

D-381

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	17	1	1999
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	Б Р О Ј		
0603	9/3		

Selena Samardžić

**LINIJSKI SPEKTAR NEUTRALNOG ARGONA
EMITOVAN IZ LUČNE PLAZME**

- Diplomski rad -

Novi Sad, 1999.

Iskreno se zahvaljujem svom mentoru dr Zoranu Mijatoviću, sa kim mi je bila velika čast i zadovoljstvo raditi, na pomoći i podršci prilikom izrade ovog rada, takođe bih želela da se zahvalim dr Stevici Đuroviću, dr Radimiru Kobilarovu, dr Božidaru Vujičiću na divnoj saradnji, svojoj porodici na razumevanju i svim onima koji su na neki način doprineli da do ovog dođem.

SADRŽAJ

UVOD	1
1. OPŠTI POJMOVI O PLAZMI	2
1.1 Definicija plazme	2
1.2 Dobijanje plazme	2
1.3 Čestične interakcije i kolektivni efekti	3
1.4 Osnovni fenomeni u plazmi	3
1.5 Kriterijumi za definisanje plazme	5
1.5.1 Makroskopska neutralnost	5
1.5.2 Debyevo ekraniranje	6
1.5.3 Plazmene oscilacije	7
2. LABORATORIJSKI IZVORI PLAZME	10
2.1 Uvod	10
2.2 Stabilisani luk	11
2.2.1 Karakteristike lučnog pražnjenja	12
2.2.2 Pozitivan stub lučnog pražnjenja	13
2.3 Elektromagnetna udarna cev	15
3. SPEKTROSKOPIJA PLAZME	17
3.1 Uvod	17
3.2 Dijagnostika plazme	18
3.3 Osnovni instrumentalni zahtevi	19
3.4 Spektroskopski uređaji	20
3.4.1 Monohromator McPherson 2061	21
4. EKSPERIMENTALNI DEO I REZULTATI	23
4.1 Eksperimentalna postavka	23
4.1.1 Električna šema i gasni sistem	23
4.1.2 Optički sistem	24
4.2 Rezultati	25
ZAKLJUČAK	32

UVOD

Prilikom postavljanja fizičkog eksperimenta neophodno je prethodno odrediti fizičke uslove pri kojima će se vršiti eksperiment u cilju dobijanja eksperimentalnih rezultata u traženom opsegu. Ovaj rad je početni deo jedne šire studije vezane za ispitivanje Starkovih parametara spektralnih linija neutralnog argona, emitovanih iz plazme električnog stabilisanog luka. S obzirom da je u postojećem luku radni gas argon, pod atmosferskim pritiskom, snimanje spektralnih linija argona emitovanih duž ose plazmenog stuba nije moguće zbog različitih efekata koji se u tom slučaju javljaju i izazivaju distorziju oblika linija. U tom slučaju snimanje se vrši normalno na osu plazmenog stuba, ali su tada intenziteti emitovanih linija daleko manji nego u slučaju snimanja duž ose. Duž radijusa plazma nije homogena, odnosno koncentracija i temperatura plazme opadaju ka periferiji, tako de se prilikom posmatranja plazme normalno na osu luka detektovano zračenje sastoji od zračenja emitovanog iz različitih slojeva plazme. Da bi se od tako snimljenog zračenja izdvojili doprinosi iz različitih slojeva, na snimljen spektr primenjuje se procedura Abelove inverzije. Za nju je potrebno snimiti spektr zračenja za različite položaje duž radijusa plazme. S obzirom da je intenzitet zračenja emitovanog sa ose najveći, a iz periferije najmanji, nije moguće posmatranje svih spektralnih linija koje se "vide" na osi. Njihov intenzitet mora biti dovoljan i na periferiji.

Zadatak ovog rada je da eksperimentalno ustanovi koje spektralne linije argona emitovane normalno na osu plazme zadovoljavaju kriterijume vezane za pomenute intenzitete i da na taj način ustanovi uslove daljeg eksperimenta.

Spektr zračenja iz plazme, sniman je u opsegu talasne dužine od 380 nm do 700 nm, pri maksimalnoj struji kroz luk od 30 A. Snimanje je izvršeno na četiri položaja duž radijusa luka: na osi plazmenog stuba, na njegovoj periferiji i na dva položaja između. Za identifikaciju argonovih linija korišćen je spektr zračenja helijuma, koji je istovremeno sniman i dobijen iz tinjavog pražnjenja u Geisslerovoj cevi.

Dobijeni rezultati prikazani su tabelarno, a na osnovu odnosa intenziteta linija u centru i na periferiji, određeno je kojih deset linija neutralnog argona su pogodne za ispitivanje Starkovih parametara na ovakav način.

Osim uvoda ovaj rad sadrži još četiri poglavlja, zaključak i spisak literature. U prvom i drugom poglavlju su dati osnovni pojmovi o plazmi i opisani su neki laboratorijski izvori plazme. Treća glava sadrži osnove spektroskopije i dijagnostike plazme, kao i opis i karakteristike korišćenog spektroskopskog uređaja. Opis eksperimenta i rezultati su dati u četvrtoj glavi.



1. OPŠTI POJMOVI O PLAZMI

1.1 DEFINICIJA PLAZME

Termin *plazma* se koristi da opiše veliku raznovrsnost makroskopski neutralnih supstanci koje sadrže interagujuće slobodne elektrone i jonizovane atome ili molekule koji su izloženi dugodometnim Coulonovim silama i usled toga pokazuju kolektivno ponašanje. Treba naglasiti da nije svaka sredina koja sadrži naelektrisane čestice plazma. Za egzistenciju plazme potrebno je zadovoljiti određene uslove t.j. kriterijume o kojima će biti reči u narednim odeljcima.

Reč plazma se prvi put susreće kod Grka i označava "nešto želatinozno". Prvi put je bila pomenuta od Tonksa i Langmuira, 1929 godine, da opiše sjajni, jonizovani gas proizveden električnim pražnjenjem u cevi, koji je u celini električno neutralan.

