



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# ODREĐIVANJE ELEKTRONSKЕ TEMPERATURE PLAZME NA OSNOVУ RELATIVNIH INTENZITETA VODONIKOVIH LINIJA

– diplomski rad –

Mentor:

Doc. dr Teodora Gajo

Kandidat:

Nikola Goleš

Novi Sad, 2021. godine

## Sadržaj

1	Uvod.....	3
2	Karakteristike plazme i njenog spektra.....	4
2.1	Kriterijumi plazme .....	4
2.2	Ravnotežna stanja plazme .....	5
2.2.1	Potpuna termodinamička ravnoteža.....	6
2.2.2	Lokalna termodinamička ravnoteža.....	7
2.3	Spektar plazme i širenje spektralnih linija .....	8
2.3.1	Funkcije profila.....	10
2.3.2	Prirodno širenje.....	12
2.3.3	Doplerovo širenje.....	13
2.3.4	Širenje usled pritiska.....	14
3	Eksperimentalna postavka .....	19
3.1	Zidom stabilisan luk .....	19
3.2	Optički sistem.....	21
4	Metod određivanja elektronske temperature.....	24
4.1	Boltzmann plot .....	24
4.2	Određivanje relativnih intenziteta .....	27
5	Rezultati i diskusija.....	32
6	Zaključak.....	35
7	Literatura.....	36
8	Biografija kandidata.....	37

## 1 Uvod

Po određenim procenama, preko 90% materije u univerzumu nalazi se u stanju jonizovanog gasa, u kome su atomi disocirani na nanelektrisane čestice – elektrone i jone. Stepen disocijacije u velikoj meri zavisi od temperature gase i može se opisati njenom rastućom funkcijom. Na nižim temperaturama, bliskim onima koje poznajemo na Zemlji, stepen disocijacije je izuzetno mali i materija se retko sreće u jonizovanom stanju. Ipak, u ekstremnim uslovima koji vladaju u većem delu univerzuma pojava jonizovanih gasova daleko je češća. Uz ispunjenje odgovarajućih kriterijuma, koji će biti diskutovani u ovom radu, za jonizovanu materiju se može reći da se nalazi u stanju *plazme*. Kako se veliki broj nebeskih tela, kao što su zvezde i magline, sastojej upravo od plazme, a procesi koji se u njoj odvijaju predstavljaju osnovu za izgradnju težih elemenata koji ulaze u sastav materije, izučavanje i kvantifikacija njenih osobina ključni su koraci u razumevanju formiranja univerzuma. Takođe, potencijal plazme za upotrebu u svrhu dobijanja velikih izvora energije daje praktičnu primenu njenom izučavanju.

U ovom radu biće izvršeno određivanje elektronske temperature plazme nastale u stabilisanom luku, na osnovu relativnih intenziteta vodonikovih spektralnih linija. Sa teorijskog aspekta, biće definisana plazma, njene osnovne karakteristike, pojам različitih tipova termodinamičke ravnoteže koji u njoj mogu vladati, kao i osnovne karakteristike linija u spektru plazme. Nakon toga, biće opisana eksperimentalna procedura, korišćena aparatura i način snimanja spektra. Biće izložen metod *Boltzmann plot* koji se koristi za izračunavanje elektronske temperature, kao i proces obrade spektralnih linija. Na kraju, rezultati obrade eksperimentalnih podataka biće izneti i prodiskutovani, zajedno sa predlozima za unapređenje preciznosti postupka merenja i obrade.

## 2 Karakteristike plazme i njenog spektra

Svi gasovi u prirodi u nekoj meri moraju biti jonizovani, odnosno disocirani na nanelektrisane jone i elektrone, pri čemu stepen jonizacije zavisi od temperature gasa i može da se predstavi jednačinom Saha [1]:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \cdot 10^{15} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-\frac{U_i}{kT}} \quad (2.1)$$

koja daje procenu odnosa koncentracija jonizovanih  $n_i$  i neutralnih  $n_n$  atoma u gasu na temperaturi  $T$ . Oznakom  $U_i$  dat je ionizacioni potencijal datog atoma, odnosno minimalni iznos energije koji je potrebno uložiti da bi se od atoma odvojio elektron sa spoljašnje ljske, dok  $k$  predstavlja Bolcmanovu konstantu. Da bi se jonizovani gas mogao okarakterisati kao *plazma*, neophodno je da ispunjava nekoliko dodatnih kriterijuma sadržanih u njenoj definiciji: *Plazma je kvazineutralni gas sačinjen od nanelektrisanih i neutralnih čestica koje ispoljavaju kolektivno ponašanje* [1].

### 2.1 Kriterijumi plazme

Ionizacijom jednog neutralnog atoma dolazi do povećanja ukupnog pozitivnog i negativnog nanelektrisanja za po jednu elementarnu jedinicu  $e$ . Nakon većeg broja ionizacija, unutar plazme koncentracija elektrona dostiže vrednost  $n_e$ , a koncentracija određene vrste pozitivnih jona nanelektrisanja  $+eZ_i$  vrednost  $n_i$ . Uslov *kvazineutralnosti* plazme zahteva da, makroskopski gledano, plazma ne poseduje nanelektrisanje, što je ispunjeno u odsustvu spoljašnjih uticaja i može se izraziti relacijom [3]:

$$n_e = \sum_i Z_i n_i \quad (2.2)$$

Nanelektrisane čestice plazme u svojoj okolini stvaraju električno polje. Prilikom kretanja, one sa drugim česticama interaguju putem direktnih sudara, ili dugodometnim Kulonovim silama. Za ove sile može se smatrati da se ostvaruju posredno, putem zajedničkog električnog polja kojeg u datoj tački obrazuju sve ostale nanelektrisane čestice. Interakcija koja se ostvaruje preko ovog polja naziva se *kolektivna interakcija*. Prilikom sudara može doći do prenosa energije sa jedne čestice na drugu, čime dolazi do njenog pobuđivanja ili jonizacije. Sa pobuđenog stanja čestica se može deekscitovati putem sudara, ili emisijom kvanta elektromagnetskog zračenja odgovarajuće energije. Emisija zračenja može se dogoditi i prilikom rekombinacije, kada pozitivno nanelektrisani jon zahvati slobodni elektron, čime oni dostižu energetsko stanje niže od prethodnog za iznos energije emitovanog fotona. Za plazmu se može reći da predstavlja

jonizovani gas kod koga su direktni i inverzni procesi, kako sudarni tako i emisioni, u ravnoteži, a u kome je ostvarena kolektivna interakcija [2].

Usled dejstva Kulonove sile, joni u plazmi bivaju okruženi oblakom elektrona koje su privukli. Ova pojava, nazvana *Debajevo ekraniranje*, manifestuje se efektivnim umanjenjem električnog polja čiji je izvor pozitivni jon. Veličina koja je karakteriše predstavlja rastojanje od čestice na kojem je njen potencijal umanjen  $e$  puta u odnosu na potencijal iste čestice u vakuumu, a naziva se Debajevim radijusom i izražava relacijom [2]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{n_e e^2}} \quad (2.3)$$

Efekat Debajevog ekraniranja ispoljava se tek na makroskopskim rastojanjima, tako da je za uočavanje kolektivnih osobina plazme neophodno posmatrati je u dovoljno velikim razmerama. Ovaj uslov kaže da dimenzije plazme moraju biti znatno veće od njenog Debajevog radijusa, odnosno  $L \gg \lambda_D$ , dok srednje rastojanje između elektrona, srazmerno sa  $n_e^{-1/3}$ , mora biti znatno manje od njega,  $n_e \lambda_D^3 \ll 1$  [2].

Usled haotičnog termalnog kretanja čestica plazme može doći do spontanog narušenja uslova neutralnosti u nekoj maloj oblasti prostora. Drugim rečima, određeni broj elektrona može spontano napustiti deo plazme i koncentrisati se u njegovoј blizini, ostavljajući za sobom oblast u kojoj preovladavaju pozitivno nanelektrisani joni. Ti preostali joni stvaraju polje koje privlači elektrone, koji pri povratku ne uspevaju da se zaustave u oblasti pozitivnih jona već po inerciji prolaze kroz njega, čime se proces vraća na početak. Na ovaj način nastaju *elektronske plazmene oscilacije*, okarakterisane frekvencijom:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.4)$$

Sudarima sa neutralnim česticama elektroni prilikom oscilovanja gube energiju. Kako bi u plazmi dominirali kolektivni efekti, neophodno je da uticaj amortizujućih sudara bude mali, odnosno da njihova frekvencija bude znatno manja od frekvencije oscilacija, što se može zapisati kao  $\nu_{pe} \gg \nu_{en}$  [2].

## 2.2 Ravnotežna stanja plazme

Pre razmatranja pojma ravnoteže u kontekstu plazme, neophodno je ilustrovati vezu između temperature gasa i kinetičke energije njegovih gradivnih čestica. Gas u

termodinamičkoj ravnoteži poseduje čestice različitih vrednosti brzina, čija se raspodela najčešće može opisati *Maksvelovom distribucijom*:

$$f(v) = A \exp\left[-\frac{mv^2}{2kT}\right] \quad (2.5)$$

gde je  $f(v)$  broj čestica iste vrste čije su brzine u intervalu od  $v$  do  $v + dv$ , u jedinici zapremine, a  $m$  masa čestice. Kako je ukupna koncentracija čestica  $n$ , konstanta  $A$  određuje se normiranjem distribucije i za nju se dobija vrednost:

$$A = n \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \quad (2.6)$$

Kinetička energija čestice mase  $m$  sa brzinom  $v$  data je sa  $\frac{1}{2}mv^2$ , pa se *srednja kinetička energija* čestica može izračunati kao:

$$\overline{E_k} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2}mv^2 f(v) dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv} \quad (2.7)$$

odakle se dobija  $\overline{E_k} = \frac{1}{2}kT$ . Dakle, temperatura koja se pripisuje dатој vrsti čestica odgovara vrednosti njihove srednje kinetičke energije [1].

### 2.2.1 Potpuna termodinamička ravnoteža

U misaonom eksperimentu, određena zapremina plazme i polje njene radijacije zatvoreni u sudu čiji se unutrašnji zidovi održavaju na konstantnoj temperaturi  $T$  nalaziće se u stanju *potpune termodinamičke ravnoteže* sa zidom, odnosno njihovo stanje u potpunosti će biti određeno vrednošću  $T$ . Ovakva konfiguracija sa sobom povlači određene posledice [3]:

- Plazma se ponaša kao apsolutno crno telo, odnosno njeno zračenje se pokorava Plankovom zakonu sa temperaturom plazme kao parametrom.
- Svaka vrsta čestica ponosa se može opisati zasebnom Maksvelovom raspodelom po brzinama (odnosno energijama), pri čemu će u slučaju termodinamičke ravnoteže temperature koje figurišu kao parametri u ovim raspodelama biti jednake za sve komponente plazme. Termalizacija se ostvaruje sudarnim procesima, u kojima kao najpokretljiviji, elektroni imaju dominantnu ulogu [2]. U slučajevima kada je elektronska koncentracija  $n_e$  izuzetno visoka, elektroni će posedovati velike kinetičke energije, te će njihove de Brogljeve talasne dužine postati veće od srednjeg slobodnog puta; tada do izražaja dolaze

kvantno-mehanički efekti, pa se elektroni pokoravaju Fermi-Dirakovoju statistici [3].

- Odnos naseljenosti dva energetska nivoa ( $p$ ) i ( $q$ ), gde je ( $q$ ) niži od ( $p$ ), određenog jona (tj. atoma ili molekula), čije su energije  $E_z(p)$  i  $E_z(q)$ , može da se opiše Boltzmanovom raspodelom:

$$\frac{n_z(p)}{n_z(q)} = \frac{g_z(p)}{g_z(q)} \exp\left[-\frac{E_z(p) - E_z(q)}{kT}\right] \quad (2.8)$$

gde su  $g_z(p)$  i  $g_z(q)$  statističke težine datih nivoa.

- Učestalost svih parova inverznih procesa u plazmi je jednaka, odnosno važi *princip detaljne ravnoteže*. Drugim rečima, za svaki proces, bilo sudarni ili radijativni, postoji jednakov verovatan inverzni proces.

