



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Teodora Gajo

ODREĐIVANJE PARAMETARA PLAZME
PROIZVEDENE U T-CEVI SA MODIFIKOVANIM
SISTEMOM ZA PRAŽNJENJE

– diplomski rad –

Mentor:

Dr Zoran Mijatović

Novi Sad, 2005.

S A D R Ź A J

UVOD	1
 GLAVA 1	
TEORIJSKI UVOD	2
1.1 Elektromagnetno zračenje plazme	3
1.2 Mehanizmi širenja spektralnih linija	4
1.2.1 Osnovni elementi Stark-ovog širenja spektralnih linija	5
1.2.2 Stark-ove širine i pomeraji spektralnih linija jonizovanih atoma	9
1.3 Izvori plazme	12
1.3.1 Elektromagnetna udarna T-cev	13
 GLAVA 2	
OPIS IZVORA PLAZME	18
2.1 Električni sistem	18
2.2 Gasni sistem	21
2.3 Optički i merni sistem	21
 GLAVA 3	
OPIS MERENJA I DISKUSIJA REZULTATA	23
3.1 Karakteristike izvora plazme	23
3.1.1 Jačina struje pražnjenja	24
3.1.2. Srednja brzina fronta udarnog talasa	29
3.2 Spektroskopska merenja	32
 ZAKLJUČAK	 38
 LITERATURA	 39

U V O D

Izučavanje parametara Starkovog širenja spektralnih linija jonizovanih atoma zahteva primenu izvora plazme koji obezbeđuju dovoljno visoke vrednosti temperature plazme i elektronske koncentracije. U tu svrhu su korišćeni različiti plazmeni izvori u kojima se pojavljuje pinč efekat, zatim izvori plazme koji se, u osnovi, baziraju na impulsnom lučnom pražnjenju, a između ostalih i elektromagnetna udarna T-cev. Poredeći rezultate merenih vrednosti Starkovih parametara linija jonizovanog argona, dobijenih u velikom broju eksperimenata u kojima su korišćeni različiti izvori plazme, dolazi se do zaključka da je neslaganje izuzetno veliko. Sa jedne strane, eksperimenti ne mogu da daju odgovor da li su postojeće teorije koje obrađuju ovu oblast valjane, ili kolika je greška tih teorija, a sa druge strane, nekonzistentnost rezultata različitih eksperimenata dovodi u pitanje i valjanost pojedinih eksperimenata. Ove činjenice otvaraju širok prostor za nove eksperimente koji treba da potvrde ili opovrgnu rezultate teorije i postojećih eksperimentalnih rezultata. Pri izvođenju novih eksperimenata treba obezbediti odgovarajuću stabilnost kod izvora pražnjenja, odnosno reproducibilnost u slučaju impulsnih pražnjenja, eliminisati uticaj hladnih slojeva u plazmi, samoapsorpcije itd. Zatim, mora se obezbediti kvalitetno merenje spektralnih intenziteta; u obradi rezultata adekvatna primena odgovarajuće metode dekonvolucije i Abelove inverzije (ukoliko se radi o nehomogenim, radijalno simetričnim izvorima plazme). Važna je i procena doprinosa drugih mehanizama širenja (rezonantno, van der Waals-ovo) itd.

Elektromagnetna udarna T-cev je impulsni izvor pražnjenja koji se odlikuje radijalnom homogenošću i dobrom reproducibilnošću, ali i mogućnošću proizvodnje plazme dovoljno visoke temperature i elektronske koncentracije koje su potrebne za ispitivanje spektralnih linija jonizovanog argona, prvenstveno jednostruko jonizovanog argona - Ar II.

Zadatak eksperimenta, koji je opisan u ovom radu, bio je da se nađu parametri pražnjenja u T-cevi koji zadovoljavaju uslove za ispitivanje spektralnih linija Ar II. Sam rad je, osim uvoda i zaključka, podeljen u tri poglavlja.

U prvom poglavlju izložen je teorijski osnov uzroka širenja spektralnih linija u plazmi, osnovnih principa rada nekih izvora plazme i posebno princip rada elektromagnetne udarne T-cevi.

Drugo poglavlje sadrži opis T-cevi kao izvora plazme, sa pratećim sistemima (električni, optički i gasni).

Opis postupka eksperimentalnih merenja, zajedno sa dobijenim rezultatima i diskusijom predstavljeni su u trećem poglavlju.

G L A V A I

TEORIJSKI UVOD

Plazma po definiciji predstavlja sistem naelektrisanih čestica čijim ponašanjem dominira kolektivna interakcija¹ uslovljena postojanjem mikroelevtričnog polja koje potiče od svih prisutnih naelektrisanih čestica [1]. Kolektivna interakcija naelektrisanih čestica je prouzrokovana Coulomb-ovim silama i ima niz specifičnih posledica, od kojih je najvažnija makroskopska kvazineutralnost, tj. težnja plazme ka stanju u kome je zapreminska gustina naelektrisanja jednaka nuli. Uslov makroskopske kvazineutralnosti ujedno određuje i kriterijume plazmenog stanja. Da bi uslov elektroneutralnosti plazme :

$$\sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} = 0 \quad (1.1)$$

gde je e_{α} i n_{α} naelektrisanja i koncentracije pojedinih vrsta čestica plazme respektivno, bio zadovoljen, dimenzije oblasti koju zauzima plazma moraju biti znatno veće od dimenzija njene Debye-eve sfere, a razmatrani interval vremena mora da bude veći od perioda elektronskih plazmenih oscilacija. Drugi kriterijum se može formulisati i kao zahtev da uticaj sudara na plazmene oscilacije bude što manji kako ne bi došlo do amortizovanja plazmenih oscilacija koje obezbeđuju nastajanje makroskopske elektroneutralnosti plazme. Znači, kriterijumi plazmenog stanja se mogu napisati na sledeći način:

$$V \gg r_D^3 \quad \text{i} \quad \nu_{\alpha} \ll \omega_{p\alpha} \quad (1.2)$$

gde je V zapremina oblasti koju zauzima plazma, r_D Debye-ev radijus plazme definisan kao:

$$r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n}} \quad (1.3)$$

ν_{α} je totalna koliziorna frekvencija, tj. ukupan broj sudara koje jedna čestica vrste α pretrpi u jedinici vremena, a

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{e_{\alpha}^2 n_{\alpha}}{\epsilon_0 m_{\alpha}}} \quad (1.4)$$

plazmena frekvencija za istu vrstu čestica.

¹ Parne interakcije dolaze do izražaja samo u slučajevima kada se dve čestice nađu na tako malom međusobnom rastojanju da njihovo uzajamno dejstvo bitno utiče na njihovo dalje kretanje.

Kolektivna interakcija prisutna u plazmi uslovljava i odigravanje različitih elementarnih procesa među njenim konstituentima. Najvažniji su ekscitacija kvantiranog sistema (atom, molekul ili jon) koji se može odvijati sudarima sa drugim atomima, elektronima ili kao fotoekscitacija uz apsorpciju fotona, zatim jonizacija posredstvom neelastičnog sudara sa elektronom, apsorpcijom fotona dovoljno velike energije ($h\nu \geq W_{ion}$, gde je W_{ion} energija jonizacije) ili kao termalna jonizacija sudarom sa drugim atomima, itd. Svaki od ovih procesa ima svoj inverzni proces (ekscitaciji inverzan proces je deekscitacija, a jonizaciji rekombinacija). Usled elementarnih procesa dolazi do promene koncentracija različitih vrsta čestica u jedinici vremena, što utiče i na bitan parametar plazme, tzv. stepen jonizacije X . Naime, konačno stanje jonizacije u plazmi određuje se konkurencijom direktnih i inverznih procesa i načinom uspostavljanja jonizaciono-rekombinacione ravnoteže. Stepenn jonizacije je odnos koncentracije jonizovanih atoma jedne vrste i koncentracije prvobitno prisutnih neutralnih atoma iste vrste. Zavisnost stepena jonizacije od pritiska (koncentracije) i temperature plazme je data Saha-jednačinom koja daje dobre rezultate pri malim stepenima jonizacije ($X < 10^{-4}$):

$$\frac{n(Z+1, i)n_e}{n(Z, i)} = 2 \frac{g(Z+1, i)}{g(Z, i)} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{W_{ion}(Z, i)}{k T_e} \right) \quad (1.5)$$

gde je Z višestrukost jonizacije, a $g(Z+1, i)$ stepen degeneracije $Z+1$ puta jonizovanog atoma u osnovnom stanju i .

Dakle, parametri koji karakterišu plazmu su njen sastav, tj. vrste čestica koje se u njoj javljaju (elektroni, pozitivni i negativni joni, neutralni atomi i molekuli) i koncentracije i temperature njenih konstituenata, jer ovi parametri određuju elementarne procese u plazmi. Najčešće korišćen eksperimentalni metod za određivanje ovih parametara je spektroskopija plazme, tj. proučavanje osobina zračenja plazme.

1.1. Elektromagnetno zračenje plazme

Mehanizmi emitovanja zračenja u plazmi se dele na individualne i kolektivne. U prvom slučaju do emisije fotona dolazi usled prelaska jednog elektrona iz početnog kvantnog stanja u krajnje kvantno stanje, tj. svaki elektron (atom) zrači kao potpuno izolovana čestica, a ukupno zračenje se dobija sumiranjem zračenja pojedinačnih elektrona. U drugom slučaju zračenje emituje ceo kolektiv naelektrisanih čestica na frekvencijama bliskim elektronskim plazmenim frekvencijama i ovo zračenje se obično javlja kod nestabilnih plazmi [1].

Pri proučavanju individualne emisije, obično se razlikuju tri tipa prelaza elektrona iz početnog u krajnje stanje:

1. Slobodno-slobodni prelazi, kod kojih je elektron i u početnom i u krajnjem stanju slobodan. Do emisije zračenja dolazi ili u toku sudara sa nekom drugom česticom (zakočno zračenje) ili usled ciklotronske rotacije elektrona u spoljašnjem magnetnom polju (ciklotronsko zračenje). U oba slučaja mehanizam zračenja je isti, ono nastaje usled neravnomernog kretanja elektrona, a emitovano zračenje ima kontinuiran spektar.
2. Slobodno-vezani prelazi, kod kojih je elektron u početnom stanju slobodan, dok je u krajnjem ugrađen u atomski omotač. U ovom slučaju se kinetička

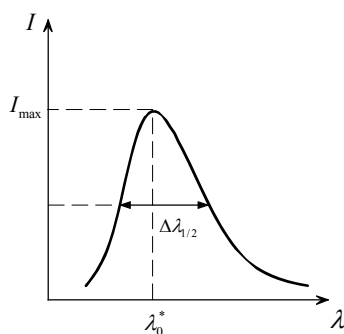
energija elektrona i energija oslobođena pri ugrađivanju elektrona W_b emituje u obliku jednog fotona, pa su u spektru ovog zračenja prisutne sve talasne dužine manje od $\lambda_{\max} = ch/W_b$, tj. spektar je kontinualan.

3. Vezano-vezani prelazi, kod kojih je elektron i u početnom i u krajnjem stanju vezan. Pri prelasku elektrona sa jedne orbite atoma na drugu nastaju linijski spektri karakteristični za određene vrste atoma, odnosno jona, dok se pri ovakvim prelazima u molekulima javljaju trakasti spektri.

Elektron se u procesu emitovanja svog udela zračenja ne može smatrati kao potpuno izolovan, jer se stalno nalazi pod uticajem mikroeletričnog polja. Istovremeno prisustvo intenzivnog termalnog kretanja čestica plazme i njihove interakcije izaziva pomeranje i/ili cepanje energetske nivoa atoma, pa se umesto spektralne linije strogo određene talasne dužine λ_0 (slučaj strogo monohromatskog zračenja) kao rezultat dobija linija konačne širine. To znači da se zračenje modifikuje postojanjem kolektivnih efekata, među koje spada i Stark-ovo širenje spektralnih linija.

1.2. Mehanizmi širenja spektralnih linija

Svaka eksperimentalno merena spektralna linija ima svoj profil, tj. u zračenju posmatrane linije pojavljuju se fotoni talasnih dužina u intervalu $\Delta\lambda$ oko λ_0^* (Slika 1.1). Spektralni intenzitet zračenja koji je proporcionalan broju fotona koji se emituju u jedinici vremena ima maksimum u centru linije $\lambda = \lambda_0^*$ i opada sa udaljenjem od centra i ovaj deo profila predstavlja krila linije.



Slika 1.1 Primer profila spektralne linije

Osnovna karakteristika profila linije je njena poluširina $\Delta\lambda_{1/2}$ koja se definiše kao širina linije na polovini maksimalnog intenziteta. Ostale karakteristike profila su forma krila linije i eventualna asimetrija profila. Spektralna linija može pretrpeti i izvestan pomak koji se karakteriše veličinom $d_\lambda = \lambda_0 - \lambda_0^*$, gde je λ_0 talasna dužina na kojoj bi emitovao izolovan i nepokretan atom, a λ_0^* talasna dužina na kojoj intenzitet zračenja dostiže svoj maksimum [1].

Postojanje profila konačne širine, njegove asimetrije, kao i pomaka linije svedoče o uslovima koji su vladali u plazmi u trenutku nastanka linije.

Širenje spektralnih linija neutralnih atoma ili jona u plazmi uzrokovani su mehanizmima koji se mogu podeliti u tri grupe:

1. Prirodno širenje prouzrokovano konačnošću srednjeg vremena života atoma u pobuđenom stanju koji sledi iz Heisenberg-ove relacije neodređenosti $\Delta E \Delta \tau \geq \hbar/2$. Ovo širenje se pri razmatranjima spektralnih linija najčešće zanemaruje zbog malog doprinosa ukupnoj širini profila.
2. Doppler-ovo širenje

Doppler-ov efekat je pojava promene frekvencije koju registruje posmatrač u slučaju kada se posmatrač i/ili emiter relativno kreću, što znači da je Doppler-ovo širenje posledica termalnog kretanja skupa emitera u plazmi. Karakteristično za

ovaj efekat je da ne dolazi do pomeranja linije ($\lambda_0 = \lambda_0^*$, ukoliko ne postoji makroskopsko kretanje plazme kao celine), i da profil ima oblik Gauss-ove krive čija je poluširina:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{2\sqrt{2k \ln 2}}{c} \lambda_0 \sqrt{\frac{T_a}{m_a}} \quad (1.6)$$

iz čega se zaključuje da je Doppler-ovo širenje dominantno kod spektara lakih atoma u plazmama visoke temperature.

3. Širenje usled pritiska čiji je uzrok interakcija emitera sa okolnim neutralnim i naelektrisanim česticama. Ovo širenje se prema vrsti perturbatora deli na:

- Van der Waals-ovo širenje koje nastaje usled interakcije emitera sa neutralnim atomima. Potencijal ove interakcije opada sa šestim stepenom rastojanja između čestica, tako da će se u zavisnosti od rastojanja menjati i energetska razlika između nivoa atoma emitera, što se odražava na talasnu dužinu emitovanog fotona [2].
- Rezonantno širenje koji nastaje usled interakcije emitera sa perturberima iste vrste kao i emiter [3].
- Stark-ovo širenje, gde do širenja dolazi usled interakcije emitera sa naelektrisanim česticama.

Eksperimentalno posmatrani profili spektralnih linija emitovanih iz plazme se najčešće objašnjavaju kombinovanim uticajem Doppler-ovog i Stark-ovog efekta². Ako uvedemo veličinu $\xi = \lambda - \lambda_0^*$, tj. rastojanje od centra linije, i sa $I_D(\xi)$ i $I_S(\xi)$ označimo funkcije koje opisuju Doppler-ovo i Stark-ovo širenje profila, onda se rezultujući profil dobija kao konvolucija gornjih dveju funkcija, i naziva se Voigt-ov profil [1]:

$$I(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_D(\eta) I_S(\xi - \eta) d\eta \quad (1.7)$$

Osim ovih uzroka dodatno instrumentalno širenje spektralnih linija unosi i spektralni uređaj. Instrumentalni profili su približno Gauss-ovog tipa.

Kako je u eksperimentu koja je tema ovog diplomskog rada dominantan efekat Stark-ovog širenja, sledi detaljniji opis teorije Stark-ovog širenja.