1.2 DOBIJANJE PLAZME

Sa fizičke strane gledišta poznata su četiri stanja materije: čvrsto, tečno, gasovito i plazma. Osnovna razlika između ovih stanja je u jačini veze koja drži njihove konstituente t.j. čestice zajedno. Te vezujuće sile su relativno jake u čvrstom stanju, slabe u tečnostima, a skoro odsutne u gasovima. Prema tome u kojem će se od ovih stanja naći materija zavisi od kinetičke (toplotne) energije njenih atoma i molekula t.j. od njihove temperature. Ravnoteža između pomenute toplotne energije čestica i inter-čestičnih vezujućih sila definiše stanje.

Plazma može nastati povećavanjem temperature supstance dok se ne postigne stanje visoke jonizacije. U termodinamičkoj ravnoteži stepen jonizacije i temperatura elektrona su blisko povezani. Ta relacija je data Saha formulom [1].

Drugi način za nastanak plazme je putem jonizacionih procesa koji povećavaju stepen jonizacije iznad one vrednosti koju ima u toplotnom ravnotežnom stanju. Postoji mnogo različitih metoda za stvaranje plazme u laboratorijskim uslovima. U zavisnosti od metoda plazma može imati veću ili manju gustinu, višu ili nižu temperaturu, može biti kontinualna ili kratko živeća, stabilna ili nestabilna itd.

Jonizovano stanje u gasu može se postići na različite načine: apsorpcijom fotona, dejstvom mikrotalasnog zračenja, različitim sudarnim procesima koji se dešavaju u sudarnim procesima kroz gasove itd.

U procesu fotojonizacije, jonizacija se postiže apsorpcijom upadnog fotona čija je energija jednaka ili veća od energije jonizacije apsorbujućeg atoma. Višak energije fotona se transformiše u kinetičku energiju formiranog elektron-jonskog para. Jonizacija takođe može biti proizvedena X-zračenjem i Gama zračenjem čiji talasi imaju mnogo manju talasnu dužinu od fotona u vidljivom delu spektra. Zemljina jonosfera, na primer, je prirodna fotojonizovana plazma.

Prilikom električnog pražnjenja kroz jonizovan gas, primenjuje se električno polje koje ubrzava slobodne elektrone i oni na taj način stiču dovoljnu brzinu t.j. energiju da jonizuju ostale atome procesom sudara. Jedna od karakteristika ovog procesa je što primenjeno električno polje prenosi energiju mnogo efikasnije lakim elektronima nego relativno teškim jonima. Temperatura elektrona prilikom pražnjenja kroz gas je obično viša od temperature jona, s obzirom da je transfer toplotne energije od elektrona ka teškim česticama veoma spor.

Kada je izvor jonizacije isključen, jonizacija se postepeno smanjuje zbog procesa rekombinacije dok se ne dostigne ravnotežna vrednost koja odgovara temperaturi sredine. U laboratorijskim uslovima, rekombinacija se u mnogim slučajevima dešava tako brzo da plazma nestane u malim delovima sekunde.

1.3 ČESTIČNE INTERAKCIJE I KOLEKTIVNI EFEKTI

Osobine plazme uglavnom zavise od čestičnih interakcija. Jedan od osnovnih razloga koji utiče na razliku između plazme i ostalih stanja materije je postojanje kolektivnih efekata. Zahvaljujući dugodometnim Coulombovim silama, svaka naelektrisana čestica u plazmi interaguje istovremeno sa značajnim brojem drugih naelektrisanih čestica što rezultuje važnim kolektivnim efektom, koji je odgovoran za obilje fizičkih fenomena koji se pojavljuju u plazmi.

Dinamika čestica u plazmi je određena unutrašnjim poljima koja se pojavljuju usled same prirode i kretanja čestica. Osnovna čestična interakcija je elektromagnetnog karaktera. Kvantni efekti su zanemarljivi, osim u nekim slučajevima bliskih sudara. U plazmi razlikujemo interakcije između naelektrisanih čestica, naelektrisanih i neutralnih i neutralnih čestica međusobno. Međutim u plazmi su najznačajnije interakcije između naelektrisanih čestica međusobno i naelektrisanih čestica i neutralnih. Naelektrisana čestica je okružena električnim poljem i interaguje sa drugim naelektrisanim česticama u skladu sa Coulombovim zakonom (Coulombova sila je obrnuto proporcionalna kvadratu rastojanja među interagujućim česticama). Dalje, magnetno polje je pridruženo kretanju naelektrisanih čestica što takođe prouzrokuje silu na druge čestice koje se kreću. Naelektrisane i neutralne čestice interaguju preko polja električne polarizacije koje je prouzrokovano destorzijom elektronskog oblaka neutralne čestice za vreme bliskog prolaska naelektrisane čestice. Polje koje je pridruženo naelektrisanim česticama podrazumeva kratko dometne sile tako da je njihova interakcija efikasna samo za unutar-atomska rastojanja koja su dovoljno mala da se perturbuju orbitalni elektroni. To je značajno kada su rastojanja između centara interagujućih čestica reda veličine njihovih dijametara ali je ta interakcija praktično nula kada su razdvojene. Karakteristike tih interakcija mogu biti adekvatno opisane kvantnom mehanikom. U mnogim slučajevima ove interakcije uključuju permanentne ili indukovane električne dipolne momente.

Može se napraviti razlika između *slabo jonizovane* i *jako jonizovane plazme* što zavisi od čestičnih interakcija. U slabo jonizovanim plazmama dominiraju naelektrisano-neutralne interakcije nad Coulombovim interakcijama. Kada stepen jonizacije postane takav da Coulombove interakcije postanu dominantne, plazma se smatra jako jonizovanom. Sa povećanjem stepena jonizacije, Coulombove interakcije postaju značajnije tako da su u potpuno jonizovanoj plazmi sve čestice pod uticajem višestrukih Coulombovih interakcija.