### 2.2.2 Lokalna termodinamička ravnoteža

Realne plazme koje se mogu dobiti u laboratorijskim uslovima ne mogu se naći u stanju totalne termodinamičke ravnoteže. Za razliku od plazmi u jezgrima zvezda, gde spoljašnji slojevi zvezdane materije sprečavaju zračenju plazme da napusti ograničenu zapreminu, u laboratorijskim uslovima radijacija neminovno u određenoj meri nepovratno napušta plazmu. To znači da će emisioni procesi biti verovatniji od apsorpcionih, čime se narušava princip detaljne ravnoteže. Zračenje u tom slučaju odnosi deo energije iz plazme, ona prestaje da se ponaša kao apsolutno crno telo, pa samim tim prestaje da važi Plankova raspodela radijacionih gustina.

Ipak, pri velikim koncentracijama sudarni procesi u plazmi biće dovoljno česti da održavaju ravnotežnu naseljenost energetskih stanja, opisanu Boltzmanovom raspodelom, kao i distribuciju jonizacionih stanja izvedenu za slučaj potpune ravnoteže. U slučaju ispunjenosti ovih uslova može se reći da se plazma nalazi u stanju *lokalne termodinamičke ravnoteže* (LTR). Zbog svoje velike pokretljivosti, elektroni češće doživljavaju sudare od jona, pa se kao takvi mogu smatrati nosiocima ravnoteže; ključni parametar za opisivanje stanja plazme u LTR biće elektronska temperatura  $T_e$ , dok će temperatura jona  $T_i$ , koja može da poprimi različite vrednosti za različite komponente plazme, imati manje značajnu ulogu [3].

Stanje LTR može se definisati kroz sledeću hipotezu: *lokalni i trenutni odnosi termodinamičkih veličina u sistemu koji se nalazi van ravnoteže jednaki su kao u homogenom sistemu u ravnoteži*. Ukoliko bi se u datom, fiksnom trenutku vremena, sistem podelio na veliki broj malih delova, koji su dovoljno veliki da mikroskopske

fluktuacije stanja nisu od značaja, a pritom dovoljno mali da se na njih ne odražava narušenost ravnoteže na makroskopskim skalama, stanje svakog od njih može se aproksimirati ravnotežnim relacijama. Pritom, način uspostavljanja ravnoteže u nekom određenom deliću sistema nije stalan u toku vremena, ali sama forma relacija koje povezuju fizičke veličine od značaja u svakom trenutku vremena podudarna je sa oblikom dobijenim pod pretpostavkom potpune ravnoteže. Detaljniji termodinamički opis LTR može se naći u referenci [4].

Kada je plazma u stanju LTR, svaka perturbacija u plazmi će se posredstvom sudarnih procesa odraziti na naseljenost energetskih nivoa, čime uslovi u njoj prestaju da budu uniformni kroz celu zapreminu, već se razlikuju od tačke do tačke. Ipak, u bliskoj okolini svake tačke se u pojedinačnim trenucima vremena uspostavlja ravnoteža, te važe Maksvelove raspodele i jednačina Saha [2]. Da bi se LTR ostvarila u plazmi, potrebno je da frekvencija elektronskih sudarnih procesa duž najvećeg energetskog procepa u sistemu termova bude barem red veličine veća od frekvencije odgovarajućih radijativnih procesa, što se šematski može prikazati kao [3]:

$$n_z(p)n_e X_z(p \rightarrow q) \geq 10 n_z(p) A_z(p \rightarrow q) \quad (2.9)$$

Time se dobija da populacija energetskih nivoa ne odstupa od Boltzmanovske vrednosti za više od 10%. Na osnovu poznatih relacija za koeficijente  $A_z(p \rightarrow q)$  i  $X_z(p \rightarrow q)$  može se doći do relacije koja daje kriterijum za valjanost pretpostavke o uspostavljenoj LTR [3]. Oblik ove relacije zavisi od pretpostavljenog dominantnog kanala deekscitacije, a u ovom radu za nju je uzeto [5]:

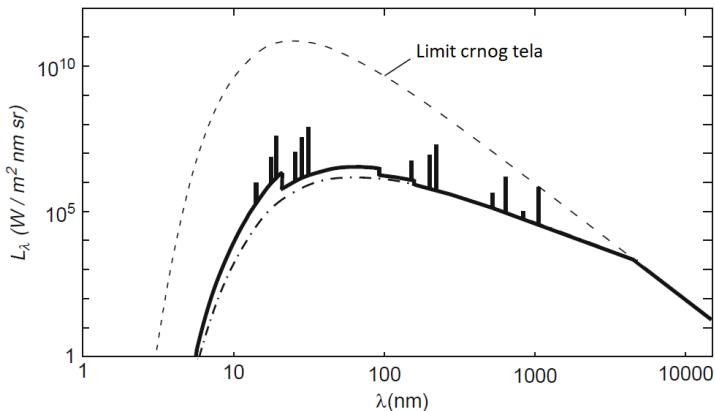
$$n_e \geq 10^{18} \sqrt{T_e} (E_u - E_l)^3 [m^{-3}] \quad (2.10)$$

gde su  $E_u$  i  $E_l$  energije gornjeg i donjeg nivoa najšireg posmatranog prelaza date u eV, a  $T_e$  elektronska temperatura u K. Kako ispunjenost uslova LTR utiče na širine spektralnih linija, a samim tim i na tačnost određivanja  $T_e$  metodom korišćenom u ovom radu, validnost proračuna može se proveriti ispitivanjem ispunjenosti kriterijuma (2.10).

### 2.3 Spektar plazme i širenje spektralnih linija

Svaka plazma emituje i apsorbuje elektromagnetsko zračenje različitih talasnih dužina, odnosno energija. Kumulativno emitovano zračenje plazme naziva se njenim *emisionim spektrom*, koji se sastoji od komponenti različitih oblika i mehanizama

nastajanja. Na Slici 1 prikazan je simulirani spektar vodonične plazme sa nečistoćama, koji će poslužiti kao ilustracija za diskusiju o strukturi spektra plazme.



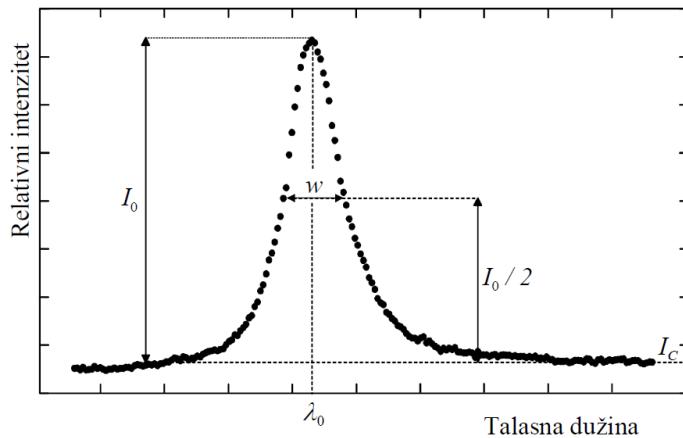
Slika 1: Simulirani spektar vodonične plazme sa nečistoćama [3]

Komponente emisionog spektra mogu se klasifikovati u tri grupe [2], [3]:

- *Zakočno i ciklotronsko zračenje* – nastaju kao posledica promene brzine elektrona u blizini izvora električnog polja, u ovom slučaju pozitivnih jona, odnosno u spoljašnjem magnetnom polju. Kada elektron prođe blizu pozitivno nanelektrisane čestice, pravac njegovog kretanja se menja, te dolazi do promene vektora njegove brzine. Na osnovu zakona elektrodinamike, svaka nanelektrisana čestica pri promeni brzine kretanja emituje zračenje. Kako je intenzitet ove promene proizvoljan, i energija emitovanog zračenja može da poprimi proizvoljnu vrednost, što znači da će spektar zakočnog zračenja biti *kontinualan*, a njegov oblik biće uslovljen raspodelom brzina elektrona. Pri velikim talasnim dužinama, odnosno u limitu malih energija elektrona, oblik krive zakočnog zračenja podudaraće se sa emisivnošću absolutno crnog tela datom Plankovim zakonom (na Slici 1 označeno isprekidanim linijom). Kako je elektron i pre i nakon emisije bio slobodna čestica, prelazi prilikom kojih nastaje ovo zračenje nazivaju se *slobodno-slobodni*.
- *Rekombinaciono zračenje* – nastaje prilikom rekombinacije elektrona i jona, kao posledica oslobađanja energije koju je slobodna čestica posedovala pre ostvarivanja vezanog stanja. Ovaj deo spektra je takođe kontinualan i superponiran na spektar zakočnog zračenja, a karakterišu ga oštре dugotalasne ivice. Prelazi prilikom kojih nastaje nazivaju se *slobodno-vezani*.
- *Linijski spektar* – nastaje kao posledica *vezano-vezanih* prelaza elektrona između energetskih nivoa unutar atoma ili jona, a pri nižim temperaturama i

molekula (u kom slučaju linije sačinjavaju *trake*). Po kvantnoj pretpostavci prelazi između nivoa se ostvaruju uz emisiju ili apsorpciju fotona tačno određene energije, jednake razlici energija između početnog i krajnjeg stanja; zbog toga linijski spektar nosi sa sobom bitne informacije kako o strukturi komponenata plazme, tako i o njenim parametrima vezanim za naseljenost pojedinih nivoa.

Od posebnog značaja u dijagnostici plazme su upravo linijski spektri i karakteristike oblika linija koje se u njemu javljaju. Spektralne linije nisu strogo monohromatske, već imaju određen *profil*, raspodelu intenziteta po uskom intervalu talasnih dužina, ilustrovan na Slici 2. Širina spektralne linije okarakterisana je širinom linije na polovini njenog maksimalnog intenziteta, odnosno poluširinom  $w$ . Pored širine, veličine od značaja za karakterizaciju linije su njen intenzitet, pomeraj u odnosu na liniju koju bi emitovao izolovan i nepokretan emiter, oblik krila, eventualna asimetrija i forma profila linije. Sve ove veličine sa sobom nose određene informacije o uslovima koji su vladali unutar plazme u trenutku emisije. Spektralna linija emitovana iz plazme može da bude *proširena* nekim od sledećih mehanizama: prirodnim širenjem, Doplerovim širenjem, odnosno širenjem usled pritiska. Konačno, na profil utiče i sam eksperimentalni uređaj, usled čega dolazi do naknadnog širenja spektralne linije okarakterisanog *instrumentalnom poluširinom* [2], [5].



Slika 2: Profil spektralne linije i njena poluširina [2]

### 2.3.1 Funkcije profila

Pre diskusije o mehanizmima širenja spektralnih linija potrebno je uvesti različite oblike funkcija kojima se oni matematički mogu opisati. Generalno, funkcija oblika linije izražava se kao funkcija  $\mathcal{L}$  od frekvencije  $v$ , kružne frekvencije  $\omega$  ili talasne dužine  $\lambda$ , pri čemu se transformacije između različitih reprezentacija ostvaruju

odgovarajućim relacijama koje povezuju pomenute parametre. U daljem tekstu oznaka za poluširinu linije  $\mathcal{L}(\lambda)$  biće  $w$ , dok je sa  $\lambda_0$  označena talasna dužina koja odgovara centralnom maksimumu datog profila.