1.2.1. Osnovni elementi Stark-ovog širenja spektralnih linija

Stark-ov efekat se ispoljava u promeni energije i cepanju energijskih nivoa atoma emitera pod dejstvom promenljivog mikroelektričnog polja plazme, pri čemu dolazi do širenja i pomeranja spektralnih linija.

Teorije Stark-ovog širenja razvile su se u dva pravca. Unificirane teorije razmatraju profil linije kao celinu i daju dobre rezultate za linije koje se ne mogu

² Međutim, iako Van der Waals-ovo i rezonantno širenje imaju obično mali uticaj (jer su laboratorijske plazme obično toliko jonizovane da je elektronska koncentracija uporediva sa koncentracijom neutrala, tako da je širenje usled sudara sa elektronima dominantno, dok sa neutralnim česticama daje mali doprinos ukupnoj širini linije), i taj uticaj treba proveriti.

aproksimirati prostim, Lorentz-ovim profilom [4]. Druga grupa teorija razmatra posebno centar linije primenom sudarne (elektronske) aproksimacije, i posebno krila linije pomoću kvazistatičke (jonske) aproksimacije. Na taj način se razdvaja uticaj elektrona od uticaja jona na profil linije. Ovakve aproksimacije su opravdane velikom razlikom između vremena interakcije jona i elektrona sa emiterom.

Teorijsko određivanje spektralne raspodele intenziteta zračenja $I(\omega)$, odnosno oblika profila linije zasniva se na jednačinama kvantne mehanike. Kvantna teorija širenja spektralnih linija koristi metod nestacionarnih perturbacija, pri čemu se za perturbaciju uzima energija interakcije spoljašnjeg polja (u ovom slučaju mikroelektričnog polja) i posmatranog sistema (npr. elektrona u atomu). Cilj teorije je, dakle, nalaženje izraza [6]:

$$I(\omega) = \sum_{if\beta} \delta(\omega - \omega_{fi}) \left| \langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle \right|^2 \rho_i \quad (1.8)$$

gde je $\delta(\omega - \omega_{fi})$ Dirac-ova δ -funkcija koja obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa Bohr-ovom relacijom:

$$\hbar\omega = E_i - E_f \quad (1.9)$$

$\langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle$ je matrični element dipolnog momenta prelaza, a ρ_i gustina konačnih stanja čija je energija jednaka:

$$E_{kon} = E_f + \hbar\omega_{fi} = E_i \quad (1.10)$$

Perturbacija prvog reda daje kao rezultat popravku energije koji je proporcionalan prvom stepenu spoljašnjeg električnog polja (linearni Stark-ov efekat), i ovaj efekat je prisutan kod vodonika i vodoniku sličnih atoma, tj. električnih polja manjeg intenziteta i dominantno utiče na širenje. Pomeranje linije je u ovom slučaju vrlo malo. Kod nevodonih atoma i pri poljima većeg intenziteta dominantan je član koji je proporcionalan kvadratu električnog polja i koji se dobija izračunavanjem perturbacije drugog reda. Pod uticajem ovog, kvadratičnog Stark-ovog efekta spektralna linija, sem širenja, može pretrpeti i pomeranje.

Sudarna aproksimacija

Sudarna aproksimacija pretpostavlja da je širenje linija uslovljeno sudarima sa brzim česticama i da su ti sudari trenutni, tj. da je trajanje sudara kratko u poređenju sa vremenom između dva sudara. To znači da se perturbujuće polje manifestuje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih vremenskim intervalima znatno dužim od trajanja impulsa [1].

Pri teorijskom određivanju izraza za spektralnu raspodelu zračenja $I(\omega)$ uvodi se tzv. autokorelaciona funkcija $C(t)$ koja se definiše kao Fourier-ov transform profila linije [6]:

$$\begin{aligned}
C(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} I(\omega) d\omega = \\
&= \sum_{i \in \beta} e^{-i\omega_i t} \left| \langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle \right|^2 \rho_i
\end{aligned} \tag{1.11}$$

a profil linije se dobija kao:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty e^{i\omega t} C(t) dt \quad . \tag{1.12}$$

Pošto se sudarna aproksimacija odnosi na brze sudare, uslov njene primenljivosti se dobija iz zahteva da efektivno vreme trajanja perturbacije bude malo u odnosu na vremenski interval Δt , koji je jednak najmanjoj veličini od $1/\xi_\omega$ i $1/\Delta\omega_{1/2}$, gde je ξ_ω i $\Delta\omega_{1/2}$ rastojanje od centra linije, odnosno poluširina linije u jedinicama ugaone frekvencije. Ovaj uslov se može napisati u obliku:

$$\frac{v}{\bar{\rho}} \gg \max(\xi_\omega, \Delta\omega_{1/2}) \tag{1.13}$$

gde je v brzina, $\bar{\rho}$ parametar sudara, a $(v/\bar{\rho})^{-1}$ vreme sudara.

Nakon određivanja autokorelacione funkcije, njenim uvrštavanjem u (1.12) se dobija profil Lorentz-ovog tipa:

$$I(\omega) = \frac{\Delta\omega_{1/2}}{\pi} \frac{I_{\max}}{(\omega - \omega_0 - d_\omega)^2 + \Delta\omega_{1/2}^2} \tag{1.14}$$

a opšti izraz za Stark-ove parametre se može napisati kao [7,13,14]:

$$\Delta\lambda_{1/2} + id_\lambda = N \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^\infty 2\pi \rho d\rho \left[1 - S_i S_f^{-1} \right]_{sr} \tag{1.15}$$

gde je N koncentracija perturbera, $f(v)$ funkcija raspodele po brzinama, a S_i i S_f matrice rasejanja perturbera na atomima u stanju sa kvantnim brojevima i i f .

Kvazistatička aproksimacija

Osnovna pretpostavka ove aproksimacije je da se zbog sporog kretanja jona može smatrati da oni u toku interakcije emiter-perturber praktično miruju, odnosno, da se njihovo međusobno rastojanje ne menja [5]. Prisustvo jona zbog toga određuje sporo promenljive (niskofrekventne, tj. dugotalasne) komponente mikroelegtričnog polja, što će presudno uticati na oblik krila linije.

Profil linije se u ovoj aproksimaciji može dobiti polazeći od izraza (1.8), pri čemu veličine ω_{fi} , x_β i ρ_i zavise samo od koordinata perturbujućih čestica. Osim izračunavanja vrednosti matrice elemenata prelaza u neperturbovanom emiteru, treba odrediti i funkciju raspodele različitih konfiguracija perturbera i stacionarnu Schrödinger-ovu jednačinu celog sistema rešiti pri zadatoj konfiguraciji, tj. zadatoj raspodeli jonskog polja. Ovim postupkom se može doći do izraza za veličinu Stark-ovog cepanja nivoa [5]:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{3}{2}n(n_1 - n_2)\frac{ea_0}{\hbar Z}F - n^6\frac{a_0^3}{\hbar Z^4}F^2 + \dots \quad (1.16)$$

gde je F jačina električnog mikropolja u plazmi, n glavni kvantni broj, a n_1 i n_2 parabolni kvantni brojevi.

Za profil linije se dobija izraz [3]:

$$I(\omega) = \sum_{if\beta} \left| \langle \varphi_f | x_\beta | \varphi_i \rangle \right|^2 \rho_i w(F) |C_{if}|^{-1} \quad (1.17)$$

gde je C_{if} odgovarajući Stark-ov koeficijent, a $w(F)$ funkcija raspodele jonskog mikropolja.

U najjednostavnijem obliku ove teorije razvijenog od strane Holtsmark-a, pretpostavlja se da je emiter perturbovan samo električnim poljem najbližeg jona, tj. zanemaruju se svi kolektivni efekti karakteristični za plazmu, pri čemu se za funkciju raspodele jonskog polja dobija [8]:

$$w(F) = \frac{2}{\pi} F \int_0^\infty k \exp\left[-(kF_0)^{3/2}\right] \sin kF dk \quad (1.18)$$

gde je F_0 Holtsmark-ova jačina polja:

$$F_0 = 2.603 \frac{Z_p e}{4\pi\epsilon_0} N_p^{2/3} \quad [\text{V} / \text{m}] \quad (1.19)$$

Holtsmark-ova teorija daje srazmerno dobre rezultate samo u oblasti krila linije, dok je u blizini centra potrebno uzeti u obzir i perturbacije koje potiču od udaljenijih jona, tj kolektivne efekte.

Kompletan profil linije se korektno opisuje tako što se uticaj jonskog i elektronskog širenja uzimaju u račun istovremeno. Kako je uloga jona kao perturbera manje efektivna u širenju spektralnih linija, njihov uticaj se računa kao mala korekcija na širinu linije usled elektronskih sudara. Ovakvim pristupom se dobija rezultujući profil koji više nije Lorentz-ov, već poseduje izvesnu asimetriju i pomeraj, obeležava se sa $j(x)$ i može se napisati u obliku:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{w_R(\chi) d\chi}{1 + (x - A^{4/3} \chi^2)^2} \quad (1.20)$$

gde je $\chi = F / F_0$, a x je definisan kao.

$$x = \frac{\omega - \omega_0 - d_\omega}{\Delta\omega_{1/2}} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d_\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}} \quad (1.21)$$

gde su pomeranje i poluširina date u odgovarajućim jedinicama. $j(x)$ profil je takođe funkcija dva bezdimenzionalna parametara A i R , od kojih prvi daje doprinos jonskog širenja, a drugi karakteriše Debye-evo ekraniranje i jonsko-jonske korelacije i definisan je izrazom [5]:

$$R = \sqrt[3]{6\pi}^{1/6} \left(\frac{e^2}{kT_e} \right)^{1/2} N_e^{1/6} \quad (1.22)$$

pri čemu je N_e elektronska koncentracija, a T_e elektronska temperatura.

1.2.2. Stark-ove širine i pomeraji spektralnih linija jonizovanih atoma

Primena teorije Stark-ovog širenja pri analizi jonskih spektralnih linija daje nešto drugačije rezultate od onih kod neutralnih linija, što se ogleda, između ostalog, i u simetričnosti jonskih profila. To je posledica i činjenice da su u ovom slučaju emiteri jonizovani atomi, tj. naelektrisane čestice.

Pri teorijskoj analizi uticaj kvazistatičkog polja jona na širenje i pomeranje jonskih linija se obično smatra zanemarljivo malim u poređenju sa elektronskim sudarima, usled čega jonske linije imaju Lorentz-ov profil [6].

Stark-ova širina se može izračunati pomoću semiempirijske formule [9]:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{1/2} = N \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} & \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) + R_{l_i, l_i-1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) + \right. \\ & + R_{l_f, l_f+1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) + \\ & \left. + \sum_{i'} \left(R_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3kTn_i^3}{4Z^2 E_H} \right) + \sum_{f'} \left(R_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3kTn_f^3}{4Z^2 E_H} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.23)$$

gde je N elektronska koncentracija, $R_{jj'}$ matrični elementi operatora prelaza, $\tilde{g}$ kvantno-mehanički korekcionni množitelj, tzv. Gaunt-ov faktor koji slabo zavisi od elektronske temperature, $E = \frac{3}{2}kT$ energija elektrona-perturbera, $\Delta E_{jj'} = |E_{j'} - E_j|$ energetska razlika između početnog ($j=i$), odnosno krajnjeg stanja ($j=f$) i njegovih perturbacionih nivoa³ ($j'=i', f'$), n_j efektivni glavni kvantni broj, l_j kvantni broj ugaonog momenta, a E_H jonizaciona energija vodonika.

³ Nivoi sa kojih je dozvoljen dipolni prelaz na nivoe početnog ili krajnjeg stanja.

Pri izvođenju ove formule razdvaja se doprinos širini linije usled prelaza sa $\Delta n = 0$ (gde do prelaza dolazi između stanja sa različitim orbitalnim kvantnim brojevima l , tj. j) od doprinosa usled prelaza sa $\Delta n \neq 0$ (gde se pri prelazu menja glavni kvantni broj).

Modifikovanu Griem-ovu formulu izveli su Dimitrijević i Konjević. Zbog poteškoća koje stvara nepotpunost atomskih podataka o višim perturbacionim nivoima, kod prelaza sa $\Delta n = 0$ računata su samo dva matrična elementa: jedan za prelaznu šemu $l \rightarrow l+1$, i drugi za $l \rightarrow l-1$ prema formuli [10]:

$$R_{l,l'}^2 \approx \left(\frac{3n}{2Z} \right)^2 \frac{\max(l,l')}{2l+1} [n^2 - \max^2(l,l')] \phi^2 \quad (1.24)$$

gde je ϕ korekcionni faktor.

Gaunt-ov faktor je računat iz sledeće relacije:

$$\tilde{g}(x) = 0.7 - \frac{1.1}{Z} + g(x) \quad (1.25)$$

gde $g(x)$ predstavlja početnu vrednost Gaunt-ovog faktora i određuje se iz empirijske formule [10]:

$$g(x) = 0.9 - \frac{1.1}{Z} \quad (1.26)$$

Takođe, utvrđeno je da je doprinos totalnoj širini linije od prelaza sa $\Delta n \neq 0$ toliko mali, da se pri $\phi^2 = 1$ može zanemariti. Konačno se dobija:

$$\Delta\lambda_{1/2}(\text{\AA}) = 2.215 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm}) \cdot N(\text{cm}^{-3})}{T^{\frac{1}{2}}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z} \right) \times \sum_{j=i,f} \left(\frac{3n_j}{2Z} \right)^2 \cdot (n_j^2 - l_j^2 - l_j - 1) \quad (1.27)$$

Modifikovana semiempirijska formula za pomeraj jonske linije je data jednačinom [11]:

$$\begin{aligned} d_{\omega} = N \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m} \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} & \left\{ R_{l_i, l_i+1}^2 \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) - R_{l_i, l_i-1}^2 \cdot \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) - \right. \\ & - R_{l_f, l_f+1}^2 \cdot \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \cdot \tilde{g}_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) + \\ & + \sum_{i'} \left(R_{i'i}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} \cdot g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_i, n_i+1}} \right) - 2 \sum_{\substack{i' \\ \Delta E_{i'i} < 0}} \left[\left(R_{i'i}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{i'i}} \right) \right] - \\ & \left. - \sum_{f'} \left(R_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_f, n_f+1}} \right) + 2 \sum_{\substack{f' \\ \Delta E_{ff'} < 0}} \left[\left(R_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ff'}} \right) \right] + \sum_k \delta_k \right\} \end{aligned} \quad (1.28)$$

gde g_{sh} označava Gaunt-ov faktor za pomeranje (shift) linije, a δ_k su neelastični preseki za sudarne prelaze.

Kada se zanemare doprinosi od prelaza sa $\Delta n \neq 0$, uzimajući da je $\tilde{g}_{sh} \equiv \tilde{g}$ i primenjujući istu proceduru kao kod širine, za pomeraj se dobija:

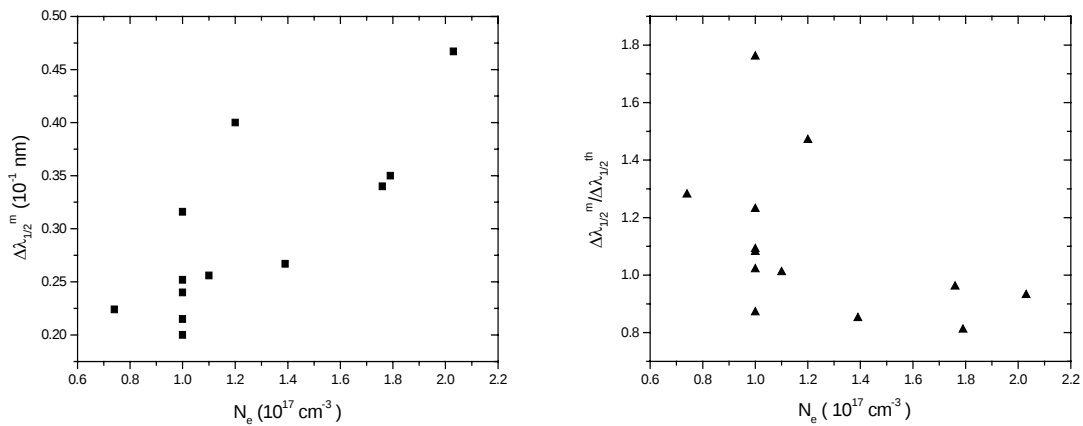
$$d_\lambda(\text{\AA}) = 1.1076 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{\frac{1}{2}}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z}\right) \frac{9}{4Z^2} \times \sum_{j=i,f} \frac{n_j^2 \cdot \varepsilon_j}{2l_j + 1} (n_j^2 - 3l_j^2 - 3l_j - 1) \quad (1.29)$$

gde je

$$\varepsilon_j = \begin{cases} +1 & j = i \\ -1 & j = f \end{cases} \quad (1.30)$$

Iz ovih razmatranja sledi da se pri spektroskopskoj analizi plazme elektronska koncentracija može direktno odrediti iz parametara širenja jonskih linija, jer ovi parametri linearno zavise od nje⁴. Međutim, spektralna analiza zračenja plazme može poslužiti i u obrnutom smeru, za proveru valjanosti teorije. Naime, tačno određivanje elektronske koncentracije obezbeđuje izračunavanje parametara širenja pomoću formule (1.27) i (1.29) i njihovo upoređivanje sa eksperimentalno dobijenim vrednostima.