1.4 OSNOVNI FENOMENI U PLAZMI

Činjenica je da su neke ili sve čestice u plazmi naelektrisane i tako sposobne da interaguju sa elektromagnetnim poljem, kao i da ga stvaraju, što uzrokuje mnoge nove fenomene koji nisu prisutni u tečnostima i čvrstim stanjima. Prisutstvo

magnetnog polja se, na primer, koristi za grejanje i održavanje plazme u kontrolisanim termonuklearnim reakcijama što takođe utiče na novine u plazmenim fenomenima. Da bi istražili sve osobine plazmenih fenomena, ponašanje plazme se ispituje u prisutstvu i električnog i magnetnog polja.

Zbog velike pokretljivosti elektrona, plazme su veoma dobri *električni* i *toplotni provodnici*. Kao posledica njihove visoke električne provodljivosti konstantno električno polje u plazmi je praktično nula, osim u pravcu normalnom na bilo koje prisutno magnetno polje.

Prisutstvo gradijenta gustine u plazmi prouzrokuje da čestice difunduju iz gušće sredine u ređu. Iako je problem difuzije u ne magnetisanim plazmama u nečemu sličan sa problemima u tečnostima, fundamentalna razlika ipak postoji. Elektroni zbog njihove manje mase imaju tendenciju da difunduju brže nego joni, stvarajući tako polarizaciono električno polje kao rezultat razdvajanja naelektrisanja. To polje povećava difuziju jona i smanjuje difuziju elektrona, tako da se njihove brzine difuzije približno iste. Ovaj tip difuzije se naziva *ambipolarna difuzija*. Kada se primeni spoljašnje magnetno polje, difuzija naelektrisanih čestica kroz linije polja je smanjena, što pokazuje da je jako magnetno polje korisno u održavanju plazme. Difuzija naelektrisanih čestica kroz linije sila magnetnog polja, kada je koeficijent proporcionalnosti $1/B^2$ (gde B označava veličinu magnetne indukcije) se naziva *klasična difuzija*, za razliku od *Bohm difuzije* kod koje je koeficijent difuzije proporcionalan sa $1/B$.

Važna karakteristika plazme je pojava velikog broja *talasnih fenomena*. Primeri uključuju visoko-frekventne transferalne elektomagnetne talase i longitudinalne elektostatičke plazmene talase. U nisko frekventnoj oblasti važni talasni modovi u magnetisanoj plazmi su takozvani Alfenovi talasi i magnetnosonični talasi. Svaki od različitih modova propagacije talasa se karakterišu disperzionom relacijom koja predstavlja funkcionalni odnos između talasne frekvencije i talasnog broja, i polarizacije. Proučavanje plazmenih talasa daje značajne informacije o osobinama plazme a takođe je veoma korisno i za dijagnostiku plazme.

Disipativni procesi, kao što su sudari, prouzrokuju prigušenje amplitude talasa. To znači da je energija prenesena sa talasnog polja na plazmene čestice. Esencijalni ne-sudarni mehanizam talasne atenuacije, koji takođe postoji u plazmi, poznat je kao *Landeuovo prigušenje*. Mehanizam odgovoran za Landeuovo prigušenje je upad nekih čestica plazme (onih čija je brzina kretanja bliska faznoj talasnoj brzini) u energetsku potencijalnu jamu talasa, rezultujući transferom energije sa talasa na čestice. Mogu takođe postojati modovi sa rastućim amplitudama, kao rezultat *nestabilnosti*, gde je transfer energije od čestica plazme ka talasnom polju. Fenomeni nestabilnosti su važni za većinu fizičkih situacija uključujući i dinamičke procese u plazmi. Egzistencija različitih tipova nestabilnosti u plazmi dosta komplikuje održavanje vruće plazme u laboratoriji. Proučavanje ovih nestabilnosti je od esencijalne važnosti za kontrolisanje fuzionih termonuklearnih istraživanja.

Drugi važan aspekt ponašanja plazme je emisija *zračenja*. Velika pažnja koja se poklanja zračenju plazme leži u činjenici da se to zračenje može koristiti za merenje različitih karakteristika plazme. Mehanizmi koji prouzrokuju emisiju i absorpciju zračenja mogu biti grupisani u dve kategorije: zračenje koje emituju atomi ili molekuli, i zračenje koje prouzrokuju ubrzane naelektrisane čestice. U isto vreme kada dolazi do jonizacije u plazmi se dešava i suprotan proces, *rekombinacija* jona i elektrona do neutralnih čestica. Kao rezultat procesa rekombinacije, zračenje se često emituje tako što se pobuđene čestice nastale tokom rekombinacije vraćaju u osnovno stanje. Ovo zračenje je linijskog karaktera. Sa druge strane svaka ubrzana

naelektrisana čestica emituje zračenje. Zračenje emitovano, kada se naelektrisana čestica usporava nekom vrstom interakcije-sudarom naziva se *bremsstrahlung*. Ako naelektrisana čestica ostane slobodna, i pre i posle sudara, proces se zove slobodno-slobodni *bremsstrahlung*. Pri emisiji ili apsorpciji u *bremsstrahlungu* zračenje može biti različitih talasnih dužina. Ako posmatrana naelektrisana čestica ostane vezana od strane druge čestice, pošto emituje zračenje, proces se naziva slobodno-vezano zračenje. Ciklotronsko zračenje koje se javlja u zamagnetisanoj plazmi, određeno je magnetnim centripetalnim ubrzanjem naelektrisanih čestica i njihovim spiralnim kretanjem oko linija sila magnetnog polja. Zračenje crnog tela iz plazme u termodinamičkoj ravnoteži (za koje su potrebna velika pronstranstva) važno je samo kod astrofizičkih plazmi.

1.5 KRITERIJUMI ZA DEFINISANJE PLAZME

1.5.1 MAKROSKOPSKA NEUTRALNOST

Najupadljivija posledica postojanja kolektivne interakcije prouzrokovane elektromagnetnim silama je, svakako, *tendencija plazme ka električnoj neutralnosti, tj. stanju u kojem je zapreminska gustina naelektrisanja jednaka nuli* [1].