Mehanizmi širenja spektralnih linija najčešće rezultuju dvoma oblicima profila linije, koji se mogu opisati *Gausovom* i *Lorencovom* distribucijom [3]:

$$\mathcal{L}_G(\lambda; w_G) = \frac{A_G}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{w_G} \exp \left[ -A_G^2 \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{w_G} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

$$\mathcal{L}_L(\lambda; w_L) = \frac{1}{\pi} \frac{w_L/2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + (w_L/2)^2} \quad (2.12)$$

gde  $A_G = \sqrt{4 \ln 2}$  predstavlja konstantu normiranja Gausovog profila u prostoru talasnih dužina. Ukoliko se konačan profil dobija dejstvom dva nezavisna mehanizma širenja, od kojih oba rezultuju zasebnim Gausovim profilima sa poluširinama  $w_1$  i  $w_2$ , konačna linija će takođe biti Gausovog tipa, a njena kumulativna poluširina može se izračunati na osnovu:

$$w = \sqrt{w_1^2 + w_2^2} \quad (2.13)$$

Ukoliko se linija dobija superponiranjem dva mehanizma koji nezavisno daju Gausov i Lorencov profil, konačna distribucija dobija se kao *konvolucija* Gausove i Lorencove distribucije:

$$\mathcal{L}_V(\lambda - \lambda_0; w_G, w_L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}_G(\lambda' - \lambda_0) \mathcal{L}_L(\lambda - \lambda') d\lambda' \quad (2.14)$$

čime se dobija *Vojtov profil* [3]:

$$\mathcal{L}_V(\lambda - \lambda_0; w_G, w_L) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{A_G}{w_G} V(x, a) \quad (2.15)$$

definisan Vojtovom funkcijom  $V(x, a)$ :

$$V(x, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{a^2 + (x - t)^2} dt \quad (2.16)$$

Promenljiva  $x$  koja igra ulogu talasne dužine normalizovana je na Gausovu poluširinu:

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{w_G} A_G \quad (2.17)$$

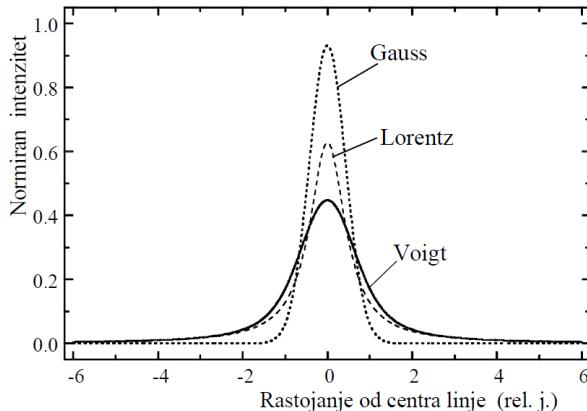
dok parametar  $a$ , koji kvantifikuje relativno učešće Lorencovog i Gausovog profila u konačnoj distribuciji, može da se dobije prema:

$$a = \frac{w_L}{w_G} \sqrt{\ln 2} \quad (2.18)$$

Poluširina Vojtovog profila izražava se kao [5]:

$$w_V = \frac{w_L}{2} + \sqrt{\left(\frac{w_L}{2}\right)^2 + w_G^2} \quad (2.19)$$

Ilustracija relativnog odnosa ovih triju vrsta profila data je na Slici 3.



Slika 3: Ilustracija relativnog odnosa Gausovog, Lorencovog i Vojtovog profila linije [2]

U daljem tekstu biće navedeni izrazi za poluširine kojima konačnom obliku linije doprinose različiti mehanizmi širenja. Doplerovo (poluširina  $w_D$ ) i instrumentalno širenje (poluširina  $w_I$ ) rezultuju Gausovim profilima, pa će ukupna Gausova poluširina linije biti određena izrazom [5]:

$$w_G = \sqrt{w_D^2 + w_I^2} \quad (2.20)$$

Lorencovim profilima rezultuju mehanizmi prirodnog ( $w_P$ ), van der Valsovog ( $w_{VW}$ ), rezonantnog ( $w_R$ ) i kvadratičnog Šarkovog širenja ( $w_S$ ), na osnovu kojih se Lorencova komponenta poluširine konačne linije računa kao [5]:

$$w_L = w_P + w_{VW} + w_R + w_S \quad (2.21)$$

### 2.3.2 Prirodno širenje

Prirodno širenje spektralnih linija javlja se kao posledica konačnog vremena života elektrona na pobuđenim energetskim nivoima i Hajzenbergove relacije neodređenosti. Naime, kako postoji određena verovatnoća deekscitacije elektrona sa kvazistacionarnog pobuđenog energetskog nivoa ( $p$ ), definisana odgovarajućim Ajnštajnovim koeficijentom  $A(p \rightarrow )$  (izostanak donjeg nivoa označava verovatnoću za deekscitaciju na bilo koji od nižih stanja), elektroni na njemu provode konačan iznos vremena pre nego što se deekscituju. *Srednje vreme života* elektrona na ovom nivou

izračunava se kao srednja vrednost eksponencijalne distribucije vremena do deekscitacije i iznosi  $\tau_p = 1/A(p \rightarrow)$ .

Hajzenbergova relacija daje način na koji je neodređenost poznavanja energije  $\Delta E$  nekog prelaza sa energijom  $E$  povezana sa neodređenošću vremena  $\Delta t$  tokom kojeg se opservacija i merenje ove energije može izvršiti. Ukoliko su  $\Delta E$  i  $\Delta t$  dati kao standardne devijacije odgovarajućih distribucija, tada važi:

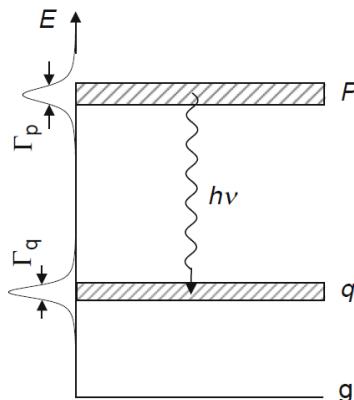
$$\Delta E \Delta t \geq \hbar/2 \quad (2.22)$$

Jednakost važi za kvazistacionarna stanja za koja je  $\Delta E(p) \ll E(p)$ , pa se uvođenjem  $\Gamma_p = 2\Delta E(p)$  dobija:

$$\Gamma_p \tau_p = \hbar \quad (2.23)$$

Dakle, stanja sa konačnim vremenom života  $\tau_p$  neće biti strogo monoenergetska, već će njihova energija biti raspršena u obliku Lorencove distribucije poluširine  $\Gamma_p$  (Slika 4). Ovo širenje implicira širenje linije koja nastaje pri prelazu sa nivoa ( $p$ ) na nivo ( $q$ ), pri čemu je rezultujući profil Lorencov sa poluširinom [3]:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{\Gamma_p + \Gamma_q}{\hbar} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_q} = A(p \rightarrow) + A(q \rightarrow) \quad (2.24)$$



Slika 4: Mehanizam pojave prirodnog širenja spektralne linije [3]

Rigorozniji kvantnomehanički pristup daje realniju procenu poluširine koja je posledica prirodnog širenja, datu u [5]. Međutim, u slučaju vodonikovih linija posmatranih u ovom radu doprinos prirodnog širenja zanemarljiv je u odnosu na druge efekte, tako da će u računu biti zanemaren.

### 2.3.3 Doplerovo širenje

Prilikom emisije zračenja iz plazme, ni emiter ni detektor (odnosno apsorber) ne moraju nužno biti stacionarni. Štaviše, zbog veoma brzog termalnog kretanja čestica

plazme Doplerov efekat koji se javlja kao posledica relativnog kretanja emitera i apsorbera može da dovede do značajnog pomeraja energije emitovanog fotona.

Posmatrajmo ansambl čestica čija je raspodela po brzinama (duž pravca  $x$ ) data funkcijom  $f_a(v_x)$ . U okviru ovog ansambla, različite čestice imaju i različite brzine, pa će relativni pomeraj kružne frekvencije fotona emitovanog pri deekscitaciji  $p \rightarrow q$  uslovjen Doplerovim efektom, dat jednačinom:

$$\frac{\omega - \omega_{pq}}{\omega_{pq}} = \frac{v_x}{c} \quad (2.25)$$

biti različit za različite čestice iz ansambla. Stoga, ukoliko se meri veliki broj identičnih prelaza energetska raspodela emitovanih fotona posedovaće određenu širinu. Rezultujući profil može se izraziti iz uslova:

$$\mathcal{L}_D(\omega)d\omega = f_a(v_x)dv_x \quad (2.26)$$

zamenom  $v_x$  iz (2.25), što pokazuje da će oblik profila biti direktni odraz odgovarajuće raspodele po brzinama. Ukoliko je posmatran ansambl elektrona, a odgovarajuća raspodela  $f_e(v_x)$  Maksvelovog tipa, za temperaturu  $T_e$ , pokazuje se da Doplerovo širenje rezultuje Gausovim profilom, čija je poluširina u prostoru talasnih dužina data izrazom [3]:

$$w_D = \lambda_{pq} \sqrt{8 \ln 2 \frac{kT_e}{m_e c^2}} \quad (2.27)$$

U slučaju ovog rada, za procenu Doplerove poluširine linije korišćena je relacija [5]:

$$w_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_{pq} \sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}} \quad (2.28)$$

gde je  $T_\alpha$  temperatura čestica vrste  $\alpha$  u K, a  $m_\alpha$  njihova masa izražena u a.j.m.

### 2.3.4 Širenje usled pritiska

Čestice koje okružuju emiter mogu sa njim da interaguju, čime perturbuju njegovo trenutno stanje i dovode do širenja ili pomeranja odgovarajuće linije. Intenziteti ovih efekata u jakoj su zavisnosti sa koncentracijom i temperaturom (odnosno brzinama) čestica u plazmi, pa se oni kolektivno nazivaju *širenjem usled pritiska* [3]. U zavisnosti od toga da li perturber poseduje nanelektrisanje ili je neutralan, razlikuju se konkretni mehanizmi širenja. Udeo određenog mehanizma u konačnoj poluširini zavisi od sastava plazme i uslova koji vladaju u njoj. Matematički opis različitih vidova širenja usled pritiska može biti izuzetno kompleksan usled složenosti

interakcija između čestica, posebno s obzirom na važnost kvantno-mehaničkih zakonitosti u mikrosvetu, te se prilikom procene rezultujućih poluširina uvode određene prepostavke koje omogućavaju primenu različitih aproksimacija. Detaljan opis ovih postupaka može se naći u radovima Griema, priloženih u referencama [6] i [7]. U ovom radu fokus će biti usmeren ka opisu mehanizama izraženih u slučaju vodonične plazme.

Polazna tačka u postupku izračunavanja efekata širenja usled pritiska jeste opšti oblik potencijala interakcije između čestica, dat izrazom [2]:

$$V_k = -\frac{C_k}{r^k} \quad (2.29)$$

gde je  $C_k$  konstanta koja određuje intenzitet, a parametar  $k$  tip interakcije. Vrednost  $k = 2$  odgovara linearnom, a  $k = 4$  kvadratičnom Štarkovom efektru, dok je kod rezonantnog širenja  $k = 3$ , a kod van der Valsovog  $k = 6$ . Kao što je nagovešteno relacijom (2.21), svaka od ovih komponenti rezultovaće zasebnim Lorencovim profilom, čiji se efekti superponiraju da bi dali rezultujući oblik linije.

Ukoliko je perturber neutralna čestica, atom ili molekul, dolazi do pojave ***van der Valsovog*** širenja. Ovaj mehanizam igra ulogu u niskotemperaturnim slabo jonizovanim plazmama, ali čak i tada retko kada daje doprinos uporediv onom koga uzrokuju nanelektrisane čestice [3]. Princip ovog mehanizma širenja zasniva se na polarizaciji neutralnih perturbera, nakon čega oni svojim indukovanim momentom utiču na emiter, a procenjena van der Valsova poluširina data je izrazom [5]:

$$w_{VW} = 8.18 \cdot 10^{-12} \lambda_{pq}^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left( \frac{T_e}{\mu} \right)^{3/10} n_p \quad (2.30)$$

gde je  $T_e$  elektronska temperatura u  $K$ ,  $\mu^{-1} = M_{em}^{-1} + M_p^{-1}$  recipročna vrednost redukovane mase sistema emiter-perturber u  $(a.j.m.)^{-1}$ ,  $\bar{\alpha}$  srednja polarizabilnost neutralnih perturbera u  $cm^3$ ,  $\bar{R}^2$  razlika srednjih vrednosti kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem ( $p$ ) i donjem ( $q$ ) nivou posmatranog prelaza normirana na Borov radius  $a_0$ , a  $n_p$  koncentracija perturbera u  $cm^{-3}$ . Procena vrednosti pomenutih veličina nije relevantna za ovaj rad, a data je u referenci [5]. Pored širenja, ovaj efekat dovodi i do (uglavnom zanemarljivo malog) crvenog pomaka date linije [3].