Međutim, teorija Stark-ovog širenja nije do kraja završena, što se posebno odnosi na vrednosti parametara širenja spektralnih linija. Različiti eksperimenti u kojima su mereni Stark-ovi parametri ne pokazuju međusobno slaganje što onemogućava potpunu potvrdu teorijskih parametara, a time ni korekcija teorije nije moguća. Kao ilustracija neslaganja dosadašnjih eksperimentalnih rezultata, na slici 1.2 data je zavisnost merene Stark-ove širine $\Delta\lambda_{1/2}^m$, kao i odnosa $\Delta\lambda_{1/2}^m / \Delta\lambda_{1/2}^{th}$ od elektronske koncentracije za Ar II 401.4 nm, gde je $\Delta\lambda_{1/2}^{th}$ teorijska vrednost poluširine. Merene vrednosti širine $\Delta\lambda_{1/2}^m$ dobijene su u različitim eksperimentima [12,15,16,17 i reference navedene u tim radovima].



Slika 1.2 Prikaz međusobnog neslaganja eksperimentalnih vrednosti Stark-ove širine, kao i njihovog neslaganja sa teorijskim vrednostima za Ar II 401.4 nm.

⁴ Druga veličina koja direktno utiče na širenje jonskih linija je temperatura plazme, međutim zavisnost od ovog parametra je mnogo manja $\sim T^{-1/2}$.

Vidi se da se odnos $\Delta\lambda_{1/2}^m / \Delta\lambda_{1/2}^{th}$ za ovu liniju Ar II kreće od 0.8 do 1.8. Mogući razlog za takvo veliko neslaganje je korišćenje različitih izvora plazme koji se značajno razlikuju po pitanju homogenosti plazme, prisustva hladnih slojeva, samoapsorpcije itd. Ovi efekti mogu značajno da utiču na oblik linije, a posebno na poluširinu. Na primer, samoapsorpcija povećava poluširinu, a rezultat eksperimenta u kojem je prisutna samoapsorpcija je povećan odnos $\Delta\lambda_{1/2}^m / \Delta\lambda_{1/2}^{th}$. Takođe, i različite procedure u daljoj obradi profila snimljenih spektralnih linija utiču na konačne rezultate (uzimanje u obzir drugih mehanizama širenja na adekvatan način; pravilno izvedena Abelova inverzija u slučaju radijalnog posmatranja plazme; dekonvolucija ...).

Zbog prethodno spomenutih razloga, kao i zbog malog broja podataka o Stark-ovim parametrima kod nekih linija, neophodno je prikupljanje novih eksperimentalnih podataka.

Pri tome jedan od kriterijuma koji izvori plazme za ispitivanje Stark-ovih parametara treba da zadovolje je da dominantno širenje bude Stark-ovo širenje, dok se doprinosi ostalih efekata obračunavaju podesnim analizama i modelima. Bitna poboljšanja treba da se postignu i na polju metoda snimanja profila i merenja širine linije, kao i kod reproducibilnosti parametara plazme kod određene eksperimentalne postavke.

1.3. Izvori plazme

Idealni plazmeni izvor za ispitivanje Stark-ovog širenja jonskih linija bi trebao da zadovolji sledeće uslove: da bude stacionaran, homogen i sposoban da postigne relativno visoke temperature ($>10000\text{K}$) i elektronske koncentracije ($1 \times 10^{16} - 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) da bi proizveo dovoljan broj jonizovanih atoma i da bi Stark-ovo širenje bio dominantan mehanizam širenja linije [13]. Kako idealni plazmeni izvori ne postoje, do sada su konstruisani izvori koji samo delom zadovoljavaju navedene uslove, a od kojih se najčešće koriste impulsni izvori pražnjenja.

Elektromagnetna udarna T- cev. Princip rada T-cevi se zasniva na pojavi udarnog talasa koji, prostiranjem kroz T-cev, zagreva razređeni gas ispred sebe. Udarни talas se formira usled pražnjenja kondenzatora preko elektroda koje su smeštene u kraćem delu T-cevi. U toj oblasti pražnjenja, tokom kratkog vremena, formira se lučna plazma visoke temperature i pritiska u odnosu na duži deo T-cevi, što stvara uslove za pojavu udarnog talasa koji se kreće ka periferiji bočnog dela T-cevi. Ubrzanju udarnog talasa značajno doprinosi i elektromagnetna sila koja se javlja između struje koja protiče između elektroda za pražnjenje i povratnog voda koji je paralelan kraćem delu T-cevi, a kroz koji protiče struje suprotnog smera od struje između elektroda. Udaljavajući se od elektroda, udarni talas zagreva gas ispred sebe. Ako je na kraju bočnog dela T-cevi postavljena prepreka – reflektor, udarni talas se odbija od nje i krećući se u suprotnom smeru dodatno zagreva dolazeću plazmu. Na taj način je moguće postići temperaturu plazme od nekoliko desetina hiljada K i elektronsku koncentraciju između $10^{17} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

Impulsni lukovi niskog pritiska i Z-pinč. Kod lukova niskog pritiska plazma se proizvodi pražnjenjem kondenzatora kroz staklenu cev u kojoj se nalazi ispitivani gas na smanjenom pritisku. Konstrukcija impulsnog luka i Z-pinča je ista, jedina razlika je

u veličini primenjenog napona: ako se radi sa nekoliko kV, plazma će imati karakteristike luka, dok se pri naponu od 10 do više desetina kV, javlja pinč-efekat. Kod Z-pinča se dostiže veća elektronska koncentracija nego kod luka, što daje prednost Z-pinču pri ispitivanju uzanih linija više puta jonizovanih atoma. Od ostalih impulsnih izvora plazme treba napomenuti impulsno kapilarno pražnjenje i teta-pinč.

Stacionarni izvori plazme. Među ove izvore spadaju stabilisani lukovi i plazma džetovi. Lukovi predstavljaju električna pražnjenja na atmosferskom pritisku, pri čemu je plazma u stanju vrlo bliskom stanju potpune termodinamičke ravnoteže. U tom slučaju međutim dolazi do krivljenja i nestabilnosti plazmenog stuba, što se stabilizuje ili protokom gasa oko prostora za pražnjenje ili se pražnjenje izvodi u sudu koji se sastoji od međusobno izolovanih metalnih segmenata hlađenih vodom (zidom stabilisani luk). Prednost ovih izvora predstavlja njihov kontinuiran rad, što obezbeđuje dugo vreme posmatranja, tako da su snimljene linije precizno definisane. Kako je u ovom diplomskom radu korišćena T-cev kao izvor plazme, sledi njen detaljniji opis.

1.3.1. Elektromagnetna udarna T-cev

Udarni talasi

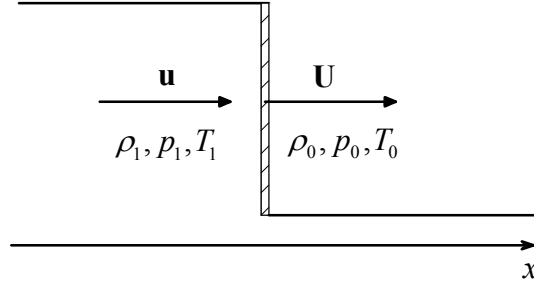
Prostiranje talasa u ma kojoj sredini se opisuje jednačinama koje se dobijaju iz osnovnih jednačina dinamike date sredine primenom metode perturbacije. U slučaju plazme, najjednostavniji model proučavanja njene dinamike je magnetohidrodinamički (MHD) model. U ovom modelu se plazma poistovećuje sa jednim provodnim fluidom, a dinamičko stanje u njoj se opisuje jednačinama koje povezuju polje gustine $\rho(x, y, z, t)$, pritiska $p(x, y, z, t)$, temperature $T(x, y, z, t)$, brzine proticanja $\mathbf{v}(x, y, z, t)$, gustine struje $\mathbf{j}(x, y, z, t)$, električnog i magnetnog polja $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ i $\mathbf{B}(x, y, z, t)$. MHD aproksimacija je primenljiva kod fluida visoke provodnosti i jako izražene tendencije ka elektroneutralnosti [1].

Primenom metode perturbacije obično se dobijaju diferencijalne jednačine koje su nelinearne po perturbacijama. Ove jednačine se mogu linearizovati ako su amplitude poremećaja male, međutim u nekim slučajevima se mora uzeti u obzir konačna veličina amplitude. Tada se može uspostaviti takvo stanje u kome hidrodinamičke veličine plazme trpe skok na izvesnim površinama unutar oblasti koju zauzima plazma. Ove površine diskontinuiteta se obično kreću kroz plazmu nadzvučnom brzinom. Diskontinuitet se zove udarni talas ako gustina fluida ispred i iza diskontinuiteta nisu jednake [1], a površina na kojoj parametri fluida trpe skok je front udarnog talasa.

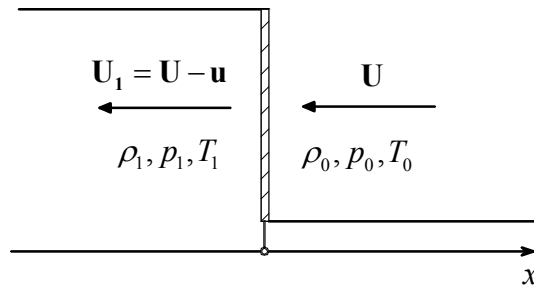
Realno, udarni front ne predstavlja površinu u geometrijskom smislu reči, već ima konačnu debljinu. Debljina udarnog fronta je određena disipativnim efektima, kao što su viskoznost, toplotna provodnost i konačna električna provodnost. Kako je srednji slobodni put molekula fluida proporcionalan viskoznosti i toplotnoj provodljivosti, on predstavlja meru debljine diskontinuiteta. To znači, da se pri proučavanju strukture samog udarnog fronta mora uzeti u obzir i molekularna struktura fluida [18]. Međutim, disipativni mehanizmi određuju samo veličine gradijenata hidrodinamičkih veličina unutar fronta, a ne utiču na njihovu skokovitu promenu pri prolasku udarnog talasa. Ova činjenica omogućava da se pri analizi promene parametara fluida posle prolaska udarnog fronta kroz fluid zanemare

spomenuti disipativni efekti i da se proučavanje vrši na osnovu opštih zakona održanja.

Neka se ravan udarni front kreće kroz fluid van magnetnog polja koji miruje, konstantnom brzinom U duž x-ose (Slika 1.3), pri čemu se zanemaruju zapreminske sile neelektromagnetnog porekla. Parametre sredine ispred udarnog fronta obeležavamo indeksom 0 (ρ_0, p_0, T_0), a iza fronta indeksom 1 (ρ_1, p_1, T_1), u je brzina strujanja fluida iza fronta.



Slika 1.3 Kretanje udarnog fronta u laboratorijskom sistemu reference.



Slika 1.4 Prostiranje udarnog fronta u sistemu reference vezanog za front.

Ako se sistem reference veže za front udarnog talasa, u tom sistemu udarni front miruje, U je brzina kojom neperturbovani fluid “utiče” u diskontinuitet, a $U_1 = U - u$ brzina kojom se fluid, sabijen i zagrejan prolaskom kroz udarni front, udaljava od njega, Slika 1.4 [19]. Sem toga, sve veličine zavise samo od koordinate x , tako da jednačine kontinuiteta, kretanja i održanja energije imaju oblik [1]:

$$\rho v = \text{const.}, \quad (1.31)$$

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.32)$$

$$\frac{1}{2} \rho v^2 + p + \rho \varepsilon = \text{const.} \quad (1.33)$$

gde je ε unutrašnja energija jedinice mase fluida.

Integracijom ovih jednačina dobijaju se Rankine-Hugoniotove relacije:

$$\rho_0 U = \rho_1 U_1 = \rho_1 (U - u), \quad (1.34)$$

$$p_0 + \rho_0 U^2 = p_1 + \rho_1 U_1^2, \quad (1.35)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{U^2}{2} = \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{U_1^2}{2} \quad (1.36)$$

koje povezuju hidrodinamičke veličine iza udarnog fronta sa onima ispred fronta udarnog talasa.

Pri daljem izvođenju pretpostavlja se da fluid sa obe strane fronta zadovoljava i termičku i kaloričku jednačinu stanja idealnog gasa, i uvode se bezdimenzioni parametri:

$$M = \frac{U}{v_z} = \frac{U}{\sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}}}, \quad X = \frac{\rho_1}{\rho_0}, \quad Y = \frac{p_1}{p_0} \quad (1.37)$$

gde je M Mach-ov broj i predstavlja odnos brzine proticanja fluida i brzine zvuka u istoj sredini, X je parametar kompresije, a Y parametar jačine udarnog talasa.

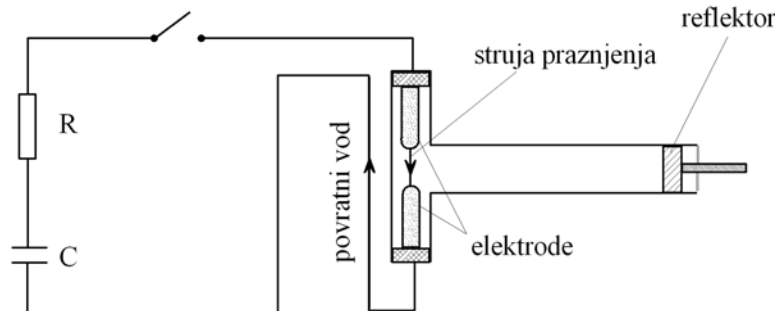
Važne osobine udarnih talasa koje slede iz dalje analize [1] su:

1. Parametar kompresije je u slučaju plazme van magnetnog polja uvek veći od jedinice, tj. udarni talas je uvek kompresioni.
2. Brzina gasa ispred fronta (u laboratorijskom sistemu to je brzina kretanja fronta) je uvek nadzvučna.
3. Temperatura gasa iza udarnog fronta se povećava.

Takođe se pokazuje [20] da se refleksijom udarnog talasa od nepokretnog zida, njegova jačina značajno povećava. Ova osobina udarnih talasa se može iskoristiti za dobijanje visokotemperaturnog gasa refleksijom udarnog talasa od reflektora postavljenog na kraju udarne cevi.

Udarne T-cevi

U elektromagnetnoj udarnoj cevi udarni talas se stvara pri električnom pražnjenju između elektroda. Visokonaponska i niskoinduktivna baterija kondenzatora se isprazni kroz gas pri čemu se stvara plazma u kraćem delu T-cevi (slika 1.5). Interakcija između magnetnog polja struje kroz povratni vod i struje pražnjenja u cevi generiše udarni talas koji se kreće duž bočnog dela T-cevi. Na kraju cevi se postavlja reflektor. Odbijanjem od reflektora udarni talas vrši dalje zagrevanje gasa.