Ako se makroskopska neutralnost ne održava, potencijalna energija pridružena rezultujućim Coulombovim silama može biti mnogo veća od toplotne kinetičke energije čestica. Posmatrajmo plazmu koja sadrži samo jednostruko jonizovane atome, čija je gustina naelektrisanja 10^{20} m^{-3} i gde se koncentracija elektrona u sferičnoj zapremini radijusa 10^{-3} m , razlikuje za 1% od koncentracije pozitivnih jona. Kako je pod navedenim pretpostavkama naelektrisanje jona $+e$, a naelektrisanje elektrona sa $-e$, totalno rezultujuće naelektrisanje sfere će biti:

$$q = \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot r^3}{3} \right) \cdot (n_i - n_e) \cdot e \quad (1.1)$$

a električni potencijal na površini sfere:

$$\Phi = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} = \frac{r^2 \cdot (n_i - n_e) \cdot e}{3 \cdot \epsilon_0} \quad (1.2)$$

gde je ϵ_0 dielektrična konstanta vakuuma. Ubacivanjem numeričkih vrednosti u formulu dobija se $\Phi = 6 \cdot 10^3 \text{ V}$. S obzirom da je $1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ dobija se $kT = 1 \text{ eV}$, a $T = 11600 \text{ K}$, gde je $k = 1.380 \cdot 10^{-24} \text{ J/K}$ - Bolcmanova konstanta.

Prema tome, temperatura plazme od nekoliko miliona stepena Kelvina, bi se zahtevala da se uravnoteži električna potencijalna energija sa srednjom toplotnom energijom čestica.

Narušavanje makroskopske električne neutralnosti plazme, se može prirodno javiti samo duž rastojanja na kom se dobija ravnoteža između toplotne energije čestica (koja teži da naruši električnu neutralnost) i elektrostatičke potencijalne energije (koja je rezultat razdvajanja naelektrisanja i teži da obnovi električnu

neutralnost). Ta dužina je reda parametra karakteristične dužine plazme takozvane Debyeve dužina. U odsustvu spoljašnjih sila plazma ne može da podrži narušavanje makroskopske neutralnosti na dužinama većim od ove, pošto su naelektrisane čestice u mogućnosti da se kreću slobodno i neutrališu bilo koji prostor sa viškom prostornog naelektrisanja, zbog jakih Culonovih sila koje se pojavljuju.

1.5.2 DEBYEVO EKRANIRANJE

Debyeve dužina je važan fizički parametar za opisivanje plazme. Ona je mera rastojanja duž kog se oseća uticaj električnog polja pojedine naelektrisane čestice od strane druge naelektrisane čestice u plazmi [1]. Naelektrisane čestice se same uredе, tako, da efikasno ekraniraju bilo koje električno polje unutar rastojanja reda Debyeve dužine. Pojava elektrostatičkog ekraniranja je posledica kolektivnih efekata čestica plazme.

Proračun za dužinu na kojoj se dešava pojava ekraniranja, je prvi izvršio Debye za elektrolite. Ona je direktno proporcionalna kvadratnom korenu temperature, i inverzno proporcionalna kvadratnom korenu elektronske koncentracije:

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T}{n_e \cdot e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

Kako je pomenuto ranije, Debyeve dužina se može smatrati kao merom, duž koje se mogu pojaviti fluktuacije električnog potencijala, što odgovara pretvaranju termalne kinetičke energije čestice u elektrostatičku potencijalnu energiju.

Kada u plazmi postoji granična površina, perturbacije se pružaju samo do dužine reda veličine λ_D od površine, a unutar tog sloja stanje makroskopske neutralnosti ne mora biti zadovoljeno. Van te površine je prostor u kome je makroskopska neutralnost očuvana.

Uopšte λ_D je vrlo malo. Na primer, u gasnom pražnjenju gde su tipične vrednosti za T i n_e , oko 10^4 K i 10^{16} elektrona /m³ respektivno, imamo $\lambda_D = 10^{-4}$ m. Dok recimo za Zemljinu jonosferu, gde su tipične vrednosti za $n_e = 10^{12}$ elektrona/m³ i $T = 1000$ K, što daje $\lambda_D = 10^{-3}$ m. S druge strane, za plazmu koja egzistira u međuzvezdanom prostoru, Debyeve dužina može biti i nekoliko metara dugačka.

Zgodno je definisati Debyevu sferu kao sferu u plazmi radijusa jednakog λ_D . Bilo koje elektrostatičko polje koje potiče iz spoljašnje Debyeve sfere je efikasno ekranirano od strane naelektrisanih čestica i bitno ne doprinosi električnom polju koje egzistira u centru. Prema tome, svako naelektrisanje u plazmi interaguje kolektivno samo sa naelektrisanjem koje leži unutar Debyeve sfere (dok je taj efekat na ostala naelektrisanja beznačajan). Broj elektrona (N_D) unutar Debyeve sfere je dat sa:

$$N_D = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \lambda_D^3 \cdot n_e = \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot \left(\frac{\epsilon_0 \cdot k \cdot T}{n_e \cdot e^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.4)$$

Efekat ekraniranja je karakteristika za sve plazme, mada ne postoji u svakoj sredini koja sadrži naelektrisane čestice. Potreban i očigledan zahtev za egzistenciju plazme je, da fizičke dimenzije plazme budu velike u poređenju sa λ_D . U suprotnom, nema dovoljno prostora za kolektivni efekat ekraniranja, i skup naelektrisanih čestica ne pokazuje ponašanje plazme. Ako je L karakteristična dimenzija plazme, *prvi kriterijum* u definisanju plazme je tada:

$$L \gg \lambda_D \quad . \quad (1.5)$$

Pošto je efekat ekraniranja rezultat kolektivnog ponašanja čestica unutar Debyeve sfere, takođe je neophodno da je broj elektrona unutar iste veliki. *Drugi kriterijum* u definisanju plazme je:

$$n_e \cdot \lambda_D^3 \gg 1 \quad (1.6)$$

što znači da srednje rastojanje između elektrona, koje je grubo dato sa $n_e^{-1/3}$, mora biti veoma malo u poređenju sa λ_D . Veličina definisana sa:

$$q = \frac{1}{n_e \cdot \lambda_D^3} \quad (1.7)$$

je poznata kao parametar plazme, a uslov $q \ll 1$ je nazvan *plazmena aproksimacija*. Ovaj parametar je takođe mera odnosa srednje međučestične potencijalne energije i srednje kinetičke energije plazme.