Pri interakciji čestice emitera sa neutralnim česticama *iste vrste*, može doći do ***rezonantnog širenja*** emitovane spektralne linije. Da bi do njega došlo, neophodno je da okolni atomi budu u osnovnom stanju, a da gornji ili donji nivo posmatranog prelaza ima dozvoljen prelaz u osnovno stanje. Tada se javlja degeneracija energetskih nivoa,

što rezultuje širenjem odgovarajuće spektralne linije [2]. Za liniju talasne dužine  $\lambda_{pq}$ , doprinos rezonantnog širenja ukupnoj poluširini linije može se proceniti preko [3]:

$$w_R \approx 9 \cdot 10^{-34} \lambda_{pq} \sqrt{\frac{g(g)}{g(p)}} f(g \rightarrow p) \lambda_{pq} \lambda_{pg} n_p(g) \quad (2.31)$$

gde su  $g(g)$  i  $g(p)$  statističke težine osnovnog i pobuđenog stanja,  $\lambda_{pq}$  i  $\lambda_{pg}$  talasne dužine posmatranog i rezonantnog prelaza u nm,  $f(g \rightarrow p)$  jačina emitera i  $n_p(g)$  koncentracija perturbera u osnovnom stanju u  $cm^{-3}$ . Do rezonantnog prelaza može doći i ukoliko perturberi nisu identični emiteru, uz uslov da su njihovi energijski nivoi bliski nivoima posmatranog emisionog prelaza [2].

Najznačajniji i najizraženiji efekat širenja usled pritiska javlja se u slučaju da je perturber nanelektrisana čestica, koja svojim električnim poljem utiče na emiter i uklanja degeneraciju njegovih energetskih nivoa, čime dovodi do cepanja ili pomeranja spektralnih linija. Ovaj efekat naziva se **Šarkovo širenje** spektralnih linija. Pošto njegovo ispoljavanje zavisi od energetske strukture emitujućeg atoma ili jona, pravilnosti i sličnosti uočene u njima odraziće se i na rezultujuće pomeraje odnosno proširenja [3].

Kod atoma vodonikovog tipa, dominantan uticaj ima *linearni* Šarkov efekat koji se ogleda u pomeranju energetskih nivoa, pri čemu je veličina njihovog razdvajanja srazmerna jačini električnog polja. *Kvadratični* Šarkov efekat specifičan je za atome nevodoničnog tipa i ogleda se u srazmernosti razlaganja sa kvadratom jačine polja. Pri kvadratičnom Šarkovom efektu pomeranje linija ima dominantnu ulogu spram širenja, dok za linearni važi suprotno, odnosno pomeranje linija koje se javlja prilikom linearног efekta, iako postoji, zanemarljivo je malo u odnosu na širenje linije [8].

Kompleksnost matematičkog opisa Šarkovog širenja potiče od činjenice da se ono ostvaruje preko dugodometne Kulonove interakcije između velikog broja čestic u plazmi. Ako je samousaglašeno polje plazme u tački u kojoj se nalazi emiter  $\mathbf{E}(t)$ , a operator dipolnog momenta emitujućeg vezanog elektrona  $Q^{(1)} = -er$ , tada je Hamiltonijan interakcije dat kao [3]:

$$\Delta H = -er \mathbf{E}(t) \quad (2.32)$$

pri čemu je jačina električnog polja:

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i z_i e \frac{\mathbf{r}_i(t)}{|\mathbf{r}_i(t)|^3} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_j e \frac{\mathbf{r}_j(t)}{|\mathbf{r}_j(t)|^3} \quad (2.33)$$

gde su  $\mathbf{r}_i(t)$  i  $\mathbf{r}_j(t)$  vektori položaja jona i elektrona, a  $z_i$  ionizaciona stanja jona. Određivanje efekta Štarkovog širenja podrazumeva rešavanje vremenski zavisne Šredingerove jednačine sa interakcijom  $\Delta H$ , te kao takvo nema analitičko rešenje. Prilikom multipolnog razvoja  $\Delta H$ , obično je moguće zanemariti monopolne i uticaje multipola viših redova. Razmatranjem odgovarajućih karakterističnih vremena interakcije moguće je načiniti jednu od dve aproksimacije koje dovode do prihvatljivih rešenja – to su sudarna i kvazistatična aproksimacija [3]. Detaljno izvođenje odgovarajućih rešenja nalazi se u referenci [7].

Pri *sudarnoj aproksimaciji*, koja se koristi u razmatranju doprinosa polja elektrona na širenje linije (drugi član u (2.33)), smatra se da se polje čiji su izvor elektroni menja velikom brzinom pri njihovom prolasku pored atoma ili jona emitera. Putanje elektrona su fiksne i imaju oblik prave linije u slučaju interakcije sa atomom, odnosno hiperbole pri prolasku pored jona, pri čemu se uzmak emitera zanemaruje. Tada se uticaj na sistem može posmatrati kao sudsar, što u klasičnoj slici dovodi do promene faze emitovanog talasnog paketa. U slučaju nasumičnih sudara, Furijeovom transformacijom se dobija Lorencov profil linije [3]. Sudari se klasificuju na osnovu *udarnog parametra*, odnosno normalnog rastojanja između putanja elektrona i perturbovanog emitera, pri čemu se razlikuju slabi (sa malim udarnim parametrom) i jaki sudari (veliki udarni parametar). Jaki sudari se uglavnom zanemaruju i tretiraju kao popravka na rezultat, usled činjenice da, iako je prilikom njih fazni pomeraj velik, verovatnoća, a samim tim i frekvencija ovih događaja biće zanemarljivo mali. Sudarna aproksimacija se može primeniti ukoliko je srednje vreme između dva jaka sudara dovoljno veliko u odnosu na trajanje sudara, a pritom dovoljno malo da u toku njega dođe samo do slabih, ili najviše jednog jakog sudara [5]. Bez ulaženja u postupak rešavanja problema u sudarnoj aproksimaciji, navodimo jedan značajan rezultat ove teorije [3]:

$$w_S = \frac{(T_e)^x}{n_e}, \quad 0.2 < x < 0.5 \quad (2.34)$$

Ovo ukazuje na činjenicu da je poluširina linije uzrokovana Štarkovim efektom zavisna od elektronske temperature, što može poslužiti kao osnova za određivanje ovog parametra stanja plazme.

U slučaju *kvazistatičke aproksimacije*, koja se koristi za određivanje jonskih doprinosa širenju linije (prvi član u (2.33)), smatra se da je polje čiji su izvor joni

*konstantno* u toku vremena u tački u kojoj se nalazi emiter [3]. Da bi ovo bilo ispunjeno, neophodno je da vreme trajanja uticaja perturbera na emiter bude veće od karakterističnog vremena emisije. Drugim rečima, pretpostavlja se da perturber miruje u blizini emitera, što je, s obzirom na njihovu malu pokretljivost, adekvatna aproksimacija ako su perturberi joni [5]. Statično polje čiji su izvor joni naziva se *mikropolje*, i ono je odgovorno za cepanje i pomeranje gornjih i donjih nivoa posmatranih prelaza putem Štarkovog efekta. Odgovarajući pomeraj može se izraziti kao [3]:

$$\Delta\omega_{pq}(E) = C_{pq}^{(k)} E^m \quad (2.35)$$

pri čemu je  $m = 1$  i  $m = 2$  za linearni i kvadratični efekat, respektivno, a oznaka  $k$  određuje posmatranu Štarkovu komponentu. Kako je polje  $E$  okarakterisano određenom distribucijom, pomeranja će uzimati različite vrednosti, što kao rezultat dovodi do rastura spektralne linije. Rešavanje problema u slučaju ove aproksimacije ostvarivo je različitim semi-klasičnim i kvantno-mehaničkim pristupima, opisanim u [5], a sastoji se u modelovanju i numeričkom pronalaženju distribucije mikropolja. Primećuje se da središnji deo linije poprima oblik Lorencovog profila, dok njena krila opadaju nešto brže nego u slučaju Lorencove distribucije, sa faktorom srazmere  $1/(\omega - \omega_{pq})^{1/2}$  [3].

U slučaju plazme koja se sastoji od vodonika ili atoma vodonikovog tipa, pomeraji koje indukuju polja čestica su dovoljno veliki da se može primeniti kvazistatična aproksimacija. Odnosno, u tom slučaju pomeraj će biti veći od inverzne vrednosti vremena trajanja odgovarajućeg jonsko-atomskog sudara. Neophodno je uračunati i uticaj elektronskih sudara, što se čini izračunavanjem sudarnog širenja za svaku pomerenu Štarkovu komponentu i potonjim konvoluiranjem sa distribucijom mikropolja. Postupak je sažeto opisan u [3], a kao konačni rezultat daje sledeću procenu jonskog doprinosa širenju linije:

$$w_S \approx 8.4 \cdot 10^{-22} \lambda_{pq}^2 (n_p^2 - n_q^2) \frac{Z}{Z} (n_z)^{2/3} \quad (2.36)$$

gde su  $n_p$  i  $n_q$  glavni kvantni brojevi gornjeg i donjeg nivoa posmatranog prelaza,  $Z$  nanelektrisanje jezgra (redni broj) emitera,  $z$  nanelektrisanje jona perturbera a  $n_z$  njihova koncentracija.

### 3 Eksperimentalna postavka

Za potrebe određivanja elektronske temperature plazme u eksperimentu je korišćen zidom stabilisan luk u kontinualnom (DC) režimu rada. Ovaj izvor je pogodan za dati eksperiment zbog svoje stabilnosti u toku rada i reproducibilnosti dobijenih rezultata. U ovom poglavlju biće iznete karakteristike eksperimentalne aparature i opisan postupak snimanja spektara, kao i njihove korekcije na efekte instrumentalnog izobličenja.

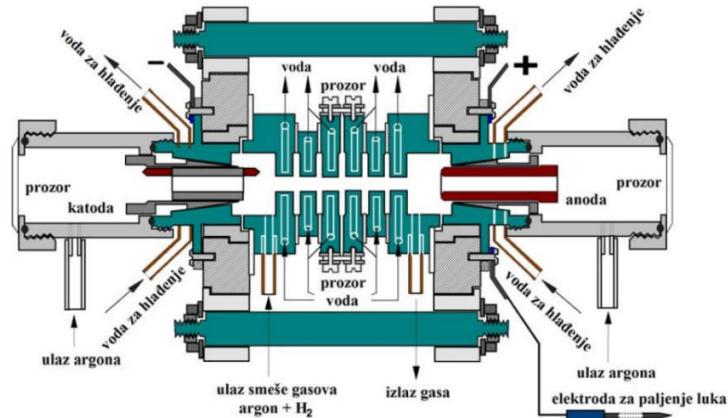
#### 3.1 Zidom stabilisan luk

Konstrukcija zidom stabilisanog luka prikazana je na Slici 5. Unutrašnji kanal luka za održavanje pražnjenja je formiran od šest bakarnih diskova koji su probušeni u sredini, a međusobno su električno izolovani teflonom. Unutrašnji prečnik kanala je 6 mm. Kroz diskove su probušeni kanali kroz koje protiče voda za hlađenje. Na krajevima kanala, na međusobnom rastojanju od 60 mm, se nalaze nosači elektroda. Katoda je zašiljena da bi se tokom rada izbeglo šetanje električnog pražnjenja po površini katode. Anoda je povezana sa pomoćnom elektrodom koja služi za paljenje luka. Obe elektrode su probušene radi spektroskopskog posmatranja plazme. Na krajevima luka su postavljeni prozori od kvarcnog stakla [8].

Radni gas je argon koji se uvodi u luk sa oba kraja, preko igličastog ventila kojim se kontroliše njegov protok, dok se mešavina gasova ( $Ar + H_2$ ) koja se koristi u dijagnostičke svrhe uvodi u centralni deo luka. Izvodi za gasove su smešteni ispred elektroda čime se smanjuje samoapsorpcija spektralnih linija, odnosno izbegava se da se emiteri nađu u oblasti hladnih slojeva oko elektroda. Luk se pali u čistom argonu, dok se smeša  $Ar$  i  $H_2$  u njega uvodi naknadno, tokom pražnjenja. Za potrebe izolacije vodonikove  $H_\gamma$  linije na koju su superponirane linije argona, izvršeno je dodatno merenje u kome je pražnjenje vršeno u čistom argonu. Pritisak radnog gasa je variran, i odabran na taj način da intenziteti linija budu dovoljno veliki za potrebe dijagnostike.