Slika 1.5

Plazma proizvedena u T-cevi skoro u potpunosti zadovoljava uslove potrebne za kvalitetno ispitivanje Stark-ovih parametara spektralnih linija. U ranijim radovima [21] i [22] koji su razmatrali vodonikovu plazmu proizvedenu u T-cevi Laboratorije za fizičku elektroniku Instituta za fiziku, utvrđeno je da je ona kvazistacionarna i homogena u intervalu vremena relevantnim za spektroskopska snimanja. Stacionarnost i homogenost plazme su ispitivani pod uslovima modela lokalne termodinamičke ravnoteže⁵ (LTR).

Plazma je stacionarna kada se populacije pojedinih vrsta komponenata ne menjaju u toku vremena, tj. ako je $\frac{dn_{\alpha}^{(n)}}{dt} = 0$, gde $n_{\alpha}^{(n)}$ označava koncentraciju čestica vrste α u stanju sa kvantnim brojem n . Kako je promena koncentracije čestice uslovljena populacionim i depopulacionim procesima, stacionarnost plazme se ocenjuje upoređivanjem relaksacionih vremena za pojedine procese u plazmi sa vremenom života plazme τ_{pl} . Rezultati [21] su pokazali da je relaksaciono vreme za ekscitaciju za dva ili tri reda veličine manje u odnosu na τ_{pl} , tako da se može reći da je plazma kvazistacionarna.

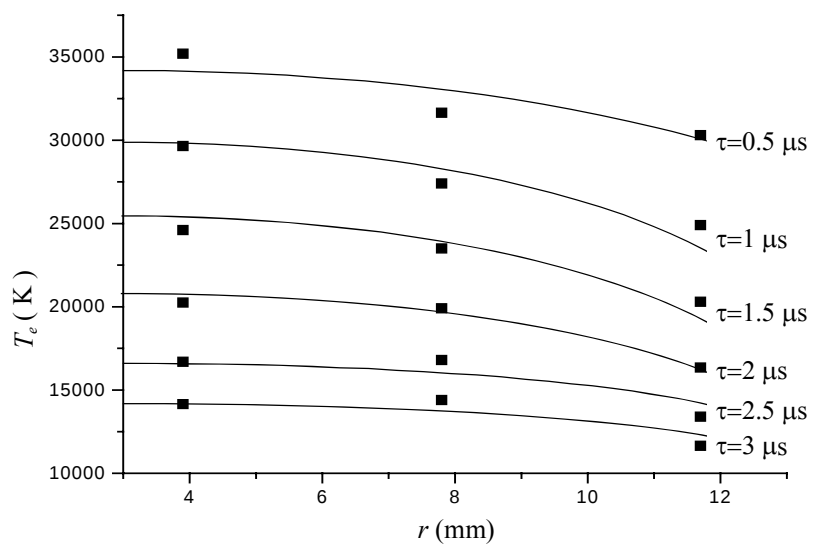
Homogenost plazme podrazumeva da je broj čestica određene vrste koji u jedinici vremena prođe kroz jedinicu površine neke kontrolne ravni u jednom smeru jednak broju čestica u suprotnom smeru [1]. To znači, da u toku posmatranja nema prostorne promene parametara plazme, tj. ne postoji gradijent koncentracije ili temperature u zapremini koju zauzima plazma. Pošto se spektroskopska ispitivanja vrše na fiksnom položaju bočnog dela T-cevi, uglavnom na 4 mm od reflektora, radijalna homogenost plazme je veoma važna⁶. Na slici 1.6 i 1.7. prikazani su rezultati rada [22], gde je merena promena elektronske koncentracije i temperature duž prečnika cevi.

Vodonikova H_{β} linija, koja je korišćena za spektroskopsko određivanje elektronske koncentracije i temperature, snimana je u šest položaja duž prečnika cevi: na rastojanjima 3.9 mm, 7.8 mm i 11.7 mm od ose cevi sa jedne strane i isto toliko sa druge strane. Svaka tačka na oba grafika predstavlja srednju vrednost za dva simetrična položaja.

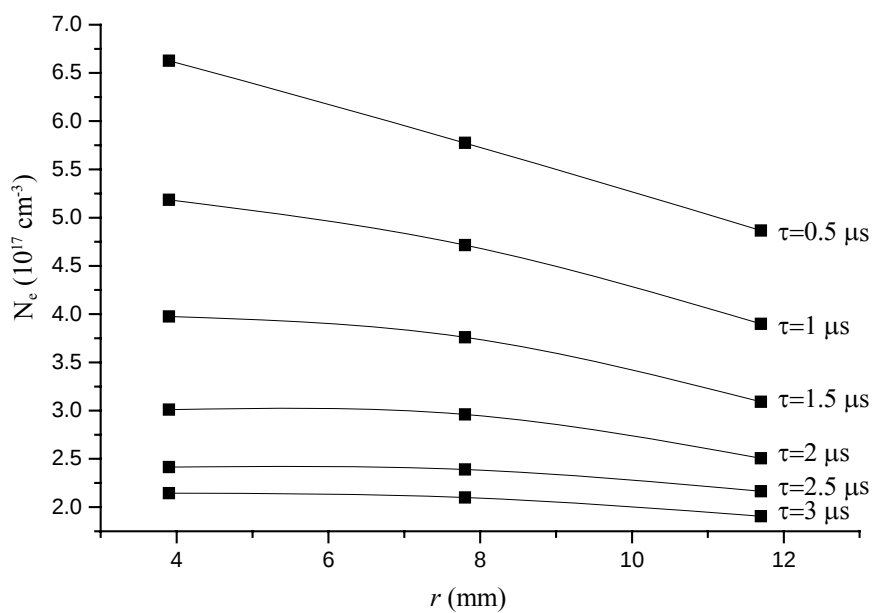
Na osnovu ovih rezultata se može zaključiti da je plazma dobijena u T-cevi slabo nehomogena, odnosno postoje mali negativni radijalni gradijenti elektronske temperature i koncentracije, naročito u graničnom sloju uz zidove cevi. Međutim, u oblasti u kojoj se najviše vrše snimanja, a to je sredina cevi koja obuhvata sloj debljine 3-4 mm, plazma se može smatrati gotovo sasvim homogenom [22].

⁵ LTR predstavlja jedan od modela koji opisuje populaciono-depopulacione procese u plazmi. Njegova osnovna pretpostavka je da slobodni elektroni u lokalizovanom prostoru plazme imaju Maxwell-ovu raspodelu po brzinama, i da je populacija energetskih nivoa određena Boltzmann-ovom i Saha-jednačinom. Dominantni procesi u plazmi su sudarni procesi, pri čemu je svaki od njih praćen inverznim procesom sa istom verovatnoćom u skladu sa principom detaljne ravnoteže. Stanje LTR nije u potpunosti termodinamički ravnotežno, jer postoje makroskopske brzine kretanja pojedinih komponenata, kao i transportni procesi prouzrokovani prostornom promenom gustina i temperatura svake komponente.

⁶ U slučaju radijalne nehomogenosti, tj. postojanja više slojeva duž radijusa plazme sa različitim koncentracijama i temperaturama, vrši se Abel-ova inverzija snimljenog spektra. Ova procedura obuhvata računanje doprinosa zračenja pojedinih slojeva ukupnom zračenju.



Slika 1.6 Radijalna raspodela temperature u T-cevi.

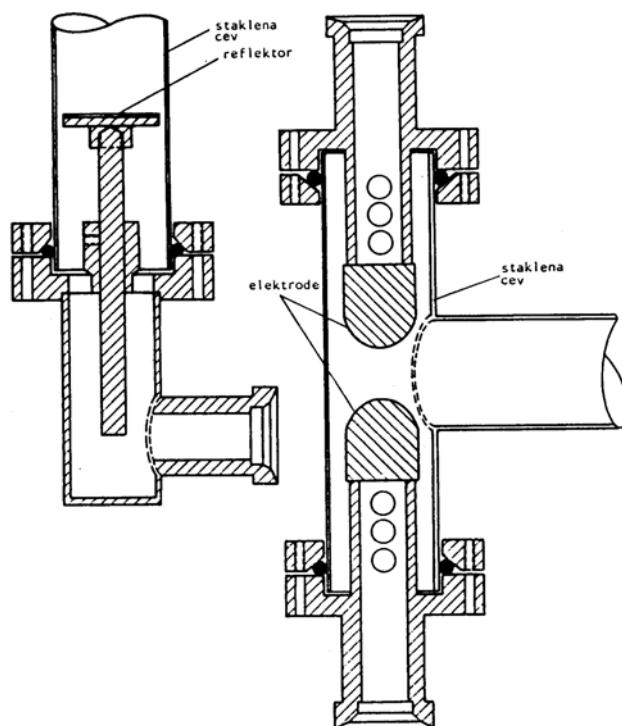


Slika 1.7 Radijalna raspodela koncentracije u T-cevi.

GLAVA II

OPIS IZVORA PLAZME

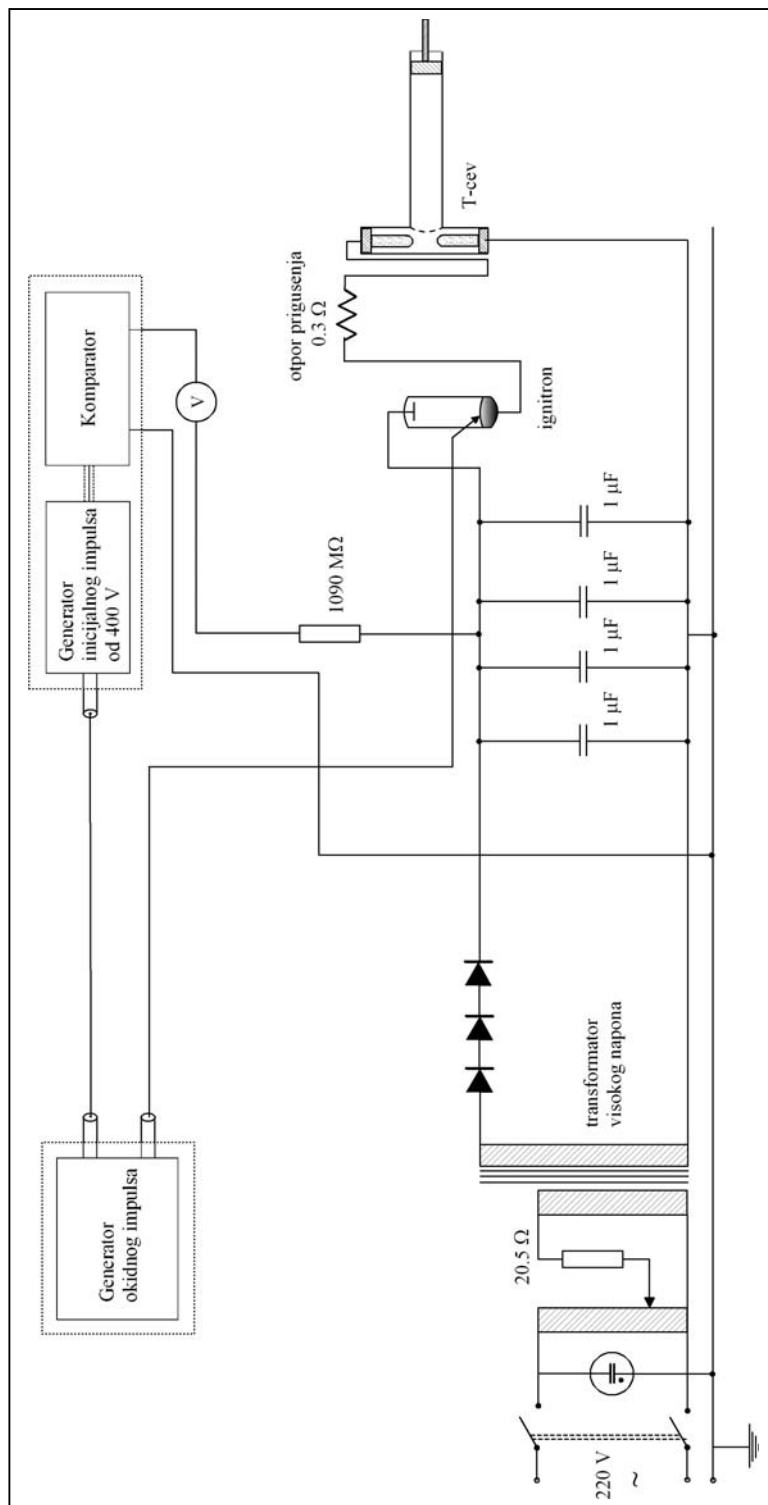
Kao izvor plazme, u ovom radu je korišćena elektromagnetna udarna T-cev. Njen presek je dat na slici 2.1. Cev je izrađena od stakla, i konstruisana tako da se može lako zameniti. Elektrode su izrađene od volframa da bi se deponovanje materijala elektroda na zidove cevi svelo na minimum. Elektrode su pričvšćene na mesingane nosače na kojima se nalaze otvori za protok radnog gasa i vakuumiranje sistema. Reflektor je od kvarcnog stakla i zalepljen je na držač od mesinga čiji se položaj može menjati, a time se može menjati i efektivna dužina T-cevi. Iza reflektora takođe postoje otvori za dovođenje radnog gasa u cev.



Slika 2.1 Presek T-cevi.

2.1. Električni sistem

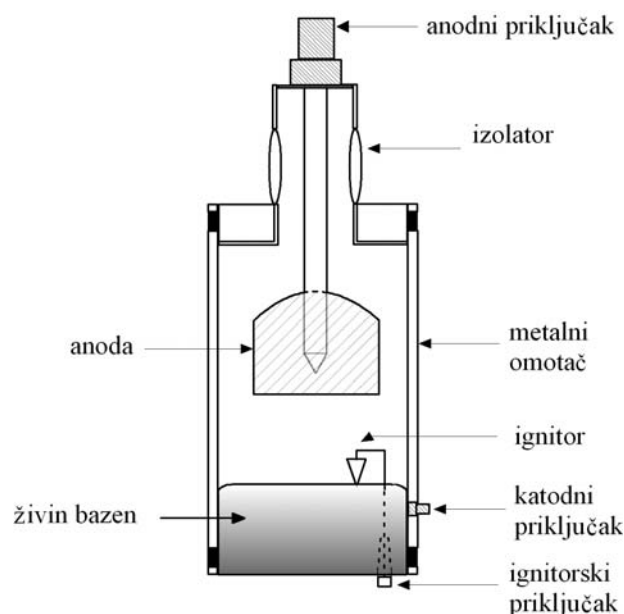
Pod električnim sistemom se podrazumeva električno kolo koje obezbeđuje pražnjenje kroz cev i kontrolu pražnjenja. Ono se sastoji od kola za napajanje električnom energijom, kondenzatora kao akumulatora energije i sistema za iniciranje pražnjenja (slika 2.2) [5].



Slika 2.2 Električni sistem.

Kolo za napajanje treba da obezbedi punjenje kondenzatora do napona na kojem se želi izvršiti pražnjenje. Baterija kondenzatora se puni pomoću visokonaponskog transformatora, pri čemu otpornik u primaru transformatora služi za ograničenje struje punjenja. Sekundar transformatora je vezan za ispravljački deo koji se sastoji od tri visokonaponske diode.

Akumulator energije čine četiri paralelno vezana kondenzatora od po $1\mu F$ i maksimalnog napona od 75 kV. U modifikovanom sistemu za pražnjenje kondenzatori se prazne preko ignitrona i otpornika od 0.3Ω . Otpornik služi za prigušenje amortizovanih oscilacija struje pražnjenja, tako da posle prigušenja ostaje praktično samo prva poluperioda [5]. Ignitron igra ulogu jakostrujnog prekidača i njegov poprečni presek je prikazan na slici 2.3.



Slika 2.3 Poprečni presek ignitrona.