Možemo primetiti da je uslov $L \gg \lambda_D$ tesno povezan sa makroskopskom neutralnošću plazme, koja se nekad posmatra kao *treći kriterijum* za egzistenciju plazme, mada nije nezavisan, i može se izraziti kao:

$$n_e = \sum_i n_i \quad . \quad (1.8)$$

1.5.3 PLAZMENE OSCILACIJE

Važna osobina plazme je znači stabilnost makroskopske neutralnosti. Pretpostavimo, na primer, da je iz jedne male sfere (čiji je radijus ipak znatno veći od efektivnog Debyeovog radijusa posmatrane plazme) izašao izvestan broj elektrona, zahvaljujući haotičnosti termalnog kretanja. U unutrašnjosti sfere postoji dakle pozitivno prostorno naelektrisanje. Usled veoma jakog elektrostatičkog polja koje se javlja u blizini sfere, izašli elektroni će se na kratkom rastojanju od nje zaustaviti i počće se vraćati. U momentu dolaska na površinu sfere njihova kinetička energija im neće dozvoliti da se tu zaustave, već će nastaviti kretanje ka njenom centru, oko koga će se ubrzo formirati oblast sa viškom negativnog prostornog naelektrisanja. Elektrostatičke sile koje će se pri tome javiti, odbijaće elektrone iz sfere napolje. Elektroni ponovo izlaze, zaustavljaju se zbog promene smera električnog polja izazvane promenom znaka prostornog naelektrisanja ostalog u sferi, ponovo počinju da se kreću ka centru sfere i ceo se prostor periodički ponavlja. Na taj način u plazmi se razvijaju *tipične elektrostatičke oscilacije* (oscilacije gustine prostornog

naelektrisanja i električnog polja određenog ovom gustinom), koje se preciznije nazivaju *elektronske plazmene oscilacije*.

Rešavajući diferencijalnu jednačinu koja opisuje ovo kretanje, to jest harmonijsko oscilovanje dobijamo za frekvencu [1]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot n_e}{\epsilon_0 \cdot m_e}} \quad (1.9)$$

Dobijena *elektronska plazmena frekvencija* zavisi, kao što se vidi, samo od koncentracije elektrona. Sudari između elektrona i neutralnih čestica teže da priguše kolektivne oscilacije i postepeno umanje njihovu amplitudu. U slučaju malih poremećaja oscilacija, neophodno je da elektronsko-neutralna sudarna frkvenca, v_{en} , bude manja od elektronske plazmene frekvence:

$$v_{pe} > v_{en} \quad (1.10)$$

gde je $v_{pe} = \omega_{pe} / 2\pi$.

Kod većine laboratorijskih plazmi ova frekvencija se nalazi u području od nekoliko megaherca do nekoliko gigaherca. Opisane elektronske plazmene *oscilacije* se srazmerno lako pobuđuju eksperimentalno. Langmuir i Tonks su bili prvi koji su ih eksperimentalno posmatrali (1929. god.), propuštajući snop elektrona iz elektronskog topa kroz pozitivni stub tinjavog pražnjenja.

I za ostale vrste naelektrisanih čestica plazme mogu se uvesti analogne frekvence, tzv. *Jonske plazmene frekvence*:

$$\omega_{p\alpha} = \sqrt{\frac{e_\alpha^2 \cdot n_\alpha}{\epsilon_0 \cdot m_\alpha}} \quad (1.11)$$

gde je indeksom α označena vrsta jona.

Zbog znatne razlike u masama između elektrona i teških čestica, jonske plazmene frekvence su znatno niže. Jonske plazmene *oscilacije* se srazmerno teško pobuđuju, zbog veće inercije jona. Korisno je zapaziti da je odnos jonske i elektronske plazmene frekvence kod plazme sa samo jednom vrstom jona ($e_n = e_\alpha n_\alpha$):

$$\frac{\omega_{p\alpha}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{e_\alpha}{e} \cdot \frac{m_e}{m_\alpha}} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_\alpha}} \quad (1.12)$$

pri čemu poslednja, približna, jednakost rezultira na osnovu očevidne činjenice da je odnos naelektrisanja jona i elektrona u takvoj plazmi reda veličine jedinice.

Iz gornjeg razmatranja se može izvući još jedan zaključak. *Razdvajanja pozitivnih i negativnih naelektrisanja u plazmi nisu potpuno nemoguća, čak i kada se radi o zapreminama većim od Debyeve sfere, ali su ta razdvajanja veoma kratkotrajna. Vreme njihovog trajanja je vrlo približno jednako periodu elektronskih plazmenih oscilacija, a ovaj iznosi oko 10^{-9} s. Prema tome, makroskopska neutralnost će moći da se ispolji samo u vremenskim intervalima znatno većim od spomenutog perioda.*

Može se definisati i *četvrti kriterijum* za egzistenciju plazme (1.10), koji se može napisati u obliku [1]:

$$\omega \cdot \tau > 1 \quad (1.13)$$

gde je $\tau = 1 / \nu_{en}$, srednje vreme između dva sudara, a ω srednja frekvencija plazmenih oscilacija.