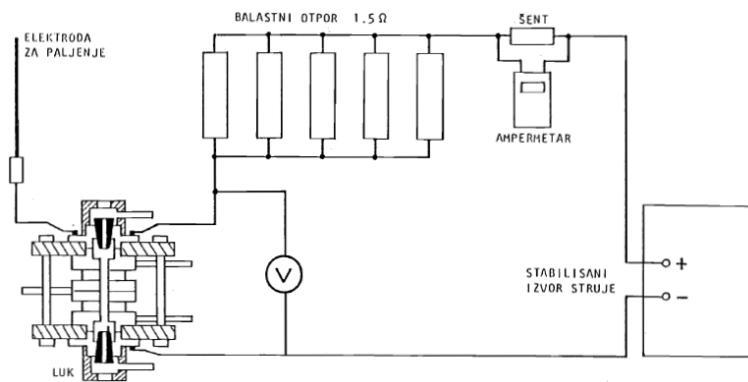
Mehanizam stabilizacije lučnog pražnjenja u ovoj eksperimentalnoj postavci ostvaruje se kroz koncentrične bakarne diskove postavljene duž ose luka. U odsustvu ovih diskova, pražnjenje između elektroda ne bi bilo stabilno linearne, već bi se usled statističkih procesa javilo izvijanje plazmenog stuba. Kada se izvijanje dogodi unutar diskova, gradjenti polja koji prilikom toga nastaju indukovate vrtložne struje u diskovima. Ove struje će zatim indukovati magnetno polje koje će biti takvog

usmerenja da se opire daljem izvijanju plazme i vraća je u početno, linearno stanje. Ovim postupkom se omogućava stabilnije i dugotrajnije pražnjenje. S obzirom na velike jačine struje koje kroz njih u ovom procesu protiču, omsko zagrevanje u diskovima biće veliko, tako da je neophodno vršiti njihovo konstantno hlađenje neprekidnim protokom vode.



Slika 5: Konstrukcija zidom stabilisanog luka [8]

U jednosmernom (kontinualnom, DC) režimu rada, koji je korišćen za potrebe ovog eksperimenta, luk je postavljen u kolo prikazano na Slici 6 i povezan sa stabilisanim jednosmernim izvorom struje. Zbog negativnog nagiba volt-amperске karakteristike lučnog pražnjenja, neophodno je sa lukom redno vezati balastni otpor od  $1.5 \Omega$ . Pomoću šantovanog ampermetsra određena je jačina struje lučnog pražnjenja u iznosu od 32 A. Elektronske temperature dostignute u ovako konstruisanom luku, koji radi u kontinualnom režimu, ne prelaze 10 000 K, a elektronske koncentracije su reda veličine  $10^{22} m^{-3}$ , što je dovoljno u slučaju posmatranja spektara neutralnih elemenata. Za snimanje jonskih spektara potrebne su veće vrednosti ovih parametara, što se može postići u impulsnom režimu rada luka.

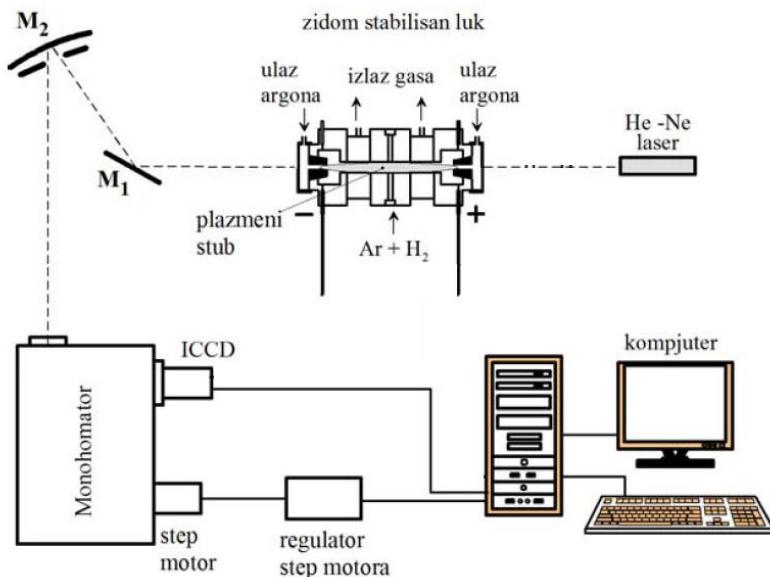


Slika 6: Kolo u koje je povezan luk u kontinualnom režimu rada

Paljenje luka vrši se pomoću dodatne elektrode koja je u kontaktu sa anodom i provlači se kroz nju, sve do kontakta sa katodom. Kada dođe do kontakta između ove elektrode i katode, između njih se javlja kratak spoj, te se one trenutno zagreju do usijanja, čime se ostvaruju uslovi za pojavu lučnog pražnjenja pri njihovom razdvajaju. Elektroda se zatim izvlači i dovodi u kontakt sa anodom pre izlaska iz komore za pražnjenje, nakon čega se pražnjenje prostire duž čitavog kanala.

### 3.2 Optički sistem

Optički sistem koji je korišćen za snimanje spektara prikazan je na Slici 7. Sva svimanja vršena su duž ose luka. Nakon usmeravanja ogledalima  $M_1$  i  $M_2$ , svetlosni zrak koji emituje plazma pada na ulaznu pukotinu monohromatora proizvođača McPherson sa optičkom rešetkom sa 1200 zareza po milimetru, čiji se položaj menja pomoću step motora. Detektorski uređaj na njegovom izlazu predstavlja ICCD kamera 4QuikEdig, proizvođača Stanford Computer Optics. Optički sistem poravnat je pomoću He-Ne lasera usmerenog duž ose luka. Kontrola položaja step motora vršena je pomoću računara, dok se kontrola okidanja i trajanja ekspozicije kamere, kao i snimanje podataka vršila putem programa 4 Spec koji je deo kompleta kamere.



Slika 7: Optički sistem [8]

Pre početka snimanja neophodno je setovati ICCD kameru, pri čemu su najznačajniji parametri vreme ekspozicije  $t_{exp}$  i napon na mikrokanalskoj ploči  $U_{MCP}$ . Posebna pažnja se obraća na odabir njihovih vrednosti, s obzirom da preduga ekspozicija, odnosno preveliko pojačanje, mogu da dovedu do trajnog oštećenja

kamere. Pre snimanja svake ekspozicije neophodno je snimiti bekgraund, odnosno signal koji kamera snima u odsustvu zračenja izvora, a koji predstavlja šum prouzrokovani pozadinskim svetlom, kao i šum same kamere. Prilikom merenja treba izvršiti veći broj ekspozicija, od svake oduzeti snimljeni bekgraund, pa ih zatim usrednjiti [9].

Snimljeni podaci predstavljaju vrednosti intenziteta u prostoru piksela. Naime, razlaganjem signala monohromatorom odabira se uzak interval spektra koji pada na kameru, pri čemu u različitim položajima  $x_i$  duž horizontalne ose kamere padaju delovi spektra različitih talasnih dužina. Pre obrade podataka neophodno je izvršiti njegovu kalibraciju, odnosno sa prostora piksela preći na prostor talasnih dužina. Ova transformacija vrši se pomoću zavisnosti određene u radu [10]:

$$\lambda_A = (x_i - 680.5) \cdot (0.1186 - 5 \cdot 10^{-7}R - 2.7 \cdot 10^{-10}R^2) + R \quad (3.1)$$

gde je  $\lambda_A$  talasna dužina u angstromima,  $x_i$  horizontalni položaj piksela, a  $R$  položaj difrakcione rešetke, u angstromima, koji se očitava sa monohromatora.

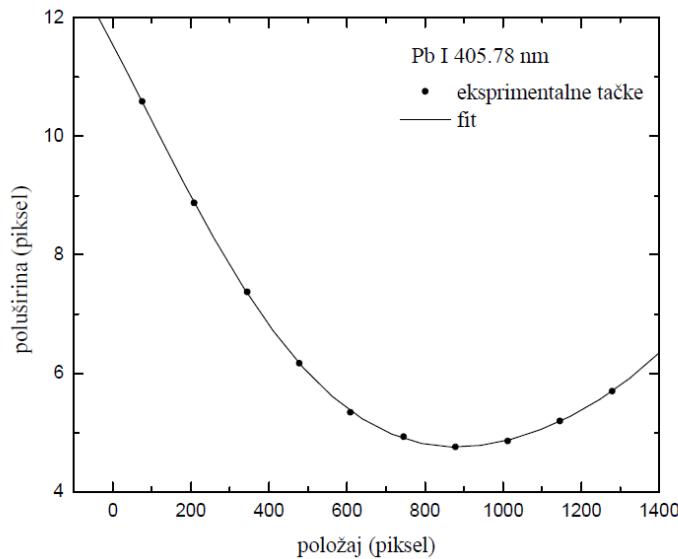
Optički sistem, monohromator i kamera, poseduju određenu instrumentalnu osjetljivost koja se razlikuje za različite talasne dužine. Drugim rečima, signali na dve različite talasne dužine koji su istog intenziteta neće biti detektovani kao takvi, već će neki delovi spektra da budu prigušeni, dok drugi bivaju pojačani. Pre obrade linija neophodno je izvršiti njihovu korekciju na osjetljivost optičkog sistema, množenjem izmerenih intenziteta sa vrednostima odnosa sertifikovanih i merenih intenziteta kalibrirane standardne volframove lampe, na datoj talasnoj dužini. Snimanje krive osjetljivosti izvršeno je u ranijem radu i za potrebe ovog postupka korišćeni su gotovi rezultati preuzeti iz reference [10].

Uočeno je da izmerena poluširina određene spektralne linije zavisi od njenog položaja na čipu. Snimanjem nekoliko spektralnih linija iz šuplje katode u ranijem radu utvrđena je zavisnost koja povezuje instrumentalnu poluširinu sa položajem piksela, za koju je pokazano da može da se opiše polinomom petog stepena [9]:

$$w_I = a + bx_i + cx_i^2 + dx_i^3 + ex_i^4 + fx_i^5 \quad (3.2)$$

gde su  $a, b, c, d, e$  i  $f$  konstante određene fitovanjem, a  $x_i$  položaji na čipu u pikselima. Grafik ove zavisnosti, za liniju neutralnog olova na 405.78 nm, prikazan je na Slici 8. Može se primetiti da kriva ima minimum u oblasti od oko 750. do 950. piksela, gde instrumentalna poluširina slabo varira. Radi povećanja tačnosti, snimanja su vršena

tako da sredina linije pada u okviru ove oblasti, što ima poseban značaj pri radu sa uskim linijama. U računu je, po potrebi, korišćena procena za instrumentalnu poluširinu u vrednosti od  $w_I \approx 5 \text{ pix}$ .



Slika 8: Instrumentalna poluširina u funkciji položaja na čipu kamere [8]

## 4 Metod određivanja elektronske temperature

Dijagnostika plazme podrazumeva određivanje njenih osnovnih parametara – elektronske temperature  $T_e$  i koncentracije elektrona  $n_e$ . Ovi faktori su ključni za opisivanje stanja plazme i karakterizaciju njenog ponašanja. Dijagnostika plazme može se vršiti *aktivnim* metodama, koje podrazumevaju određeno dejstvo na plazmu putem čestica, polja, ili drugih perturbera i posmatranje načina na koji plazma interaguje sa njima, ili *pasivnim* metodama, pri kojima se plazma posmatra bez perturbovanja, merenjem njenog zračenja, određivanjem elektromagnetskih polja koje emituje i slično. Iako se aktivnim metodama može doći do nekih informacija o plazmi koje nisu dostupne iz njenih emisija, pasivne metode imaju tu prednost da ne utiču na plazmu i samim tim ne remete ni njen stanje, niti merene veličine.