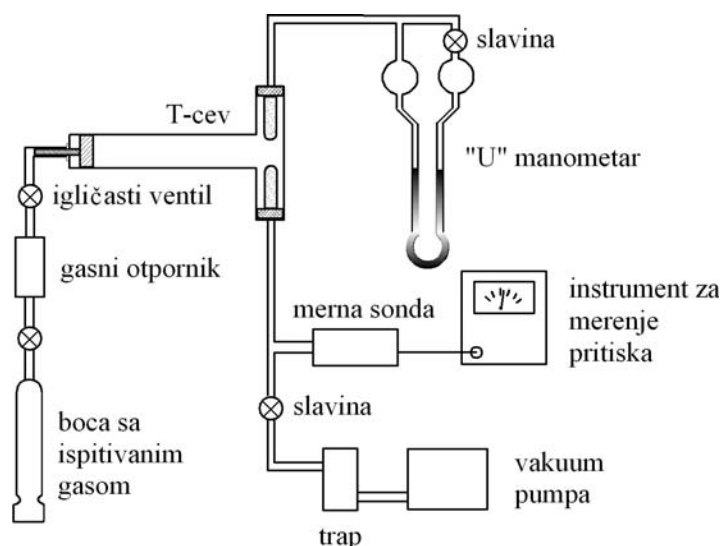
Kućiste ignitrona je cilindar od nerđajućeg čelika sa staklenim izolatorom koji odvaja elektrode različitog potencijala. Katodu čini živa, kojom je ispunjen rezervoar u donjem kraju ignitrona, a anoda je od grafita. Elektroda posredstvom koje se inicira provođenje ignitrona se zove ignitor. Bez napona na ignitoru, uređaj predstavlja otvoren prekidač sposoban da podnese veliku razliku potencijala bez provođenja [23]. Kada se dovede pozitivan napon između ignitora i živinog bazena, između njih nastaje tinjavo pražnjenje pri čemu se stvara živina para. Živa isparava i ispunjava cev između anode i katode, čime se obezbeđuje provođenje struje. To znači da, dovođenjem inicijalnog impulsa, ignitron postaje zatvoren prekidač preko koga se prazni kondenzatorska baterija.

Sistem za iniciranje pražnjenja sadrži i deo za kontrolu napona pražnjenja. Ovaj deo se sastoji od generatora inicijalnog impulsa, komparatora napona i generatora impulsa koji se vodi na ignitron. Napon na kondenzatorima se direktno meri voltmetrom korišćenjem visokonaponske sonde otpora $1090 M\Omega$. Izmereni napon se vodi na komparator čija je uloga da pri zadatom naponu baterije inicira generator inicijalnog impulsa koji na svom izlazu daje naponski impuls od 400 V. Impuls od 400 V okida generator impulsa čiji se izlazni signal vodi na ignitor i

time se obezbeđuje pražnjenje kondenzatora. Okidanje generatora impulsa od 400 V se može vršiti i ručno pomoću tastera. Detaljnije šeme komparatora, generatora inicijalnog impulsa od 400 V i generatora okidnog impulsa se mogu naći u radovima [19] i [23].

2.2. Gasni sistem

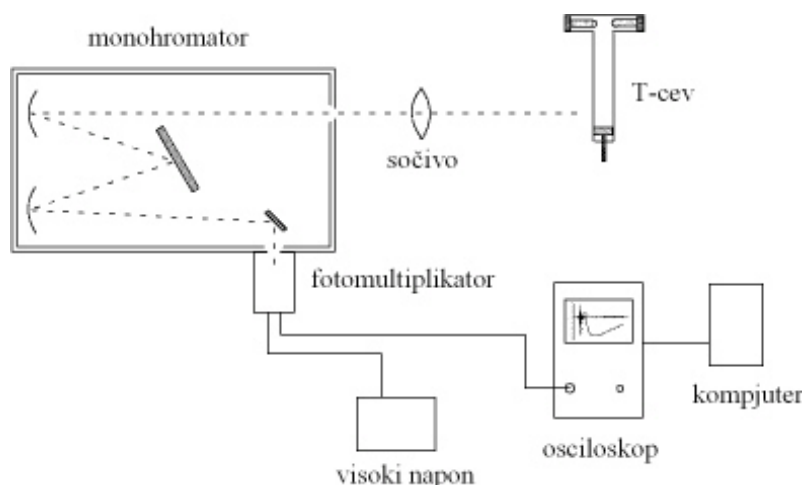
Shematski prikaz gasnog sistema je dat na slici 2.4. Da bi se obezbedila čistoća radnog gasa, pre početka merenja se iz T-cevi izvlači vazduh i ostale nečistoće pomoću vakuum pumpe. Trap služi za eliminisanje nečistoća iz cevi i uljnih kapljica koje potiču iz vakuum pumpe. Početni pritisak se meri pomoću merne sonde i elektronskog instrumenta za merenje niskog pritiska. Radni gas se u cev dovodi iz boce preko gasnog otpornika koji igra ulogu reduktora pritiska. Pritisak gasa u cevi se podešava igličastim ventilom, a meri pomoću uljnog "U" manometra.



Slika 2.4 Gasni i vakuumski sistem.

2.3. Optički i merni sistem

Šema optičkog sistema prikazana je na slici 2.5. Svetlost emitovana iz T-cevi fokusira se pomoću sabirnog sočiva na ulaznu pukotinu monohromatora. Merenja su vršena na osi T-cevi na mestu koje je udaljeno 116 mm od elektroda i 4 mm od reflektora. Disperzioni element monohromatora je difrakciona rešetka sa 1200 zareza po milimetru. Njenim zakretanjem se bira željena talasna dužina zračenja. Na izlaznoj pukotini monohromatora nalazi se fotomultiplikator, koji se napaja izvorom visokog napona. Signal sa fotomultiplikatora se vodi na digitalni osciloskop, pomoću kojeg se može posmatrati oblik signala.



Slika 2.5 Optički i merni sistem.

Računar istovremeno služi za prikupljanje podataka sa osciloskopa i za samu kontrolu osciloskopa. Softver korišćen u ovom radu je razvijen posebno za snimanje spektralnih linija iz T-cevi na Katedri za fizičku elektroniku. On omogućava odbacivanje onih signala koji jako odstupaju od očekivanog. Do pojave neobično malih ili velikih signala dolazi usled nereproducibilnosti pražnjenja. Ovakav način rada zahteva izvesno eksperimentalno iskustvo u merenjima sa T-cevi. Krajnji signal predstavlja srednju vrednost pet izabranih signala. U daljoj obradi prikupljenih signala očitavanje spektralnih intenziteta u relativnim jedinicama je moguće izvršiti za proizvoljne vremenske intervale i u proizvoljnom broju tačaka. Kao rezultat te obrade se dobijaju spektralni intenziteti posmatrane linije za izabrana vremena, na osnovu čega se rekonstruiše profil linije za ta vremena.

GLAVA III

OPIS MERENJA I DISKUSIJA REZULTATA

Ispitivanje Stark-ovog širenja izolovanih jonskih linija predstavlja veliki interes kako za proveru teorije, tako i u dijagnostici plazme. Određivanje Stark-ovih parametara Ar II linija je naročito korisno zbog rasprostranjenosti primene argona kao radnog gasa u različitim izvorima plazme.

Cilj ovog rada je bio nalaženje optimalnih uslova za snimanje spektralnih linija jonizovanog argona. U tom cilju kao radni gas je prvo korišćena smeša argona i vodonika u procentualnom sastavu 95 % argona i 5% vodonika. Dodavanje vodonika je bilo potrebno iz dva razloga. Vodonikova H_{β} linija, kao veoma dobro ispitana linija za koju postoji ravijena i dovoljno tačna teorija Stark-ovog širenja, je služila za procenu elektronske koncentracije u plazmi. Ova procena je vršena merenjem poluširine linije koja je proporcionalna elektronskoj koncentraciji. Drugi razlog je bio efikasnije grejanje plazme, tj. obezbeđivanje energije dovoljne za jonizaciju argona⁷. Vodonik, kao atom sa masom ~ 40 puta manjom od argona, prima energiju od spoljašnjeg električnog polja mnogo efikasnije nego atomi argona.

Međutim, pri prvobitnim merenjima dobijene su izuzetno male koncentracije od $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. To znači da je i temperatura plazme niska, a takvi uslovi u plazmi nisu odgovarajući za izučavanje spektralnih linija jonizovanih atoma, jer je koncentracija jona u plazmi, zbog niske temperature i elektronske koncentracije, nedovoljna. Zbog toga je, očekivajući veću elektronsku koncentraciju, napravljena nova smeša sa procentualnim sastavom 90% vodonika i 10% argona i sva dalja merenja su vršena sa tim radnim gasom.

3.1. Karakteristike izvora plazme

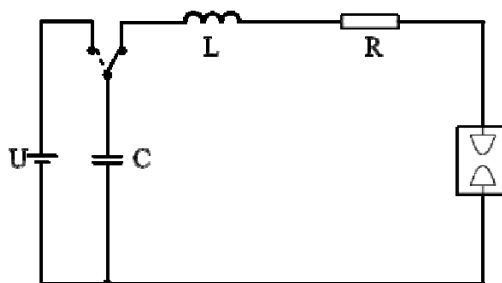
T-cev, kao izvor plazme čiji se rad zasniva na pojavi udarnog talasa, treba da zadovolji nekoliko uslova. Udarne talas nastaje u prostoru između elektroda usled električnog pražnjenja kroz radni gas. Na tom mestu se vrši intenzivna jonizacija gasa, odnosno nagli porast koncentracije (pritiska) naelektrisanih čestica, kao i nagli porast temperature gasa. Da bi nastao dovoljno veliki gradijent ovih veličina, potrebno je da jačina struje pražnjenja bude što veća i da njen porast bude što brži. Drugi zahtev se realizuje smanjenjem induktivnosti električnog kola na minimum. U slučaju modifikovane T-cevi, gde se kao jakostrujni prekidač koristi ignitron, važno je napomenuti, da je otpor i induktivitet ignitrona za vreme pražnjenja zanemarljivo mali u odnosu na otpor i induktivitet kola za pražnjenje [22]. Velika vrednost jačine struje je potrebna i radi postizanja veće brzine udarnog fronta, što dalje utiče na efikasnost zagrevanja gasa. Udarne front se dodatno ubrzava i odbija u bočni deo T-cevi usled interakcije struje pražnjenja sa strujom koja teče kroz povratni vod. Pošto je ova interakcija proporcionalna kvadratu jačine struje pražnjenja, ona mora da bude što intenzivnija. Na brzinu udarnog talasa utiče i početna razlika između pritisaka iza i

⁷ Jonizaciona energija neutralnog argona je 15.755 eV.

ispred udarnog fronta. To znači da je odgovarajućim izborom pritiska radnog gasa p_0 moguće u izvesnoj meri povećati brzinu fronta udarnog talasa.

3.1.1. Jačina struje pražnjenja

Jačina struje pražnjenja predstavlja jednu od glavnih karakteristika pražnjenja. Ona se kod ovakvih vrsta gasnog pražnjenja kao što je u T-cevi uglavnom meri kalemom Rogovskog, koji na svom izlazu direktno pokazuje promenu izvoda struje pražnjenja u toku vremena. Ako se ovaj izlazni signal propusti kroz integrirajuće RC kolo, dobija se jačina struje. Međutim, pošto u našem slučaju nismo imali na raspolaganju kalibrisan kalem, morali smo pribеći drugoj metodi određivanja jačine struje, koja zahteva poznavanje karakteristika kola za pražnjenje. Postupak za određivanje jačine struje pražnjenja se dobija analizom RLC kola. Kolo za pražnjenje kondenzatora kroz elektrode T-cevi je principijelno prikazano na slici 3.1.



Slika 3.1 RLC kolo.

Kondenzator kapaciteta C se puni do odabranog napona pražnjenja U . Ako su L i R ukupni induktivitet i otpor kola, promena struje u RLC kolu se opisuje jednačinom:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} I = 0 \quad (3.1)$$

Ako uvedemo koeficijente:

$$\alpha = \frac{R}{2L}, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{i}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (3.2)$$

u zavisnosti od njihovog odnosa, tj. odnosa koeficijenata α i ω_0 razlikujemo tri režima oscilovanja RLC kola:

1. Kvaziperiodično prigušeno oscilovanje nastaje kada je $\omega_0^2 > \alpha^2$, tj. pri uslovu:

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Rešenje jednačine (3.1.) je u ovom slučaju:

$$I = \frac{U}{L\omega} e^{-\alpha t} \sin \omega t \quad (3.3)$$

a period oscilovanja je:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}} \quad (3.4)$$

Struja dostiže svoj nulti maksimum $I_{\max 0}$ u trenutku $t = T/4$, a k-ti maksimum za $t = T/4 + kT/2$ koji je jednak:

$$|I_{\max k}| = \frac{U}{L\omega} e^{-\alpha \frac{T}{4}} e^{-\alpha k \frac{T}{2}} = I_{\max 0} e^{-\alpha k \frac{T}{2}} \quad (3.5)$$

logaritmovanjem i sređivanjem ove jednačine se dobija:

$$\ln |I_{\max k}| = \ln I_{\max 0} - \alpha \frac{T}{2} k \quad (3.6)$$

2. Kritično prigušeno oscilovanje prisutno je u slučaju $\omega_0^2 = \alpha^2$, tj.

$$R_c = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

gde je R_c vrednost otpora koji je potreban da bi oscilovanje kola bilo kritično prigušeno.

U ovom slučaju struja se izražava kao:

$$I = \frac{U}{L} t e^{-\alpha t} \quad (3.7)$$

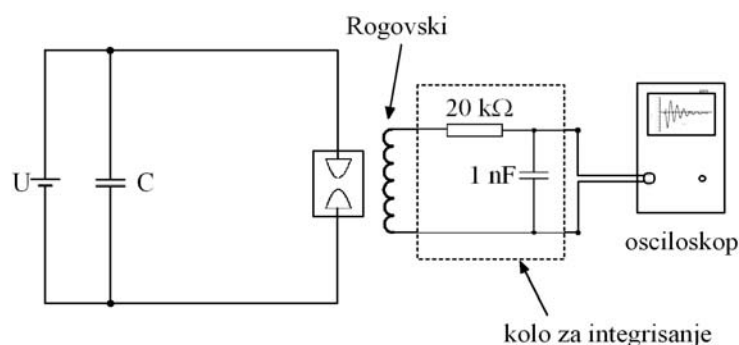
a maksimum struje je dat jednačinom:

$$I_{\max} = \frac{2U}{R} \frac{1}{e} \quad (3.8)$$

3. Aperiodično prigušeno oscilovanje kada je $\omega_0^2 < \alpha^2$.

U kolima za impulsna pražnjenja kao što je T-cev, poželjno je realizovati kritično prigušeni režim, jer u tom slučaju struja ne menja smer, a nema ni pojave inverznog napona koji bi smanjivao radni vek kondenzatora. Takođe, struja doseže svoj maksimum dosta brzo i potom brzo opadne na nivo određen karakteristikama kola, što omogućava da se pražnjenje izvrši za najkraće vreme. Zbog ovih razloga u kolo za pražnjenje T-cevi je vezan otpornik od 0.3Ω niskog induktiviteta.

Induktivnost i otpor kola za pražnjenje mogu se odrediti iz oblika struje pražnjenja pri uslovima kvaziperiodičnog prigušenog oscilovanja. Ovakav režim se postiže ako se otpornik za prigušenje kratko spoji. U tu svhu je korišćen kratkospojnik u obliku bakarne trake debljine 0.5 mm, širine 8 mm i dužine 8,5 mm. Oscilovanje kola se snima osciloskopom pomoću kalema Rogovskog postavljenog blizu kola za pražnjenje. Šema kola za merenje kvaziperiodičnog prigušenog oscilovanja prikazan je na slici 3.2.



Slika 3.2 Shematski prikaz kola za merenje jačine struje.

Signal na krajevima kalema srazmeran je izvodu jačine struje sa vremenom. Radi dobijanja talasnog oblika jačine struje $I(t)$ ovaj izlazni signal se prethodno propusti kroz integrirajuće RC-kolo.