2. LABORATORIJSKI IZVORI PLAZME

2.1 UVOD

U ovom poglavlju ćemo se osvrnuti na neke tipične izvore plazme. Najuobičajeniji način dobijanje plazme u laboratoriji je korišćenje električnih pražnjenja u gasovima (termalna jonizacija nije od većeg značaja), jer se u ovim pražnjenjima bar izvestan procenat gasnih atoma (ili molekula) nalazi u jonizovanom stanju, a radna supstanca se bar u izvesnim oblastima pražnjenja nalazi u stanju plazme. Osim u različitim električnim pražnjenjima, plazma se može dobiti apsorpcijom mikrotalasnih i RF zračenja (MW i RF Plazma), fokusiranjem laserskog zračenja (laserski proizvedena plazma) itd. U zavisnosti od načina dobijanja, dobijaju se plazme sa različitim fizičkim karakteristikama.

Kada se razmatraju izvori plazme kao svetlosni izvori, treba napraviti razliku između eksperimenata koji su postavljeni za određivanje parametara plazme spektroskopskim metodama, od eksperimenata čiji je primarni cilj da obezbedi kontrolisane izvore zračenja, u cilju merenja atomskih parametara, na primer, jačine oscilatora, širine linija, i koeficijente kontinualnog zračenja.

Ovi eksperimenti obuhvataju obimnu upotrebu plazmene spektroskopije. Na prvom mestu treba proveriti da li su rezultati dobijeni iz skupa merenja, koristeći relevantnu spektroskopsku teoriju, u granicama opsega, u kome su korišćene različite aproksimacije u proračunu. Zatim se posmatra emisija iz različitih elemenata zapremine, duž pravca posmatranja, tako da se različite procedure moraju primeniti da bi se dobili lokalni parametri (Abelova-inverzija, korekcija na samo-apsorpciju, itd). Na kraju, kod merenja sa impulsnim izvorima plazme, mora se obezbediti dovoljna vremenska rezolucija mernog sistema.

Izvori plazme koji se koriste za kalibraciju spektralnih inteziteta, treba da sadrže gas sa dobro poznatim atomskim parametrima, kao što je vodonik, i/ili helijum, sa kojima se radi pod uslovima u kojima eksperimentalne greške merenja temperature i gustine neće drastično uticati na izračunavanje emitovanih inteziteta. Posebna klasa eksperimenata, je naime, simulacija astrofizičkih problema u laboratoriji, koja može biti onoliko korisna, koliko i druge klase, za ograničen opseg uslova. Međutim velike geometrijske dimenzije ne mogu biti kompenzovane gustinom plazme, tako da astrofizičaru treba obezbediti pouzdane podatke o jačinama oscilatora, konstantama prigušenja itd. kao i teoriju o transferu zračenja, kako bi se premostila ekstremna razlika između fizičkih stanja u laboratoriji, i u zvezdanoj atmosferi.

Iz tog razloga ovo poglavlje govori o svetlosnim izvorima plazme, koji se koriste za merenje atomskih parametara. Zbog njihovih očiglednih prednosti za tu primenu, naglasak je na LTE plazmama, u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži, koje će u daljem tekstu pominjati kao termalni svetleći izvori. Dva osnovna tipa svetlosnih termalnih izvora će dalje biti opisani: stabilisani luk i udarna cev.

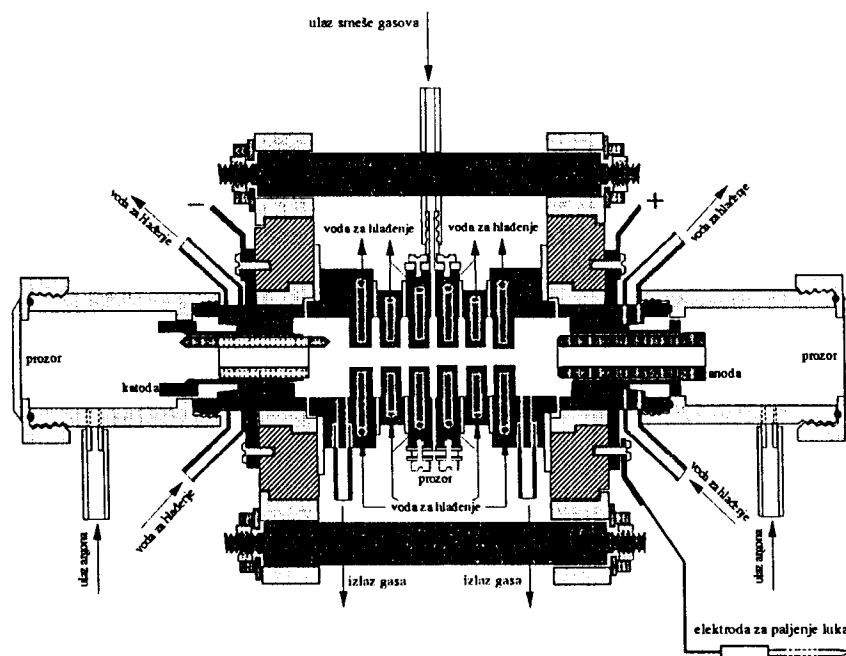
Stabilnost dobro dizajniranih lukova dozvoljava veliku preciznost i detaljna merenja inteziteta. Sa druge strane gledišta, LTE lukovi nisu baš korisni za proučavanja visoko jonizovanih stanja, zbog toga što je teško dobiti plazmu dovoljno visoke temperature. Kod udarnih cevi, dobra strana je to, što se gustine i temperature mogu relativno lako varirati, čime se postižu optimalni uslovi za merenja datih

spektralnih karakteristika. Dok je loša, što nisu pogodne za precizna merenja širokih oblasti spektra, zbog toga što takav izvor ne zadovoljava uslove koji se odnose na reproducibilnost plazme.