U ovom radu određivana je elektronska temperatura plazme pasivnom metodom *atomske emisione spektroskopije*, odnosno analizom parametara i profila njenih spektralnih linija. Informacija o elektronskoj temperaturi dobijena je iz relativnih intenziteta vodonikovih linija  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  i  $H_\gamma$ , koje pripadaju Balmerovoj seriji, metodom *Boltzmann plot*. U ovom poglavlju biće opisana veza između ovih intenziteta, kao i postupak obrade snimljenih linija u cilju njihovog određivanja.

### 4.1 Boltzmann plot

Spektralni intenzitet zračenja  $I_\nu$  optički tanke plazme dužine  $L$  srazmeran je njenom spektralnom emisionom koeficijentu  $\epsilon_\nu$ , što se može predstaviti relacijom [5]:

$$I_\nu = \int_0^L \epsilon_\nu(x) dx = \epsilon_\nu L \quad (4.1)$$

Pod pojmom *optički tanke* plazme podrazumeva se ona plazma kod koje je za datu emisionu liniju koeficijent samoapsorpcije zanemarljivo mali. Drugim rečima, optički tanke su one linije u spektru koje, nakon što ih emituje, plazma slabo sama apsorbuje [3].

U slučaju izotropnog zračenja, koeficijent  $\epsilon_\nu$  će biti proporcionalan spektralnoj emisivnosti  $J_\nu$  za datu liniju:

$$J_\nu = \int_{4\pi} \epsilon_\nu d\Omega = 4\pi \epsilon_\nu \quad (4.2)$$

Sa druge strane, spektralna emisivnost zavisi od verovatnoće da se čestica vrste  $\alpha$  nađe na energetskom nivou sa kvantnim brojem  $u$  sa koga se vrši prelaz, kao i verovatnoće

da se prelaz izvrši upravo u stanje sa kvantnim brojem  $l$ , uz emisiju fotona frekvencije  $\nu_{ul}^\alpha$ :

$$J_{\nu_{ul}^\alpha} = h\nu_{ul}^\alpha n_u^\alpha A_{ul}^\alpha \quad (4.3)$$

gde je  $h$  Plankova konstanta,  $n_u^\alpha$  koncentracija čestica vrste  $\alpha$  u stanju sa kvantnim brojem  $u$ , a  $A_{ul}^\alpha$  Ajnštajnov koeficijent za spontanu emisiju, to jest verovatnoća spontanog radijativnog prelaza  $u \rightarrow l$  kod čestice vrste  $\alpha$  [5].

Apsolutni intenzitet spektralne linije koja odgovara prelazu čestica iste vrste, odnosno istog jonizacionog stanja, između nivoa sa kvantnim brojevima  $u$  i  $l$  u optički tankoj izotropnoj plazmi dužine  $L$  iznosi [5]:

$$I_{\nu_{ul}} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{ul} n_u A_{ul} L \quad (4.4)$$

Međutim, kako u praksi snimanje apsolutnih intenziteta zahteva prethodnu kalibraciju optičkog sistema na apsolutnu frekventnu emisivnost, daleko je praktičnije posmatrati *relativne intenzitete linija* opisane izrazom [5]:

$$I_{\nu_{ul}}^* = I_{\nu_{ul}} \frac{4\pi}{hcL} = \frac{\nu_{ul}}{c} n_u A_{ul} \quad (4.5)$$

odnosno u funkciji odgovarajućih talasnih dužina:

$$I_{\lambda_{ul}}^* = \frac{1}{\lambda_{ul}} n_u A_{ul} \quad (4.6)$$

Kao što se iz prethodne relacije može primetiti, merenjem relativnih intenziteta linija poznatih talasnih dužina i Ajnštajnovih koeficijenata moguće je doći do informacije o koncentraciji čestica u stanju sa kvantnim brojem  $u$ , odnosno do naseljenosti ovog nivoa. Ova naseljenost uslovljena je populacionim i depopulacionim procesima u plazmi, pa je za nalaženje  $n_u$  neophodno poznavati frekvenciju svih radijativnih i sudarnih procesa koji dovode do povećanja ili smanjenja koncentracije čestica u stanju  $u$  [5]. U odeljku 2.2.2, rečeno je da se za plazmu u LTR može smatrati da relacije između njenih parametara izvedene u slučaju potpune termodinamičke ravnoteže nastavljaju da važe na lokalnom nivou. Ovo se odražava i na relativnu naseljenost gornjih nivoa dvaju (ili više) linija koje se nalaze u stanju LTR [3]. To znači da se naseljenost nivoa sa kvantnim brojem  $u$  u odnosu na osnovni nivo 0, uzimajući da je pri nižim temperaturama  $Z_0 \approx g_0$ , gde su  $Z_0$  i  $g_0$  particiona funkcija i statistička težina osnovnog stanja, može izraziti iz Boltzmanove raspodele, date jednačinom (2.8).

Tako se dobija [5]:

$$n_u = \frac{g_u}{g_0} n_0 \exp\left(-\frac{E_u}{kT_e}\right) \quad (4.7)$$

gde je  $g_u$  statistička težina pobuđenog stanja,  $n_0$  koncentracija čestica u osnovnom stanju, a  $E_u$  energija pobuđenog stanja.

Kombinovanjem prethodnog izraza sa (4.6) za relativni intenzitet dobija se:

$$I_{v_{ul}}^* = \frac{n_0}{g_0} \frac{n_u A_{ul}}{\lambda_{ul}} \exp\left(-\frac{E_u}{kT_e}\right) \quad (4.8)$$

što nakon matematičkih transformacija daje [5]:

$$\log \frac{I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}} = \log \frac{n_0}{g_0} - \frac{E_u}{kT_e} \log e \quad (4.9)$$

Relacija (4.9) predstavlja jednačinu takozvane *Bolcmanove prave*, čiji koeficijent pravca:

$$B = \frac{\Delta \log \frac{I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul}}{g_u A_{ul}}}{\Delta E_u} = -\frac{\log e}{kT_e} \quad (4.10)$$

određuje elektronsku temperaturu u plazmi. Vrednosti energija u ovim jednačinama trebaju biti date u  $eV$ . Metod pri kom se određivanjem parametara fita za relaciju (4.9) dolazi do informacije o elektronskoj temperaturi često se u literaturi naziva *Boltzmann plot* [5].

Raspodela (4.7) predstavlja čistu funkciju elektronske temperature  $T_e$ . Međutim, pojava vrednosti  $E_u$  u eksponentu dovodi do toga da je osetljivost, a samim tim i tačnost ove metode najveća kada je  $kT_e < E_u$ . Ovo govori da je u primeni ove metode neophodno odabrati prelaze sa velikom energetskom razlikom. Takođe, preciznost se može povećati razmatranjem većeg broja linija, ali one moraju pripadati istim ionizacionim stanjima, kako bi važila veza između njihovih relativnih intenziteta. Još jedna prednost ove metode je da se na Bolcmanovom grafiku lako mogu uočiti i odbaciti optički debele linije, odnosno linije sa talasnom dužinom za koju je samoapsorpcija izražena, usled činjenice da će one značajno odstupati od ustanovljene linearne zavisnosti [3].

Ključna prepostavka u definisanju ovog postupka jeste da se plazma nalazi u stanju lokalne, odnosno posmatrani nivoi u stanju parcijalne lokalne termodinamičke ravnoteže. Kao što je naglašeno u odeljku 2.2.2, za proveru važenja prepostavke o postojanju LTR neophodno je proračunati da li elektronska koncentracija ispunjava relaciju (2.10) [5]. Kako u ovom radu elektronska koncentracija nije određivana,

prepostavka se *a priori* uzima kao validna, a konkretni kriterijum čije važenje se naknadno može proveriti dat je u okviru rezultata istraživanja.

## 4.2 Određivanje relativnih intenziteta

U ovom radu za potrebe formiranja Bolcmanovog grafika korišćene su vodonikove linije  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  i  $H_\gamma$ . Njihove karakteristike se značajno razlikuju, pa se ne može na sve tri primeniti jednak postupak za određivanje relativnog intenziteta.

Svaka merena linija superponirana je na *kontinualnu komponentu*, koju je pre obrade neophodno proceniti i eliminisati. Postupak određivanja intenziteta kontinuum podrazumeva pronalazak vrednosti njegovog intenziteta na kratko- i dugotalasnom kraju obuhvaćenog dela spektra, nakon čega se dobijene tačke vezuju linearnom funkcijom, čija se vrednost u svakoj merenoj tački oduzima od snimljenog intenziteta. S obzirom na odabir regiona čipa na koji se linije centriraju, uslovljen različitim instrumentalnim poluširinama (videti 3.2), svaka snimljena linija locirana je u dugotalasnom delu posmatranog spektralnog opsega. Zbog toga, procena kontinuum na desnom krilu nepraktična je za široke linije, te se tada se za vrednost njegovog intenziteta duž čitavog opsega uzima vrednost procenjena za levo krilo.

Procena intenziteta kontinuum na određenom krilu vrši se odabirom nekolicine tačaka dovoljno udaljenih od centra linije, čiji se izmereni intenziteti  $I$  očitavaju zajedno sa odgovarajućim talasnim dužinama  $\lambda$ . Ove veličine povezane su relacijom:

$$I = I_k + A_k |\lambda - \lambda_0|^{-5/2} \quad (4.11)$$

gde je  $\lambda_0$  talasna dužina koja odgovara maksimalnom intenzitetu (centru) linije. Konstante  $I_k$  i  $A_k$  se dobijaju fitovanjem, a za vrednost intenziteta kontinuum na odgovarajućem kraju posmatranog spektralnog opsega uzima se  $I_k$ .

Linija  $H_\alpha$  nazuža je od sve tri posmatrane linije. S obzirom na to, doprinosi Doplerovog i instrumentalnog širenja nisu zanemarljivi, a njihovo otklanjanje ključno je za postizanje zadovoljavajuće tačnosti konačnih rezultata. Kako je njihova površina mala, a u jednačini Bolcmanove prave (4.9) učestvuje kroz logaritam, može se zaključiti da će se i relativno mala odstupanja od egzaktne vrednosti značajno odraziti na nagib fitovane prave. Doplerovo i instrumentalno širenje rezultovaće Gausovim profilom, poluširine date izrazom:

$$w_G = \sqrt{w_D^2 + w_I^2} \quad (4.12)$$

gde je za instrumentalnu poluširinu  $w_I$  uzeta vrednost koja odgovara razmaku od 5 piksela, pretvorenih u prostor talasnih dužina, a Doplerova  $w_D$  je procenjena na osnovu:

$$w_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_{H_\alpha} \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (4.13)$$

Očekivana vrednost elektronske temperature je u opsegu 9 - 10000 K, pa je u proračunu aproksimirano  $T_e \approx 9500 K$ . U slučaju vodonika, čestica je proton, pa je  $M = 1 a.j.m.$

Nakon prelaska u prostor talasnih dužina i korekcije na osetljivost optičkog sistema (odeljak 3.2), određuje se i oduzima kontinuum, pa se na dobijenu liniju fituje se Vojtov profil zadat jednačinom:

$$y = A_V \frac{2 \ln 2}{\pi^{3/2}} \frac{w_L}{w_G} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\left(\sqrt{\ln 2} \frac{w_L}{w_G}\right)^2 + \left(\sqrt{4 \ln 2} \frac{x - x_c}{w_G} - t\right)^2} dt \quad (4.14)$$

gde parametar fita  $A_V$  predstavlja odgovarajuću površinu. Potom, na istu liniju se fituje i Gausov profil:

$$y = \frac{A_G}{w_G \sqrt{\pi/2}} \exp \left[ -2 \frac{(x - x_c)^2}{w_G^2} \right] \quad (4.15)$$

pri čemu se parametar  $w_G$ , koji predstavlja Gausovu poluširinu, fiksira na vrednost procenjenu pomoću (4.12), a parametar  $A_G$ , koji predstavlja površinu Gausovog profila, varira dok se visina maksimuma ove funkcije ne poklopi sa maksimalnim intenzitetom snimljene linije.