Primer oscilograma dobijen pri naponu $U=17$ kV je dat na slici 3.3. Sa oscilograma se određuje vrednost perioda T , kao i vrednosti odgovarajućih maksimuma $I_{\max k}$ (u relativnim jedinicama). Prema formuli (3.4) se tada može izračunati frekvencija oscilovanja. Potom se crta kriva $\ln|I_{\max k}|$ u zavisnosti od k (slika 3.4), pa se iz nagiba prave određuje koeficijent α pomoću jednačine:

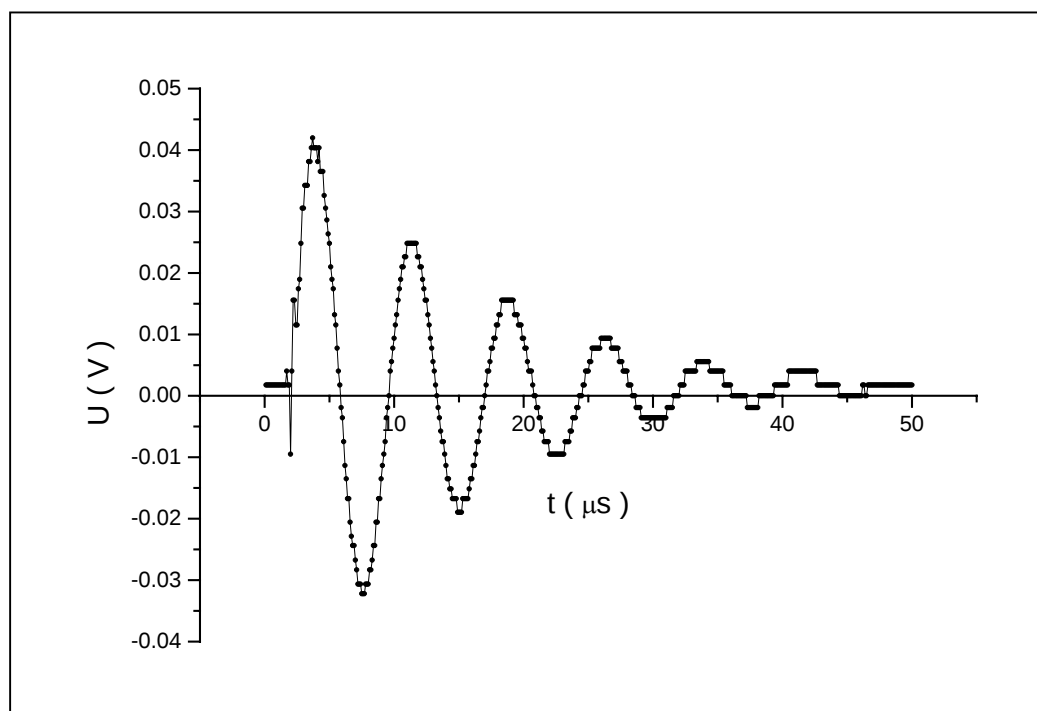
$$\alpha = \frac{2}{T} \frac{\Delta \ln|I_{\max k}|}{\Delta k} \quad (3.9)$$

Na osnovu jednačine (3.2) za induktivnost L se dobija:

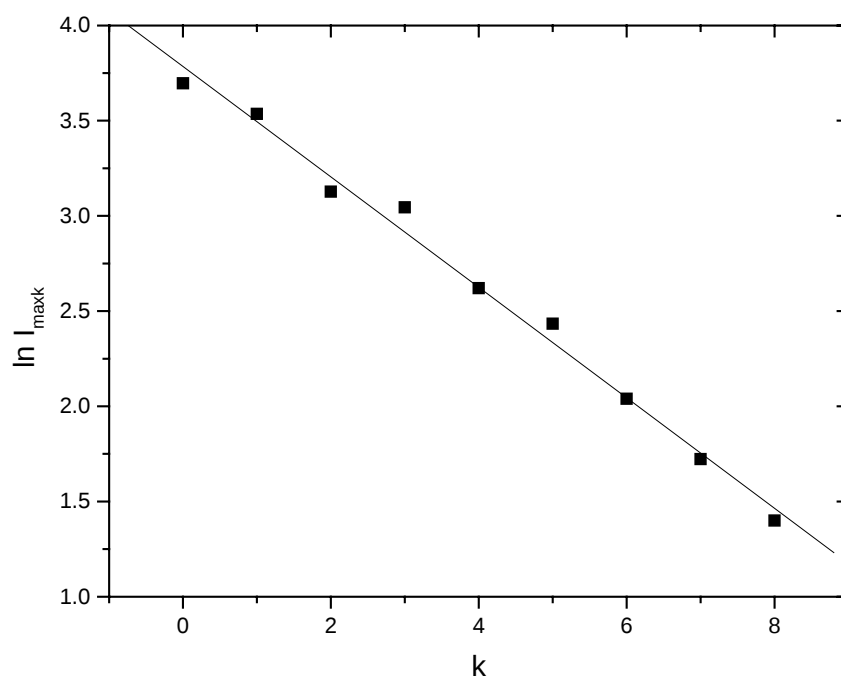
$$L = \frac{1}{C(\omega^2 + \alpha^2)} \quad (3.10)$$

a za otpor kola (bez otpora prigušenja):

$$R = 2\alpha L \quad (3.11)$$



Slika 3.3 Oscilogram kvaziperiodičnog prigušenog oscilovanja kola za pražnjenje.



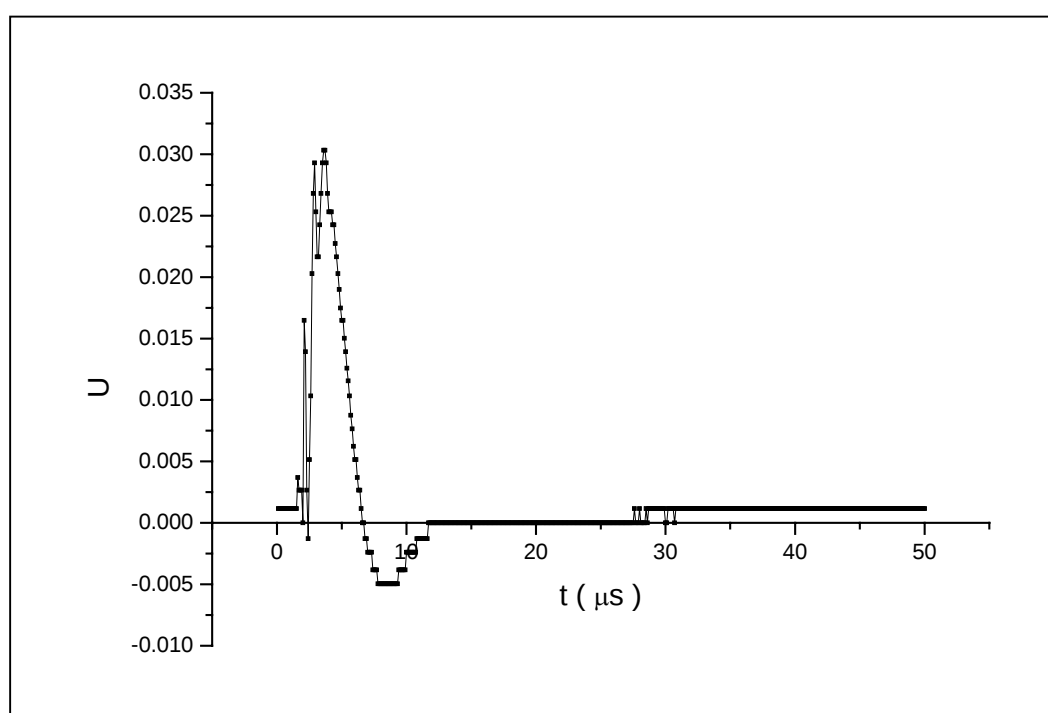
Slika 3.4

Vezivanjem otpora prigušenja prigušuju se oscilacije kola, i ostaje praktično samo prvi maksimum struje. Međutim, pošto se vrednost otpora ipak malo razlikuje od potrebnog R_c , kolo nije u potpunosti kritički prigušeno, već postoji izvestan negativni maksimum struje, odnosno napona (Slika 3.5).

Zanemarujući mali drugi maksimum, dovoljno je odrediti $I_{\max 0}$ na osnovu jednačine:

$$I_{\max 0} = \frac{U}{L\omega} e^{-\alpha \frac{T}{4}} \quad (3.12)$$

Prvi maksimum jačine struje za prigušeni režim se dobija uračunavanjem vrednosti otpora prigušenja u ukupan otpor kola i koristeći jednačinu (3.8).

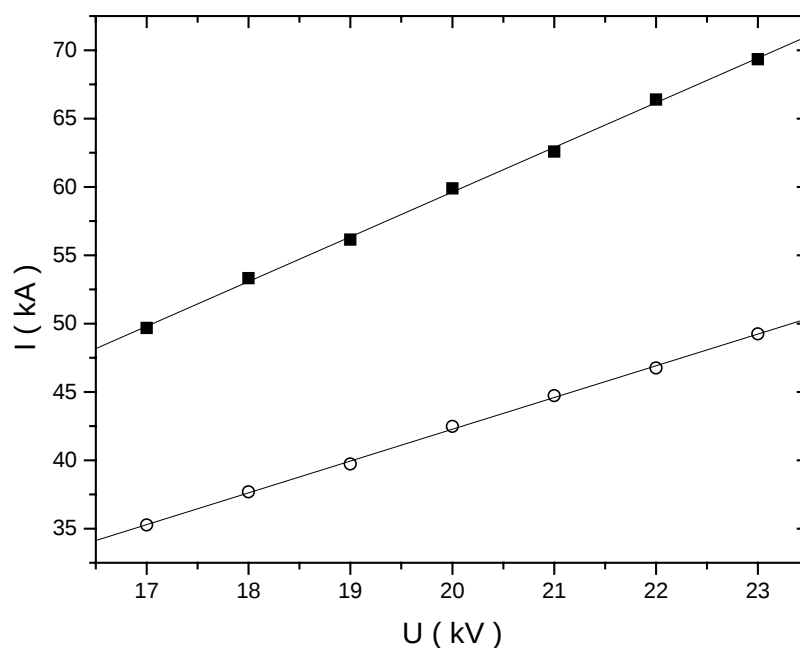


Slika 3.5 Oscilogram kritično prigušenog oscilovanja.

Primenjujući opisani postupak, prvi maksimum jačine struje pražnjenja određena je za različite vrednosti napona pražnjenja od 17 do 23 kV za kvaziperiodično prigušeni i kritično prigušeni režim. Promena jačina ovih struja sa naponom prikazana je na slici 3.6.

Na osnovu grafika se vidi da je struja pražnjenja pri kritično prigušenom režimu, tj. kada je u kolu vezan dodatni otpornik od 0.3Ω , manja od struje za kvaziperiodično prigušeni režim. To znači da prisustvo ovog otpornika u kolu snižava jačinu struje pražnjenja, tj. energiju koja se predaje radnom gasu.

Sa jedne strane cilj je da se dobije veća struja da bi interakcija između povratnog voda i struje pražnjenja bila veća, time postižući i veći stepen jonizacije. Međutim, sa druge strane, potrebno je da se dobiju prigušene oscilacije. Prema tome, treba da se nađe neki kompromis između ova dva zahteva. Na osnovu grafika se vidi, da je jedno od mogućih rešenja povećanje napona, usled čega se dobija jača struja uz prigušene oscilacije.



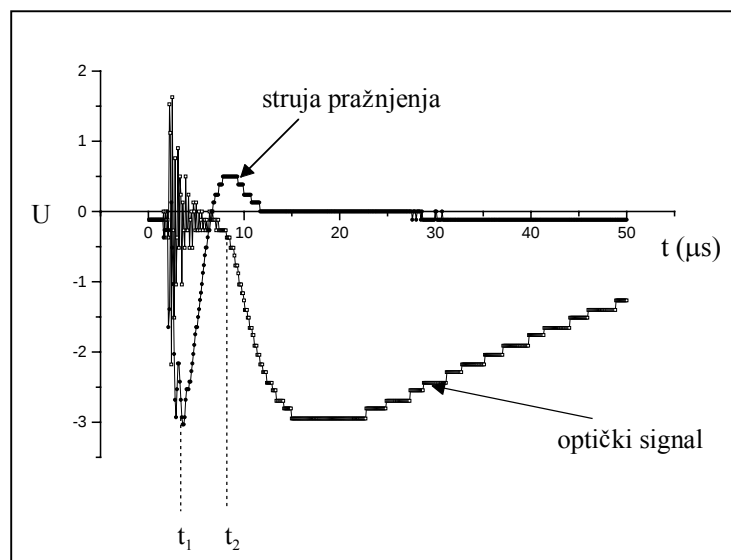
Slika 3.6 Zavisnost prvog maksimuma struje pražnjenja od napona. Kvadratići prikazuju zavisnost maksimuma struje od napona u kvaziperiodičnom prigušenom režimu, a kružići u kritično prigušenom režimu

3.1.2. Srednja brzina fronta udarnog talasa

Brzina fronta udarnog talasa u T-cevi zavisi od jačine i trajanja struje pražnjenja, čije su vrednosti određene karakteristikama električnog kola, i od pritiska radnog gasa. Ranijim merenjima [4] koje su vršene na T-cevi Laboratorije za fizičku elektroniku Instituta za fiziku sa varničnikom kao visokostrujnim prekidačem, utvrđeno je da je brzina fronta reda veličine $3 \cdot 10^4$ m/s. Ova merenja su izvedena pod pritiskom radnog gasa od 300 Pa i naponu pražnjenja od 20 kV. Kako je od tada T-cev modifikovana, tj. varničnik je zamenjen ignitronom, od interesa je proceniti srednju brzinu fronta udarnog talasa pod takvim, izmenjenim uslovima.

Jedna od bitnih karakteristika ignitrona je vreme jonizacije. Ono predstavlja vreme koje protekne od pobude ignitora do uspostavljanja strujnog toka kroz ignitron. Pri normalnim uslovima katodna (vruća) tačka se formira za vreme od $0.5 \mu\text{s}$ posle dovođenja impulsa na ignitor, a provođenje se uspostavlja za $0.1 \mu\text{s}$ posle [22]. To znači da porast struje pražnjenja između elektroda T-cevi traje otprilike $0.1 \mu\text{s}$.

Pošto se jačina struje pražnjenja može povećati povećanjem napona (Slika 3.6), procena srednje brzine fronta je rađena za različite napone, kao i za različite pritiske radnog gasa. Postupak se sastojao u sledećem. Svetlosno zračenje koje se emituje iz udarnog fronta se vodi na fotomultiplikator koji je povezan sa jednim kanalom osciloskopa, na kojem se dobija odgovarajući optički signal. Drugi kanal osciloskopa je vezan preko integrirajućeg RC kola za kalem Rogovskog pomoću koga se dobija promena jačine struje pražnjenja u toku vremena (Slika 3.7).

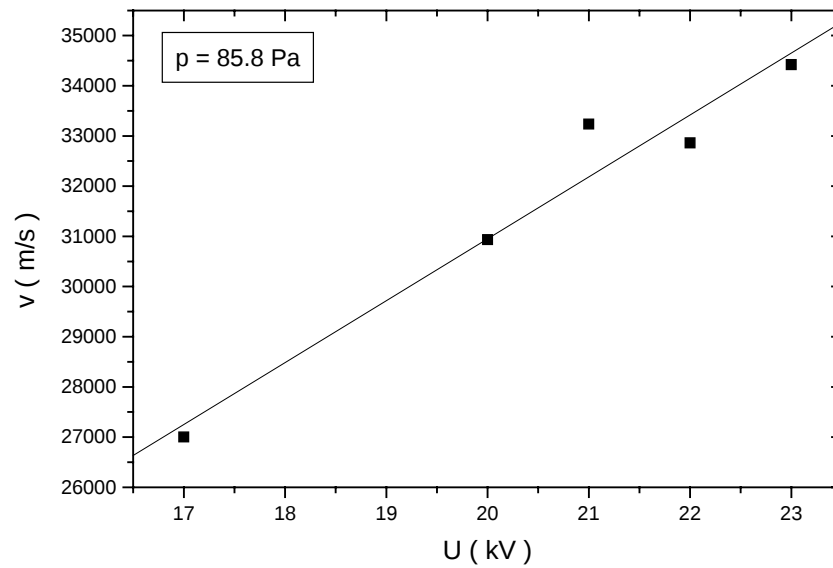


Slika 3.7 Oscilogram struje pražnjenja i optičkog signala.