2.2 STABILISANI LUK

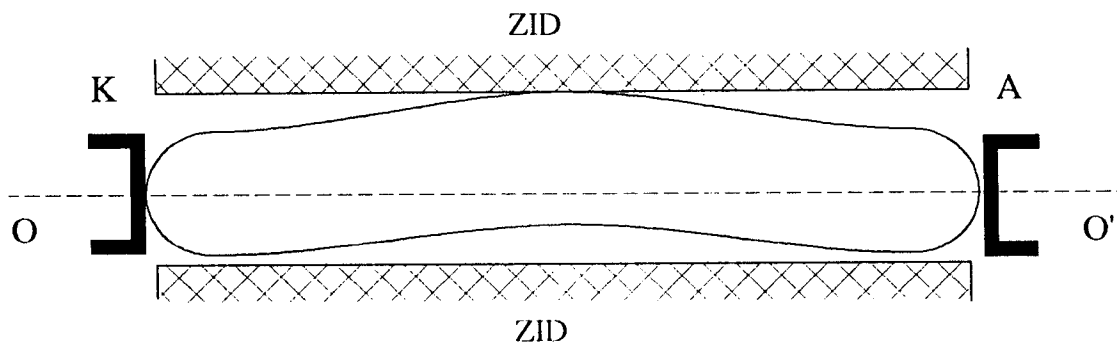
Najčešće se merenja jačine oscilatora, profila linije i inteziteta kontinuma izvode u LTE plazmama pomoću luka. Od različitih tipova lukova, zidom stabilisani luk [2] obezbeđuje najveću preciznost [3,4]. Slika 2.1 predstavlja šematski dijagram koji pokazuje: izolovane bakarne ploče koje se hlade vodom, sa poravnatim centralnim otvorima koji formiraju prostor u kome gori luk, priključke za ulaz i izlaz gasa, elektrode i različite prozore.

Kao radni gas se obično koristi neki od plemenitih gasova, da bi se redukovala erozija elektroda i bakarnih ploča. Uz dobro regulisan protok gasa, takav luk gori ekstremno stabilno, za razliku od vodom (fluidom), ili gasom stabilisanih lukova, i većine slobodno-gorećih lukova [5,6].



Slika 2.1 Konstrukcija zidom stabilisanog luka

Teorija cilindričnih stubaca u lukovima je većinom zasnovana na ravnoteži disipativne električne energije i toplotnog fluksa, pošto je hlađenje zračenjem uglavnom zanemarljivo. Ponašanje stuba zbog toga zavisi od električne i termalne provodnosti ili preciznije rečeno, od njihove kombinacije [7], zatim od graničnih uslova, a za dugačke lukove od dijametra otvora u bakarnim pločama. Na uprošćen način mehanizam stabilizacije se može objasniti time da nestabilnost pražnjenja dovodi do izvijanja plazmenog stuba (slika 2.2). kada ispupčeni deo dođe u blizinu zida, ili u kontakt sa njim, temperatura plazme rapidno opada. Zbog toga se i električna provodnost plazme u toj oblasti značajno smanjuje. Kako ka centru pražnjenja (osi stuba OO') temperatura plazme raste, a time i električna provodnost, pražnjenje se pomera ka toj oblasti i plazmeni stub se ispravlja.

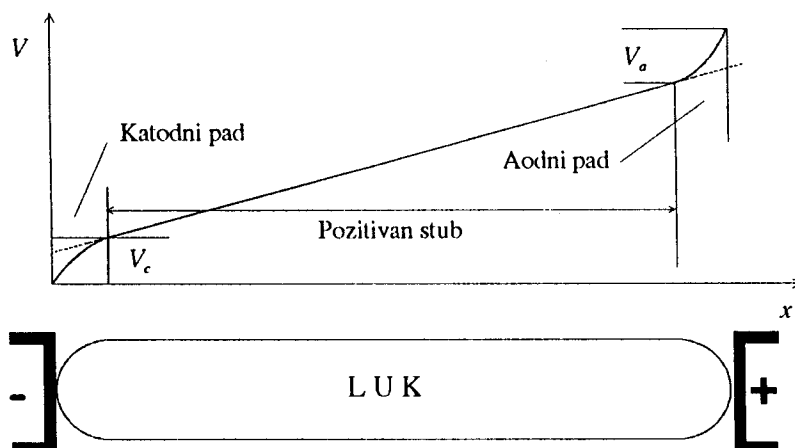


Slika 2.2 Nestabilnost lučnog pražnjenja.

2.2.1 KARAKTERISTIKE LUČNOG PRAŽNENJA

Lučno pražnjenje spada u grupu samostalnih pražnjenja. Elektroni potrebni za održavanje pražnjenja, dobijaju se termoelektronskom emisijom i emisijom elektrona iz katode efektom polja. Katodni pad potencijala je dužine približno jednake srednjem slobodnom putu elektrona i zbog toga je električno polje uz katodu jako, što izaziva emisiju elektrona poljem.

Tipična raspodela potencijala duž stuba luka prikazana je na slici 2.3. Pozitivan stub, koji se nalazi u stanju plazme, zauzima najveći deo prostora između elektroda i okarakterisan je, konstantnim gradijentom potencijala. Katodni i anodni pad potencijala su mali, reda veličine nekoliko volti, odnosno reda veličine potencijala jonizacije gasa u kojem se vrši pražnjenje. Katodna i anodna oblast su male dužine te su slabo uočljive.



Slika 2.3 Raspodela potencijala u lučnom pražnjenju

Gustina struje usled termoelektronske emisije j_c može se izračunati na osnovu Richardson-ove formule:

$$j_c = A_c \cdot T_c^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi}{k \cdot T_c}\right) \quad (2.1)$$

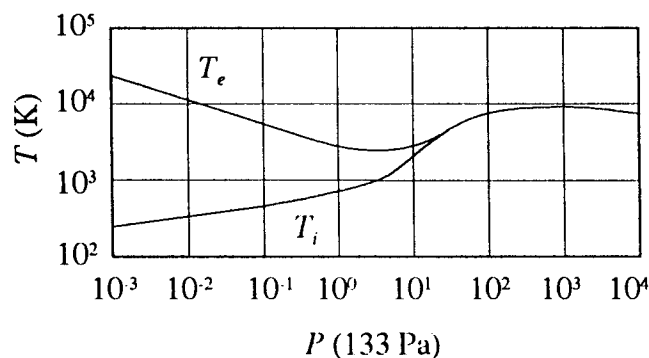
gde je $A_e \approx 5 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{A}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}^2} \right]$ (konstanta približno jednaka za sve metale), ϕ izlazni rad, a T_c temperatura katode na mestu katodne mrlje.