Praktično, postupak ovog fitovanja može se pojednostaviti, ukoliko se pronađe relacija koja povezuje intenzitet maksimuma funkcije (4.15), u oznaci  $y_{max}$ , i parametar  $A_G$ . Ako je  $x_c$  koordinata centra raspodele, njoj odgovarajuća vrednost je upravo  $y_{max}$ , odakle sledi:

$$y_{max} = \frac{A_G}{w_G \sqrt{\pi/2}} \quad (4.16)$$

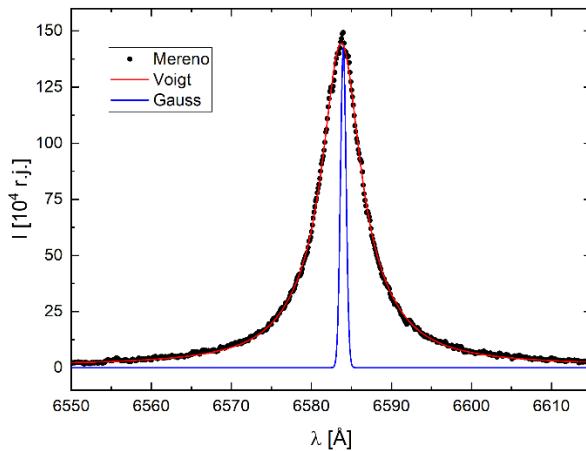
odnosno:

$$A_G = y_{max} w_G \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (4.17)$$

Uvrštavanjem vrednosti intenziteta izmerenog maksimuma linije umesto  $y_{max}$ , na osnovu prethodne relacije i procene (4.12) dobija se vrednost  $A_G$ , odakle se relativni intenzitet  $H_\alpha$  linije izražava kao:

$$I_{H_\alpha}^* = A_V - A_G \quad (4.18)$$

Izgled linije  $H_\alpha$ , sa ucrtanim fitovima Gausovog i Vojtvog profila, ilustrovan je na Slici 9. Napominjemo da na grafiku nije prikazan potpuni snimkom zahvaćeni opseg spektra, već je dat isečak koji obuhvata blisku okolinu same linije, kako bi se zbog njene male širine povećala preglednost.

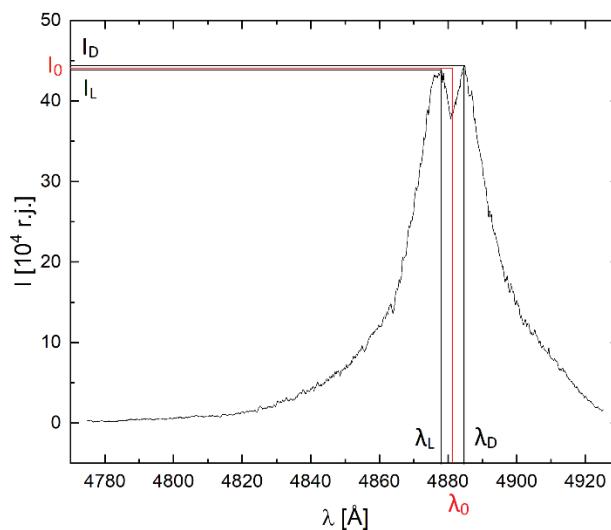


Slika 9: Izgled  $H_\alpha$  linije sa fitovanim Gausovim i Vojtvovim profilom

Linija  $H_\beta$ , prikazana na Slici 10, karakteristična je po svojoj strukturi, pošto sadrži dva bliska sporedna pika. Da bi se ona obradila, neophodno je izračunati stvarni položaj i intenzitet njenog maksimuma, koji se nalazi između ovih pikova. Ukoliko se sa  $I_L$  i  $I_D$  označe intenziteti levog i desnog pika, a sa  $\lambda_L$  i  $\lambda_D$  talasne dužine na kojima se oni nalaze, intenzitet  $I_0$  i talasna dužina  $\lambda_0$  stvarnog maksimuma dobijaju se iz:

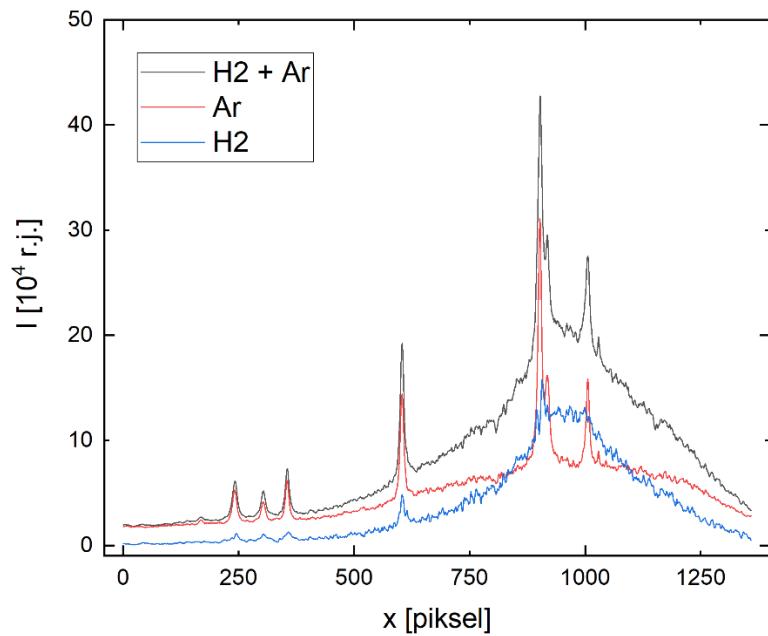
$$I_0 = \frac{\lambda_L}{\lambda_L + \lambda_D} I_L + \frac{\lambda_D}{\lambda_L + \lambda_D} I_D \quad (4.19)$$

$$\lambda_0 = \frac{I_L}{I_L + I_D} \lambda_L + \frac{I_D}{I_L + I_D} \lambda_D \quad (4.20)$$



Slika 10: Izgled profila  $H_\beta$  linije

Linija  $H_\gamma$  nalazi se u oblasti spektra u kojoj postoje izražene linije argonovog spektra. Kako je u eksperimentu korišćen argon u smeši sa vodonikom, njihovi spektri se u okolini  $H_\gamma$  superponiraju, te je potrebno ukloniti linije argona. Ovo je urađeno tako što je, nakon snimanja dijagnostičkog spektra, snimljen i spektar čistog argona pod istim uslovima. Tako dobijen spektar oduzet je od početnog, što ostavlja čistu vodonikovu liniju. Međutim, usled različitog sastava plazme prilikom ovih dvaju merenja, ovim postupkom se argonove linije ne uklanjuju u potpunosti, što je potrebno naknadno ručno korigovati. Takođe, oba snimljena spektra poseduju izvestan šum koji potiče od optičkog sistema i okoline, koji se prilikom oduzimanja potre, čime je smanjena greška usled eksperimentalne nesigurnosti. Izgled originalnog i argonovog spektra, kao i linije koja ostaje nakon njihovog oduzimanja, prikazan je na Slici 11.



Slika 11: Izolacija  $H_\gamma$  linije iz spektra smeše

Za linije  $H_\beta$  i  $H_\gamma$  relativni intenziteti nalaze se numeričkom integracijom snimljenih profila. Međutim, njihova širina je dovoljno velika da pokrivaju širi opseg piksela kamere, a usled činjenice da su pozicionirane bliže dugotalasnom kraju spektralnog opsega, deo njihovih desnih polovina biva odsečen na snimku. S obzirom da osjetljivost detektora nije uniformna duž čitavog čipa, radi povećanja tačnosti proračunatih intenziteta ovih linija potrebno je integraciju vršiti u ograničenom opsegu koji odgovara regionu između približno 600. i 1100. piksela na Slici 8, odeljak 3.2. Kako su profili ovih dvaju linija približno simetrični, njihove ukupne površine mogu se aproksimirati dvostrukim vrednostima površinama levih polovina linija. Integracija se

zato vrši između približno 600. piksela i maksimuma linije, a procena površine dela levog krila koji njome nije obuhvaćen može se izvršiti uzimanjem:

$$\Delta P_{lk} \approx \frac{2}{3} A_{kl} |\lambda_0 - \lambda_{max,l}|^{-3/2} \quad (4.21)$$

gde je  $\lambda_0$  talasna dužina koja odgovara maksimalnom intenzitetu linije,  $\lambda_{max,l}$  talasna dužina koja odgovara pikselu koji je najudaljeniji od  $\lambda_0$ , a uključen je u integraciju. Konstanta  $A_{kl}$  u ovoj jednačini dobijena je kao koeficijent pravca iz fita korišćenog za određivanje intenziteta kontinuma na levom krilu, datog relacijom (4.11).

## 5 Rezultati i diskusija

Postupkom opisanim u prethodnom poglavlju, obrađene su snimljene vodonikove linije i proračunate njihove površine, odnosno relativni intenziteti. Dobijeni rezultati dati su u Tabeli 1, gde su u poslednjoj koloni navedene vrednosti koje odgovaraju levoj strani jednačine (4.9). Parametri  $g_u$ ,  $A_{ul}$ ,  $\lambda$  i  $E_u$  preuzeti su iz NIST<sup>1</sup>-ove baze podataka (Kramida et al., 2020).

**Tabela 1: Rezultati merenja intenziteta spektralnih linija i parametri prelaza**

Linija	$\lambda [nm]$	$A_{ul}$	$g_u$	$E_u [eV]$	$I^* [r.j.]$	$y = \log \dots$
$H_\alpha$	656.279	$2.24 \cdot 10^7$	2	12.088	$1.23 \cdot 10^7$	2.254
$H_\beta$	486.135	$2.06 \cdot 10^7$	6	12.748	$1.65 \cdot 10^7$	1.812
$H_\gamma$	434.047	$9.43 \cdot 10^7$	6	13.055	$7.21 \cdot 10^6$	1.743

Proračun eksperimentalnih grešaka razlikuje se u zavisnosti od linije. Kako je kod linije  $H_\alpha$  vrednost površine Gausovog profila  $A_G$  proračunata na osnovu merenog intenziteta, ona se uzima bez greške, tako da je jedina vrednost sa neodređenošću površina Vojtovog fita  $A_V$ . Ova greška se dobija prilikom fitovanja, pa se može uzeti:

$$\sigma(I_{H_\alpha}^*) = \sigma(A_V) \quad (5.1)$$

U slučaju  $H_\beta$  i  $H_\gamma$  linija, površina se proračunava integracijom leve polovine linije u zadatom opsegu i procenom površine odbačenog dela krila. Neodređenost je procenjena na osnovu greške za parametar fita  $A_k$  iz jednačine (4.11). Na osnovu izraza (4.21) za ovu procenu, dobija se da se za grešku veličine  $\Delta P_{lk}$  može usvojiti:

$$\sigma(\Delta P_{lk}) = \frac{2}{3} |\lambda_0 - \lambda_{max,l}|^{-3/2} \sigma(A_{kl}) \quad (5.2)$$

Ako je integraljena površina leve polovine pika  $P_l$ , tada se za relativni intenzitet uzima:

$$I^* = 2 \cdot (P_l + \Delta P_{lk}) = \frac{4}{3} A_{kl} |\lambda_0 - \lambda_{max,l}|^{-3/2} + 2P_l \quad (5.3)$$

pa se njegova neodređenost može proceniti putem:

$$\sigma(I^*) = \frac{4}{3} |\lambda_0 - \lambda_{max,l}|^{-3/2} \sigma(A_{kl}) \quad (5.4)$$

---

<sup>1</sup> <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>

Na osnovu ovako dobijenih neodređenosti neophodno je proceniti grešku vrednosti sa leve strane jednačine (4.9),  $y = \log(I_{\lambda_{ul}}^* \lambda_{ul} / g_u A_{ul})$ , pri čemu su vrednosti konstanti smatrane egzaktno određenima. Ova greška može se izraziti pomoću:

$$\sigma(y) = \frac{\sigma(I_{\lambda_{ul}}^*)}{I_{\lambda_{ul}}^* \ln 10} \quad (5.5)$$

Dobijeni Boltzmann plot prikazan je, sa ucrtanim greškama, na Slici 12. Vrednost koeficijenta pravca dobijena fitovanjem iznosi  $B = -(0.55 \pm 0.11) \text{ eV}^{-1}$ . Iz relacije (4.10) izražava se tražena elektronska temperatura kao:

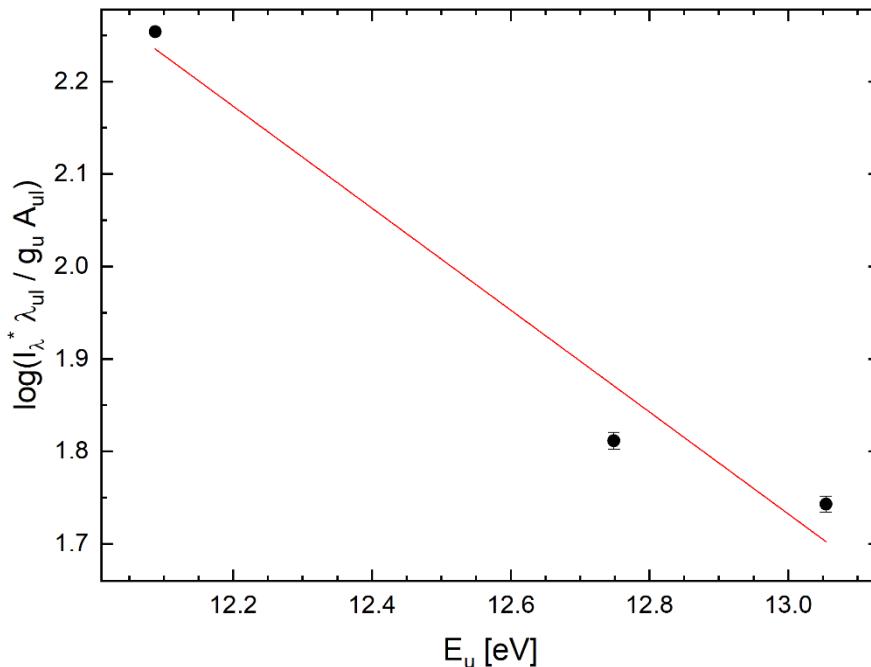
$$T_e = -\frac{\log e}{kB} \quad (5.6)$$

a za njenu grešku se dobija:

$$\sigma(T_e) = \frac{\log e}{kB^2} \sigma(B) \quad (5.7)$$

Ako se za Bolcmanovu konstantu uzme  $k = 8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ , konačna vrednost elektronske temperature iznosi:

$$T_e = (9143 \pm 1765) \text{ K}$$



Slika 12: Boltzmann plot

Proračunata elektronska temperatura nalazi se u očekivanom opsegu, između 9000 i 10000 K. Ipak, procenjena greška je izuzetno velika i relativno iznosi  $\delta(T_e) \approx 19.3\%$ . Takođe, rastur vrednosti i njihovo odstupanje od fitovane prave su izraženi, što

se može uočiti na grafiku. Procenjene greške za intenzitete su manje nego što je očekivano.

Sa profila linije  $H_\beta$ , a posebno linije  $H_\gamma$ , datih na Slikama 10 i 11, uočava se da je značajan deo njihovih površina van spektralnog intervala zahvaćenog pri snimanju. Takođe, linija  $H_\gamma$  je slabo definisana i sadrži u себи rezidualne linije argona, koje nisu u potpunosti uklonjene postupkom opisanim u odeljku 4.2. U toku obrade spektara primećeno je da odabir tačaka na krilima po kojima se fituje kontinuum ima značajan uticaj na dobijene parametre fita. Naime, kao što se može primetiti na profilima, njihova krila nisu jasno definisana, već vrednosti intenziteta u bliskim tačkama, koje se slabo razlikuju po talasnoj dužini, mogu da variraju i do oko 30%. Ovakav nedostatak definisanosti značajno se odražava na fitovanu zavisnost. Varijacije u dobijenim parametrima višestruko utiču na tačnost dobijenih relativnih intenziteta. Prvo, prilikom eliminacije kontinuma, svaka devijacija  $\Delta I_k$  vrednosti procenjenog intenziteta kontinuma menja površinu ispod krive za  $1360 \cdot \Delta I_k$ , pošto se odražava na svih 1360 merenih položaja. Zatim, promena koeficijenta pravca  $A_k$  bitno se odražava na vrednost procenjene površine odbačenog dela profila koji nije pokriven integracijom. Pored ovih mehanizama, nedefinisanosti krila doprinosi i promena karakteristika optičkog sistema na krajevima posmatranog spektralnog intervala.

Procena eksperimentalne greške kakva je učinjena u ovom radu ne pokazuje se kao adekvatna. Međutim, zbog prirode samog postupka njena procena i drugim metodama bila bi veoma gruba, s obzirom na broj varijabli čije neodređenosti se teško mogu proceniti.

Dodatni potencijalni izvor greške u rezultatima mogao bi se pojaviti ukoliko plazma ne zadovoljava uslove za pretpostavku postojanja LTR. Naime, kako je navedeno u odeljku 2.2.2, elektronska koncentracija mora da bude veća od određene vrednosti, procenjene pomoću (2.10), da bi se moglo smatrati da važe pretpostavke LTR i njihove posledice na naseljenost nivoa, koje su polazna osnova Boltzmann plot metoda. U konkretnom slučaju ovog rada, ovaj uslov daje da bi elektronska koncentracija trebala biti veća od  $n_e \geq 10^{20} m^{-3}$ . Kako je elektronska koncentracija za luk u DC režimu, pri jačini struje pražnjenja od 32 A, kolika je izmerena u ovom radu, oko  $3 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , ovaj uslov je verovatno ispunjen. Valjanost dobijenih rezultata mogla bi se dodatno proveriti određivanjem  $n_e$  nekom od adekvatnih metoda.

## 6 Zaključak

Postupkom obrade spektra lučne plazme dobijena je vrednost elektronske temperature koja se nalazi u očekivanom opsegu vrednosti, ali sa značajnom eksperimentalnom neodređenošću. Metod Boltzmann plot, kojim se došlo do ovog rezultata, pokazao se kao praktičan način da se stekne gruba procena elektronske temperature plazme. Ipak, usled velikog broja pretpostavki on ne može uvek da bude primenjen, niti su rezultati koji su njime dobijeni visoke preciznosti.

Poboljšanje dobijenih rezultata moglo bi se postići snimanjem linija koje su bolje definisane od linija Balmerove serije vodonika koje su posmatrane u ovom radu. Takođe, trebalo bi preispitati ranije rezultate dobijene pri određivanju karakteristika merne aparature, pošto postoji mogućnost da je, usled upotrebe, došlo do oštećenja ili promene osjetljivosti uređaja. Uvid u prihvatljivost pretpostavki načinjenih radi opravdanja primene odabrane metode u ovom radu mogao bi se steći utvrđivanjem vrednosti elektronske koncentracije u toku posmatranih merenja. Postoji mogućnost da se primenljivost metode Boltzmann plot na korišćenu aparaturu proveri snimanjem spektara drugih atoma, sem vodonika.

Proučavanje teorijske potpore metodi Boltzmann plot daje uvid u veliki broj koncepata relevantnih u fizici plazme, na relativno jednostavnom praktičnom primeru. S obzirom da su za njegovo shvatanje neophodna znanja o mehanizmima širenja spektralnih linija, principima uspostavljanja različitih vidova termodinamičke ravnoteže u plazmi, kao i drugih fenomena, pored praktične primene u dijagnostici ovaj metod predstavlja odličnu edukativnu alatku za uvođenje u oblast fizike plazme.

## 7 Literatura

1. Chen, F. F., (1974). *Introduction to Plasma Physics*, Plenum Press, Nju Jork, Nju Jork, SAD
2. Gavanski, L. B., (2016). *Određivanje Starkovih poluširina spektralnih linija jonizovanog kiseonika i silicijuma, emitovanih iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi*, doktorska disertacija, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Srbija
3. Kunze, H-J., (2009). *Introduction to Plasma Spectroscopy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Nemačka
4. Lebon, G., Jou, D., Casas-Vazquez, J., (2008). *Understanding Non-equilibrium Thermodynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Nemačka
5. Gajo, T., (2016). *Pomeraj spektralnih linija helijuma u gustoj niskotemperaturnoj plazmi*, doktorska disertacija, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Srbija
6. Griem, H. R., (1997). *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press, Kembridž, UK
7. Griem, H. R., (1974). *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, Nju Jork, Nju Jork, SAD
8. Gajo, T., (2013). *Starkovo širenje spektralnih linija ionizovanog argona u plazmi*, magistarski rad, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Srbija
9. Gavanski, L. B., (2011). *Instrumentalni profili optičkog sistema sa ICCD kamerom za snimanje optičkih spektara*, master rad, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Srbija
10. Hegediš, Š., (2009). *Određivanje osetljivosti optičkog sistema sa ICCD kamerom*, diplomski rad, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, Srbija

## 8 Biografija kandidata

Nikola Goleš rođen je 09.09.1998. godine u Somboru, gde je pohađao Osnovnu školu „Dositej Obradović“, nakon čega školovanje nastavlja u Gimnaziji „Jovan Jovanović Zmaj“ u Novom Sadu, smer obdareni učenici u matematičkoj gimnaziji. Osnovne studije na modulu istraživačka fizika upisuje 2017. godine na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Novom Sadu.



Novi Sad, 27.09.2021.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

**TD**

*Tip zapisa:*

**TZ**

*Vrsta rada:*

**VR**

*Autor:*

**AU**

*Mentor:*

**MN**

*Naslov rada:*

**NR**

*Jezik publikacije:*

**JP**

*Jezik izvoda:*

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

**UGP**

*Godina:*

**GO**

*Izdavač:*

**IZ**

*Mesto i adresa:*

**MA**

*Fizički opis rada:*

**FO**

*Naučna oblast:*

**NO**

*Naučna disciplina:*

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

**ČU**

*Važna napomena:*

**VN**

*Izvod:*

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*

**DP**

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Diplomski rad

Nikola Goleš

doc. dr Teodora Gajo

Određivanje elektronske temperature plazme na osnovu relativnih intenziteta vodonikovih linija

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2021

Autorski reprint

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

8 poglavlja/39 strana/1 tabela/12 slika/10 referenci

Fizika

Fizika ionizovanih gasova

Plazma, dijagnostika plazme, određivanje elektronske temperature plazme

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

U ovom radu izvršeno je određivanje elektronske temperature plazme dobijene lučnim pražnjenjem pomoću aparature koja se nalazi na Departmanu za fiziku, PMF-a u Novom Sadu, korišćenjem metode koja se zasniva na određivanju relativnih intenziteta vodonikovih spektralnih linija.

26.08.2021.

*Datum odbrane:*

**DO**

30.09.2021.

*Članovi komisije:*

**KO**

dr Lazar Gavanski, docent

dr Ivana Bogdanović, vanredni profesor

dr Teodora Gajo, docent

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

**DT**

Monograph publication

**TR**

Textual printed material

**CC**

Final paper

**CC**

*Author:*

**AU**

Nikola Goleš

**MN**

*Mentor/comentor:*

doc. dr Teodora Gajo

**TI**

Plasma electron temperature determination based on the relative intensity of hydrogen lines

*Language of text:*

Serbian (Latin)

**LT**

English

**LA**

Serbia

**CP**

*Locality of publication:*

Vojvodina

**LP**

*Publication year:*

2021

**PY**

*Publisher:*

Author's reprint

**PU**

*Publication place:*

Faculty of Natural Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**PP**

*Physical description:*

8 chapters/39 pages/1 table/12 figures/10 references

**PD**

*Scientific field:*

Physics

**SF**

*Scientific discipline:*

Physics of ionised gasses

**SD**

*Subject/ Key words:*

Plasma, plasma diagnostics, electron temperature measurement

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

**HD**

*Note:*

none

**N**

*Abstract:*

In this paper we determined the electron temperature of an arc discharge plasma using equipment located at the Department of Physics, Faculty of Sciences in Novi Sad, by a method based on the determination of the relative intensity of hydrogen lines

**AB**

August 26, 2021

*Accepted by the Scientific Board:*

**ASB**

*Defended on:*

September 30, 2021

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:*

dr Lazar Gavanski, docent

*Member:*

dr Ivana Bogranović, associate professor

*Member:*

dr Teodora Gajo, docent