  
*Predsednik:*  
*dr Radomir Kobilarov, vanredni profesor,*  
*PMF Novi Sad*  
*Član:*  
*dr Zoran Mijatović, docent, PMF Novi Sad*  
*Član:*  
*dr Željko Škrbić, docent, PMF Novi Sad*  
**KO**