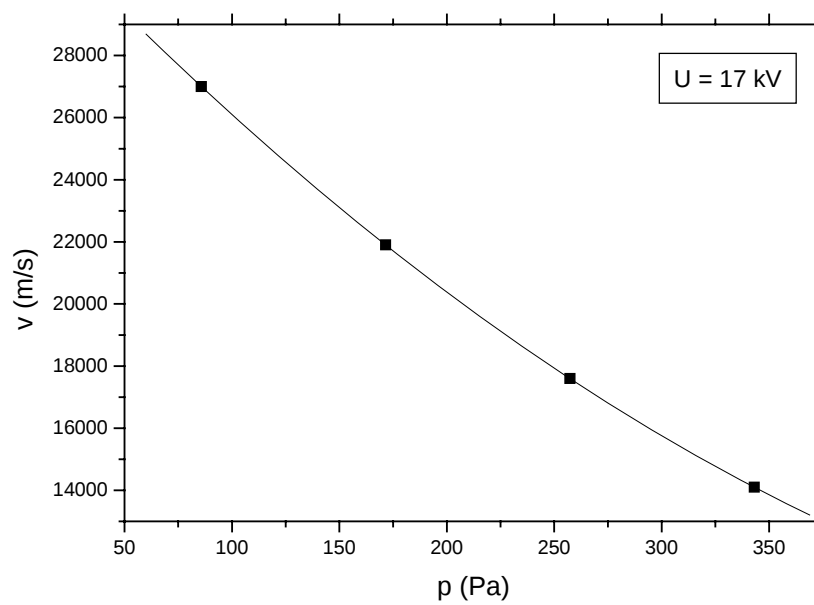
Sa oscilograma je moguće očitati vreme $\Delta t = t_2 - t_1$, gde t_1 predstavlja trenutak kada je struja pražnjenja maksimalna, odnosno kada je interakcija između povratnog voda i struje najjača. Zbog toga se t_1 može smatrati trenutkom kada plazma koja se nalazila u prostoru između elektroda, počinje da se kreće u bočni deo T-cevi. Trenutak pojave optičkog signala t_2 predstavlja trenutak kada front udarnog talasa stigne do mesta posmatranja. Poznavajući rastojanje između elektroda i mesta posmatranja x (u našem slučaju $x = 116 \text{ mm}$), srednja brzina fronta se određuje kao:

$$\bar{v} = \frac{x}{\Delta t} = \frac{x}{t_2 - t_1}$$

Zavisnost srednje brzine udarnog fronta od napona i pritiska data je na slici 3.8 i 3.9.



Slika 3.8 Zavisnost srednje brzine fronta udarnog talasa od napona pražnjenja.

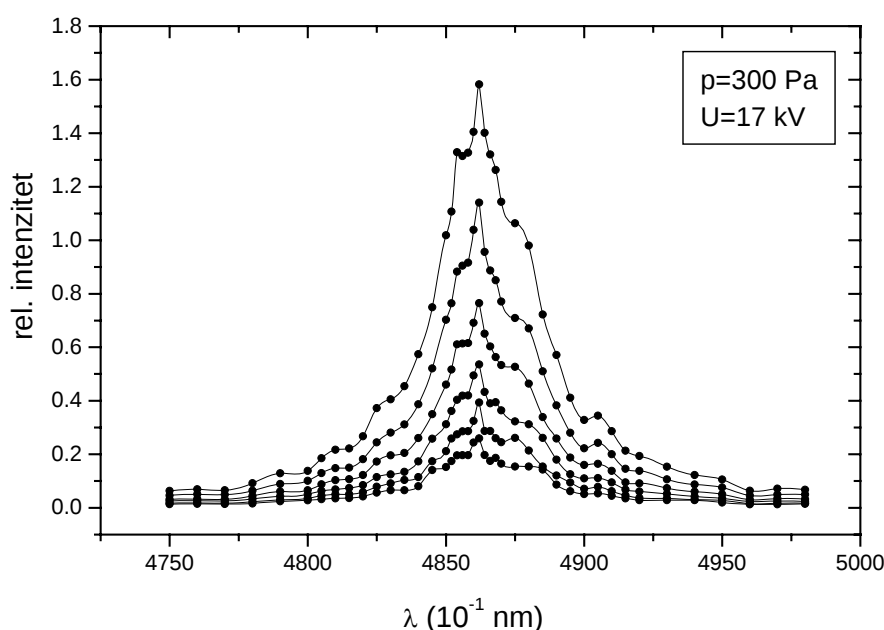


Slika 3.9 Zavisnost srednje brzine fronta od pritiska radnog gasa.

U našem slučaju, kada se kao prekidač u kolu koristi ignitron, vrednosti parametara pri kojima se dobija srednja brzina fronta udarnog talasa od $3 \cdot 10^4$ m/s su sledeći: pri pritisku od 85.8 Pa (Slika 3.8) napon pražnjenja mora da dostigne vrednost od $U \approx 20$ kV ; za napon $U = 17$ kV (Slika 3.9), pritisak treba sniziti čak na $p \approx 50$ Pa .

3.2. Spektroskopska merenja

Radi procene elektronske koncentracije plazme gasa procentualnog sastava 90% vodonika i 10% argona, snimana je vodonikova H_β linija na pritisku od 300 Pa i pri naponu pražnjenja od 17 kV (Slika 3.10). Pošto optički sistem poseduje određenu spektralnu karakteristiku, tj. osetljivost sistema nije ista na svim talasnim dužinama, intenziteti su korigovani na osetljivost optičkog sistema.

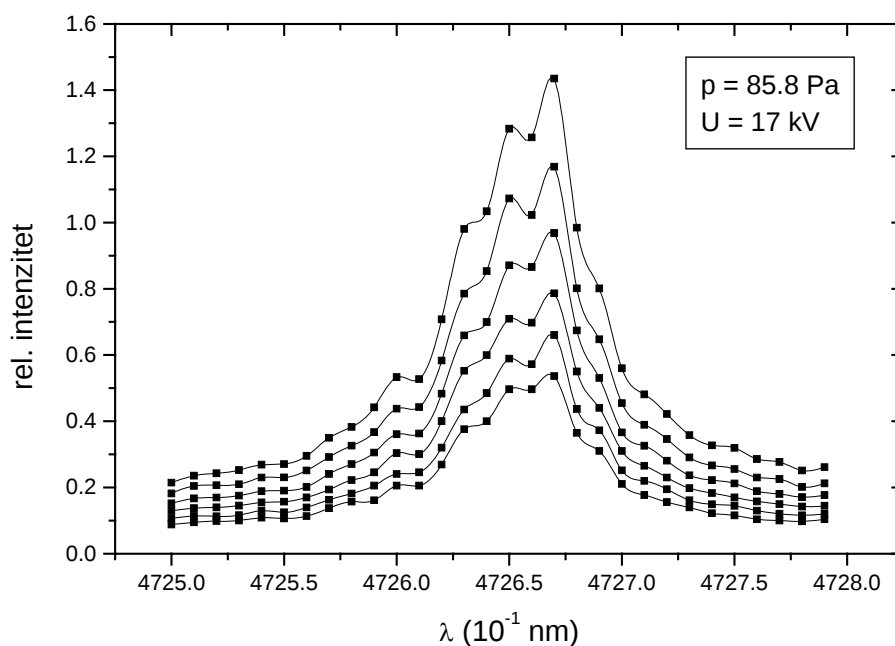


Slika 3.10 Profil vodonikove H_β linije za različita vremena života plazme.

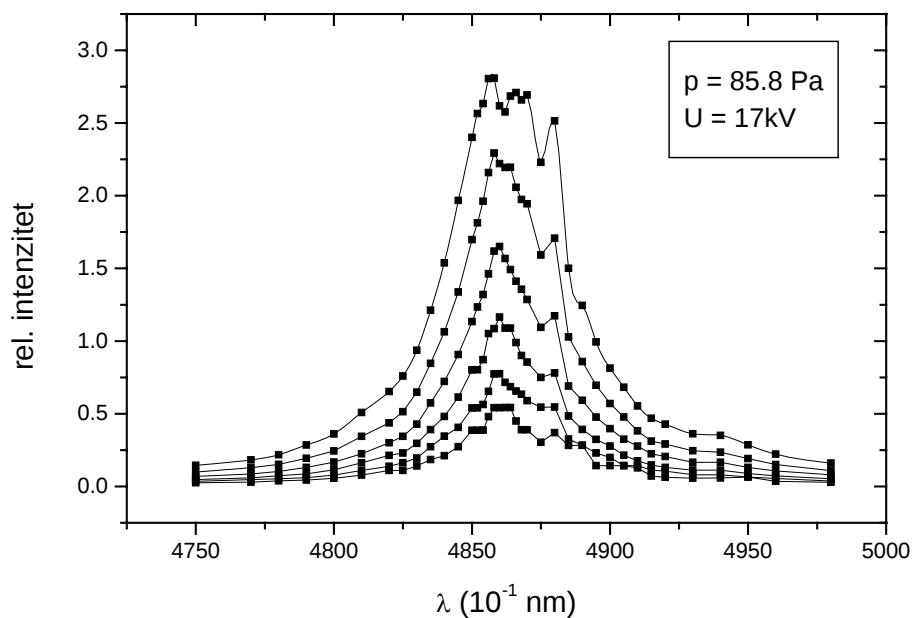
Snimljeni profili H_β linije pokazuju i prisustvo bliskih argonovih linija, te je zbog toga elektronska koncentracija mogla biti samo procenjena. Iz poluširine profila linije na osnovu VCS teorije⁸ procenjena elektronska koncentracija je iznosila $\sim 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ova vrednost je odgovarala očekivanoj, pri čemu je još ustanovljeno da je reproducibilnost optičkih signala veoma dobra. Prema tome, mogli smo pristupiti snimanju spektralnih linija jonizovanog argona. Pod istim uslovima snimljena je linija Ar II 472.6 nm, međutim, dobijeni rezultati nisu bili zadovoljavajući. Radi poboljšanja oblika profila ove linije pritisak radnog gasa je sa 300 Pa snižena na 85.8 Pa. Dobijeni profil spektralne linije Ar II 472.6 nm data je na slici 3.11, a vodonikove

⁸ Teorija Vidal, Cooper i Smith-a pripada grupi unificiranih teorija Stark-ovog širenja koje razmatraju profil kao celinu. Ova teorija daje dobre rezultate za vodonik i jone vodonikovog tipa.

H_{β} linije na istom pritisku na slici 3.12, pri čemu je procenjena elektronska koncentracija u ovom slučaju iznosila $\sim 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

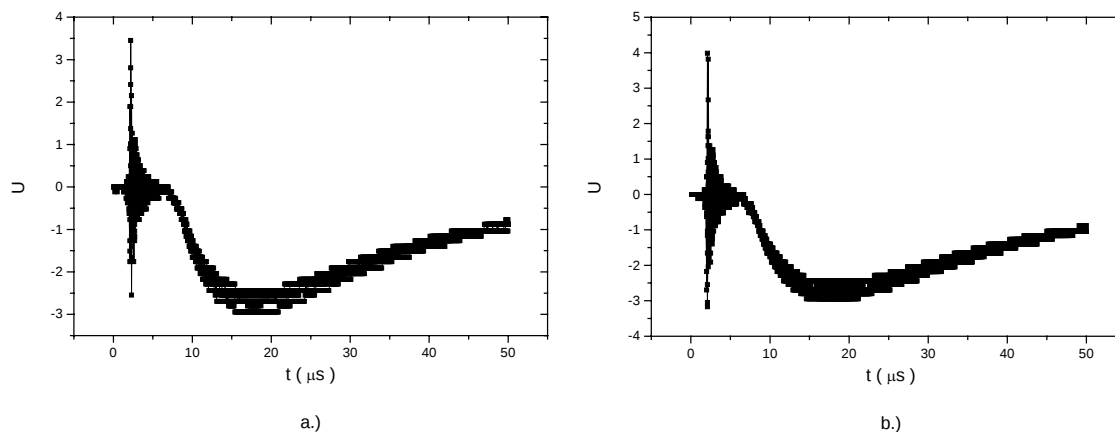


Slika 3.11 Profil linije Ar II 472.6 nm.

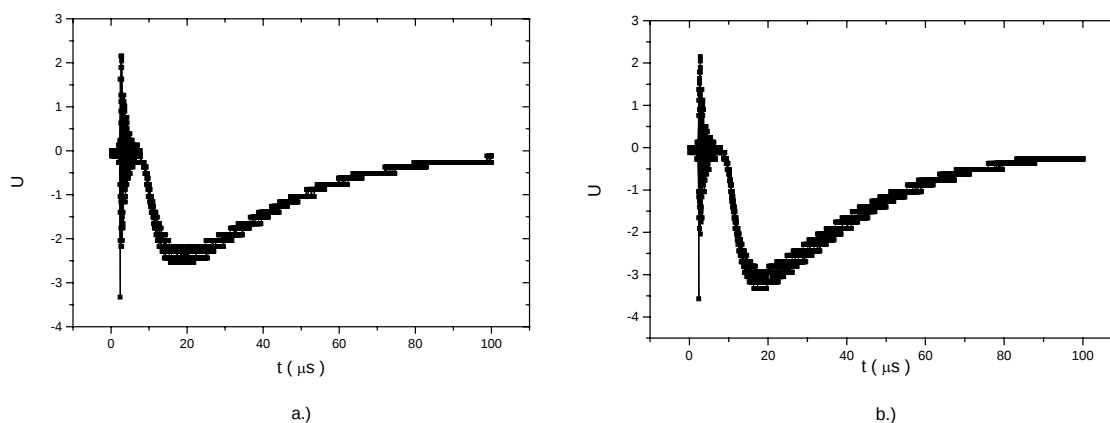


Slika 3.12 Vodonikova H_{β} linija na smanjenom pritisku $p=85.8 \text{ Pa}$.

Kako reproducibilnost optičkog signala za liniju jonizovanog argona još uvek nije bila zadovoljavajuća⁹, snimani su optički signali za H_{β} i Ar II 472.6 nm na različitim pritiscima i naponima pražnjenja. Dobijeni rezultati prikazani su na slici 3.13 i 3.14 za H_{β} , i na slici 3.15 i 3.16 za Ar II 472.6 nm.



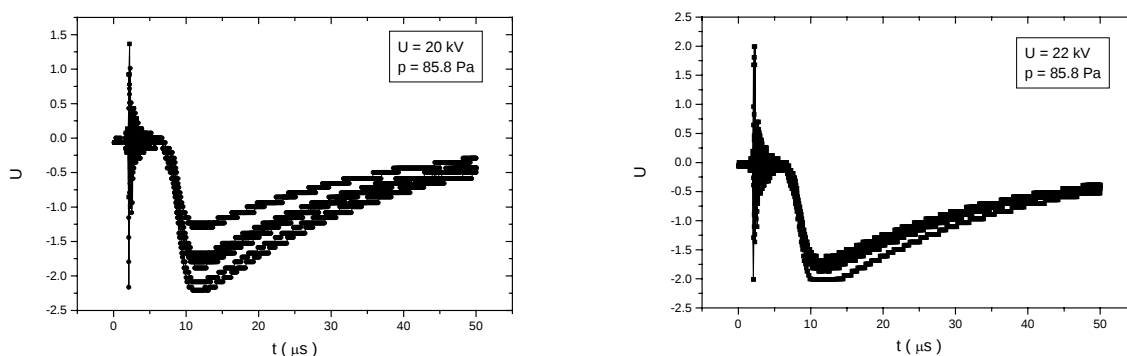
Slika 3.13 Ilustracija reproducibilnosti optičkog signala za vodonikovu H_{β} liniju na: a.) 20 kV i b.) 23 kV pri pritisku od $p=85.8$ Pa.



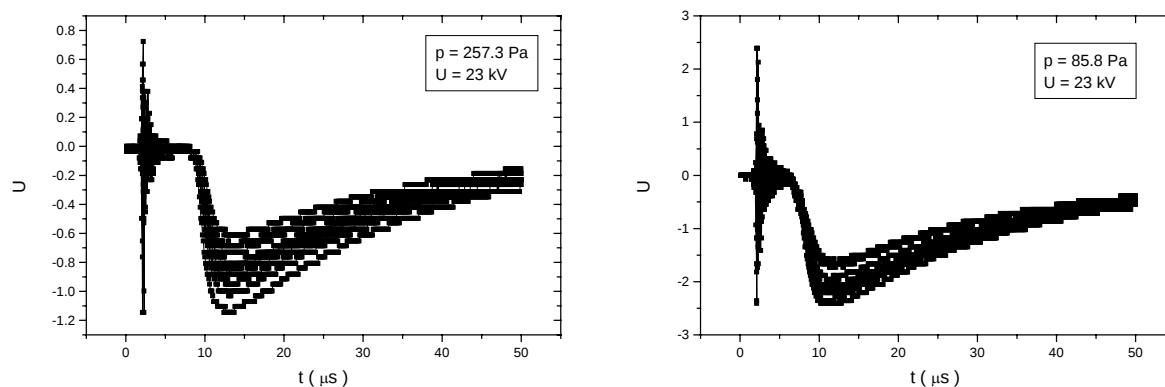
Slika 3.14 Optički signali za H_{β} liniju na: a.) 85.8 Pa i b.) 257.3 Pa pri konstantnom naponu od 17 kV.

Vidi se da za vodonikovu H_{β} liniju reproducibilnost signala ostaje praktično nepromenjena. To obezbeđuje kvalitetno snimanje ove linije u većem opsegu napona i pritiska. Znači, bilo koja kombinacija napona i pritiska u ovom opsegu koja bi bila optimalna za snimanje linije Ar II 472.6 nm, davaće dobre rezultate i za vodonikovu H_{β} liniju.

⁹ Pošto se profil spektralne linije rekonstruiše na osnovu dobijenih optičkih signala, veoma je važno da ti signali budu što reproducibilniji. To znači da optički signali ne smeju previše da odstupaju jedni od drugih po intenzitetu i vremenskom trajanju.



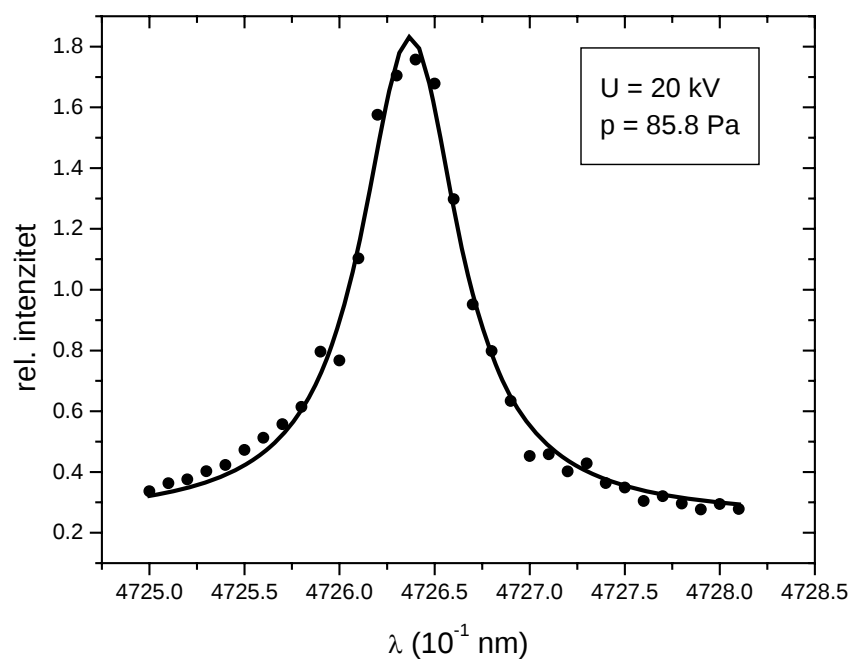
Slika 3.15 Optički signali za Ar II 472.6 nm na različitim naponima.



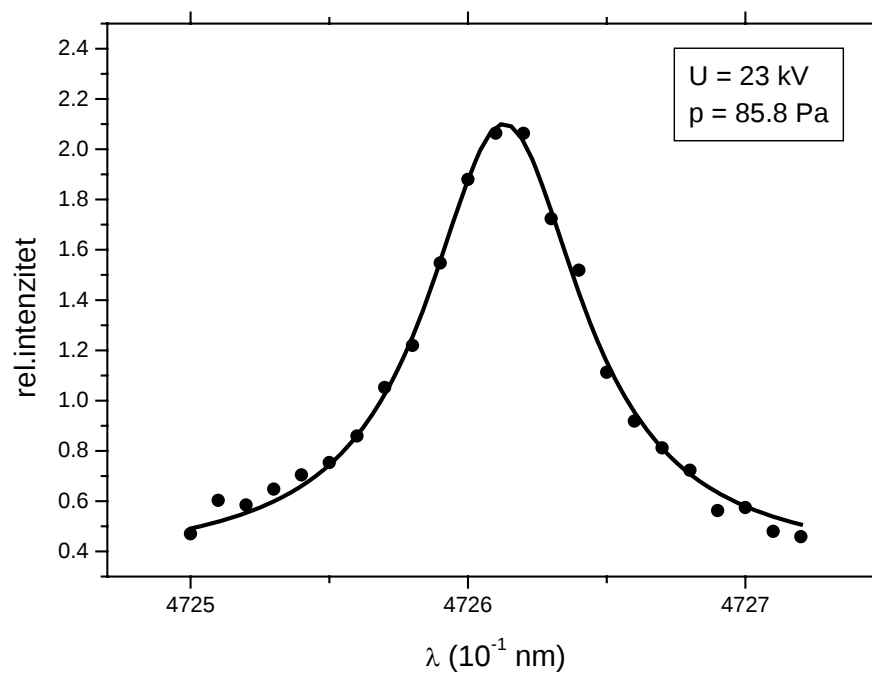
Slika 3.16 Prikaz reproducibilnosti optičkih signala na različitim pritiscima za Ar II 472.6 nm.

Opički signali kod Ar II 472.6 nm su najreproducibilniji pri naponu od 22-23 kV i pritisku 85.8 Pa.

Zbog toga je profil linije Ar II 472.6 nm snimljen pod uslovima za koje je prethodnom analizom utvrđeno da su optimalni, tj. na pritisku od 85.8 Pa i na naponima od 20 i 23 kV (Slika 3.17 i 3.18).



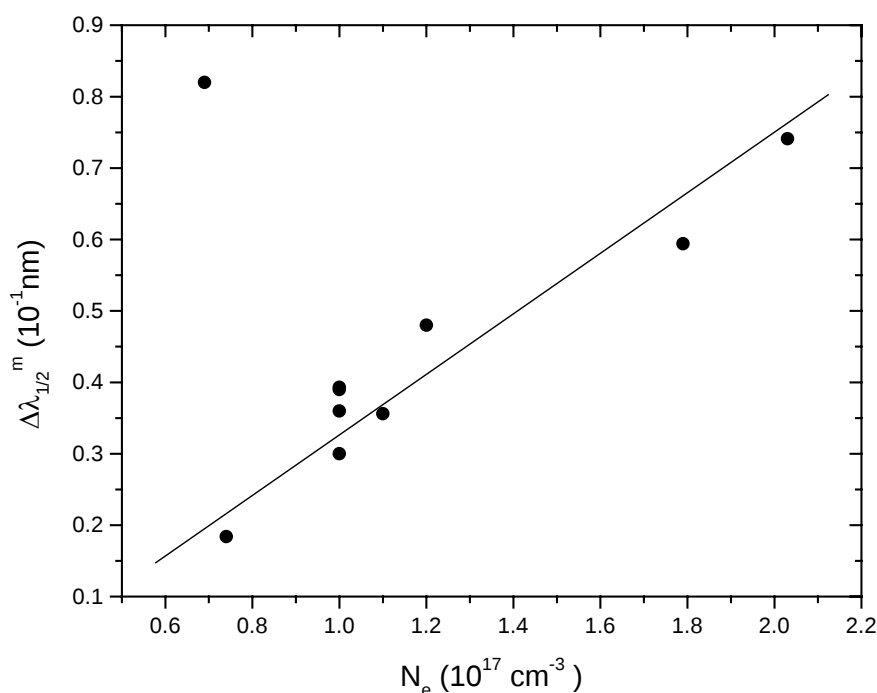
Slika 3.17 Profil linije Ar II 472.6 nm na 20 kV fitovan Lorentz-ovom krivom.



Slika 3.18 Profil linije Ar II 472.6 nm na 23 kV fitovan Lorentz-ovom krivom.

Profili linija prikazani na slikama 3.17 i 3.18 fitovani su na Lorentz-ov profil, pri čemu se zanemaruje doprinos instrumentalnog i Doppler-ovog širenja. Međutim, u okviru greške merenja u ovom radu ovaj postupak je sasvim zadovoljavajući s obzirom da cilj nije što tačnije merenje Stark-ovih parametara, već samo procena vrednosti na osnovu kojih će se nastaviti dalji rad.

Prema teoriji Stark-ovog širenja spektralnih linija jonizovanih atoma poluširina linije linearno zavisi od elektronske koncentracije plazme (jednačina (1.27)). Znači, na osnovu prethodnih snimaka moguće je proceniti koncentraciju. U ovom radu procena je rađena na osnovu grafika 3.19 Podaci za zavisnost poluširine $\Delta\lambda_{1/2}^m$ od elektronske koncentracije uzeti su iz radova [11,14,15,16 i reference navedene u tim radovima] za liniju 472.686 nm. Za ovu liniju postoje relativno konzistentni eksperimentalni rezultati, a i broj eksperimentalnih podataka za nju je zadovoljavajući.



Slika 3.19 Zavisnost eksperimentalno određenih poluširina linije Ar II 472.6 nm od elektronske koncentracije plazme.

Procenjena elektronska koncentracija je u slučaju napona pražnjenja od 20 kV $\sim 1.66 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a u slučaju $U = 23 \text{ kV}$, $\sim 1.77 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Upoređivanjem ovih vrednosti sa vrednošću koja je dobijena na osnovu vodonikove H_β linije, vidi se dobro slaganje, u okviru greške merenja koja je procenjena na oko 25-30 %.

ZAKLJUČAK

U radu su ispitivani uslovi u plazmi proizvedenoj u elektromagnetnoj udarnoj T-cevi, sa ciljem da se postignu što bolji uslovi za izučavanje spektralnih linija jedanput jonizovanih atoma argona. U tom cilju, menjani su uslovi pražnjenja u smislu promene napona pražnjenja, sastava i pritiska radnog gasa. Za procenu elektronske koncentracije korišćeni su eksperimentalni profili vodonikove H_{β} linije i linije Ar II 472.6 nm.

Početni parametri pražnjenja su bili: napon pražnjenja 17 kV, mešavina gasova 95 % Ar – 5 % H_2 i pritisak od 300 Pa. Pri ovim parametrima reproducibilnost signala je bila loša, a takođe je i procenjena vrednost elektronske koncentracije u plazmi bila mala.

Promenom mešavine gasova na 90 % H_2 – 10 % Ar, smanjenjem pritiska na 85.8 Pa i povišenjem napona pražnjenja na 23 kV, postigli su se zadovoljavajući uslovi. Pri ovim uslovima pražnjenja postignuta je elektronska koncentracija od blizu $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a i zadovoljavajući kvalitet eksperimentalnog profila spektralne linije Ar II 472.6 nm. Ova procena elektronske koncentracije je urađena na osnovu poluširine H_{β} linije i na osnovu eksperimentalne zavisnosti poluširine Ar II 472.6 nm linije od elektronske koncentracije.

Rezultat ovog rada omogućava ispitivanje Stark-ovog širenja spektralnih linija Ar II u plazmi elektromagnetne udarne T-cevi. U tom smislu se predlaže ispitivanje linija koje pripadaju multipletu $4D - 4D^0$ prelaza $3p^4 3d - 3p^4 ({}^3P) 4p$. Za linije koje pripadaju ovom multipletu postoje teorijske vrednosti Stark-ovih parametara, međutim neslaganje između brojnih eksperimentalnih rezultata je veliko, te se na osnovu njih ne može doneti validan zaključak o valjanosti teorijskih vrednosti, nego su potrebna nova pouzdana merenja.

LITERATURA

1. Božidar S. Milić, "Osnove fizike plazme", Beograd (1977)
2. D.E. Keller, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **25** (1981)
3. R. Kobilarov, *Doktorska Disertacija*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1990)
4. Milan S. Dimitrijević, *Doktorska Disertacija*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Beogradu (1978)
5. Z. Mijatović, *Magistarski rad*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1990)
6. H. R. Griem, "Spectral Line Broadening by Plasmas", Academic Press, New York (1974)
7. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **125**, 177 (1962)
8. J. Holtsmark, *Ann. Phys.* **58**, 577 (1919)
9. H. R. Griem, *Phys. Rev.* **165**, 258 (1968)
10. M. S. Dimitrijević, N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24**, 451 (1980)
11. M. S. Dimitrijević, V. Kršljanin, *Astron. Astrophys.* **165**, 269 (1986)
12. N. Konjević, W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 2 (1976)
13. J. Cooper, G. K. Oertel, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 985 (1967)
14. J. Cooper, G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **180**, 269 (1986)
15. N. Konjević, M. S. Dimitrijević, W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649 (1984)
16. N. Konjević, W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1307 (1990)
17. N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr, W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31**, 819 (2002)
18. Ya. B. Zel'dovich, Yu. P. Raizer, , "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena", Academic Press, New York and London (1966)
19. D. Bulajić, *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1998)
20. J. K. Wright, "Shock Tubes", Methuen & Co., London (1961)
21. S. Đurović, *Magistarski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Beogradu (1982)
22. Z. Mijatović, *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1983)
23. B. Malešević, *Diplomski rad*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Novom Sadu (1996)

BIOGRAFIJA



Rođena sam 07.01.1981. godine u Novom Sadu. Pohađala sam Osnovnu školu “Jožef Atila” u rodnom mestu. Nakon završetka osnovne škole upisala sam se u Gimnaziju “Svetozar Marković” u Novom Sadu. Po završetku gimnazije 1999. godine upisala sam Prirodno-matematički Fakultet u Novom Sadu, smer Diplomirani fizičar.

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: Teodora Gajo, 365/99

AU

Mentor: Dr Zoran Mijatović, vanredni profesor

MN

Naslov rada: Određivanje parametara plazme proizvedene u T-cevi sa modifikovanim sistemom za pražnjenje

NR

Jezik publikacije: Srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: s/e

JI

Zemlja publikacije: Srbija i Crna Gora

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2005

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: PMF, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: (broj poglavlja/broj strana//broj tabela/broj slika/broj grafika/broj priloga): (5/39/0/12/24/0)

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Fizika atoma, molekula i jonizovanog gasa

ND

Ključne reči: Fizika plazme, Stark-ovo širenje, Jonske linije

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka instituta za fiziku, PMF, Novi Sad

ČU

Važna napomena: Nema

VN

IZ Izvod: U radu je opisan eksperiment i rezultati dobijeni iz njega na osnovu kojih su definisani uslovi pražnjenja u T-cevi neophodni za izučavanje Stark-ovih parametara jonskih linija.

Datum prihvatanja teme od strane departmana za fiziku: 23.8.2005.

DP

Datum odbrane: 28.10.2005.

DO

Članovi komisije:

Predsednik: Dr Božidar Vujičić, redovni profesor

Mentor: Dr Zoran Mijatović, vanredni profesor

Član: Dr Mario Škrinjar, redovni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number

INO

Document type: Monograph type

DT

Type of record: Printed text

TR

Contens Code: Final paper

CC

Author: Teodora Gajo, 365/99

AU

Mentor: Dr Zoran Mijatović, associate professor

MN

Title: Plasma parameters determination in a T-tube with modiflicated ignition system

TI

Language of text: Serbian

LT

Language of abstract: Serbian

LA

Country of publication: Serbia and Montenegro

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2005

PY

Publisher: Author reprint

PU

Publ.place: Faculty of Sciences

PP

Physical description: (chapters/pages/literature/tables/graphics/additional lists):
(5/39/0/12/24/0)

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: Physics of Atoms, Molecules and Ionized Gases

SD

Key words: Plasma Physics, Stark broadening, Ionic lines

UC

Holding data: Department of Physics library

HO

Note: None

Abstract: In this work the results of investigated T-tube plasma parameters are reported. The aim was to find optimal discharge conditions for the investigation of ionic line shapes.

Accepted by the Scientific Board on: 23.8.2005.

Defended: 28.10.2005.

Thesis defend board:

President: Božidar Vujičić, full professor

Mentor: Dr Zoran Mijatović, associate professor

Member: Dr Mario Škrinjar, full professor