Procesi koji se dešavaju u blizini katode zavise pre svega od osobina same katode i uglavnom su slični za različite vrste lučnog pražnjenja. Procesi u pozitivnom stubu međutim, jako zavise od pritiska. Pri niskim pritiscima pražnjenje popunjava ceo presek cevi za pražnjenje. Gas ostaje hladan, dok je temperatura elektrona vrlo visoka [9]. Do jonizacije dolazi u direktnim ili u više uzastopnih sudara elektrona i atoma ili molekula gasa. Pri većim pritiscima pozitivan stub obrazuje cilindar čiji je prečnik manji od prečnika cevi. Zbog povećanja frekvencije sudara, gasna i elektronska temperatura se izjednačavaju i nastupa termalna ravnoteža. U ovom slučaju prevladava termalna jonizacija.

Luk se u praksi pali direktno. Elektrode koje su priključene na izvor napona kratko se spoje i zbog velike jačine struje one se praktično trenutno zagreju do usijanja. Time su stvoreni uslovi za pojavu termoelektronske emisije. Ovo omogućava da se nakon razdvajanja, odmah uspostavi lučno pražnjenje u prostoru između elektroda.

2.2.2 POZITIVAN STUB LUČNOG PRAŽNJENJA

Pri analizi fizičkih procesa u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja obično se posebno razmatra pozitivan stub pri niskom pritisku, a posebno stub pri visokom pritisku. Prvi i očigledan razlog za ovakvu podelu se vidi na slici 2.4.



Slika 2.4 Zavisnost temperature elektrona i temperature jona od pritiska kod lučnog pražnjenja.

U slučaju nižeg pritiska temperatura elektrona je veoma visoka, dok je temperatura jona znatno niža (slika 2.4). Tada se kao i kod pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja može uzeti da i elektroni i joni imaju odgovarajuće Maksvelove raspodele po brzinama. Pod niskim pritiskom smatra se slučaj kada je srednji slobodni put čestica gasa veći od dimenzija cevi za pražnjenje. Struja pražnjenja se održava uglavnom protokom elektrona. Gradijent električnog polja nije velik, ali je dovoljan za dobijanje potrebnog broja elektrona i jona da se pokriju gubici koji se stvaraju na zidu suda [8]. Mali gradijent polja ukazuje i na to da je prisutna i kaskadna jonizacija. Kada je jačina struje mala pozitivan stub popunjava ceo presek cevi za pražnjenje, dok se sa povećanjem jačine struje sužava prema osi cevi.

Od mnogo većeg značaja je lučno pražnjenje na višim pritiscima, obično na atmosferskom. U tom slučaju, kada je čestična koncentracija naelektrisanih čestica iznad $10^{24} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ stanje je vrlo blisko potpunoj termodinamičkoj ravnoteži [9]. Za niže koncentracije postoji lokalna termodinamička ravnoteža što znači da na svakom mestu u plazmi pozitivnog stuba postoji Maksvelova raspodela po brzinama za bilo koju vrstu čestica. Temperatura gasa je znatno viša nego u slučaju niskog pritiska (slika 2.4). Visoka temperatura dovodi do disocijacije molekula gasa u pozitivnom stubu lučnog pražnjenja.

Gradijent potencijala, odnosno jačina električnog polja duž ose pozitivnog stuba je znatno veća u odnosu na jačinu polja kod pozitivnog stuba na niskom pritisku. Veza između jačine električnog polja i jačine struje data je relacijom [8,10]:

$$E = \frac{B}{i^Z} \quad (2.2)$$

gde su B i Z konstante. Konstanta B zavisi od vrste gasa u kojem se vrši pražnjenje, a Z zavisi od vrste materijala od kojeg je izrađena anoda. Povećanje pritiska gasa uzrokuje i povećanje jačine električnog polja [8,11]:

$$E \propto p^y \quad (2.3)$$

gde je y konstanta koja zavisi od vrste gasa. Od pritiska zavisi i prečnik pozitivnog stuba, ali obrnuto srazmerno [8,12]:

$$D \propto \frac{1}{p^\delta} \quad (2.4)$$

gde je δ konstanta koja zavisi od jačine struje. Prečnik pozitivnog stuba nije konstantan celom dužinom i nešto je širi u blizini elektroda.

Ako se pražnjenje odvija na atmosferskom pritisku tada nije neophodan nikakav sud za održavanje pražnjenja. U tom slučaju međutim, dolazi do krivljenja i nestabilnosti pozitivnog stuba. Zbog toga se luk stabilizuje ili protokom gasa oko prostora za pražnjenje ili se pražnjenje izvodi u sudu koji se sastoji od međusobno izolovanih metalnih segmenata sa otvorom u sredini. Niz ovih segmenata stvara ograničen cilindrični prostor za održavanje pražnjenja. Zbog visoke temperature u lučnom pražnjenju, ovi segmenti se obično hlade protokom vode kroz posebne kanale unutar segmenta [2]. Električni luk koji se održava pri ovakvim uslovima naziva se zidom stabilisani luk.

Temperatura u pozitivnom stubu visokog pritiska je dovoljno visoka, tako da termalna jonizacija postaje značajna. Jasno je međutim, da elektroni i joni energiju dobijaju direktno od električnog polja.

Ukupna gustina struje može se izraziti kao:

$$j = (e \cdot n_e \cdot \mu_e + e \cdot n_j \cdot \mu_j) \cdot E \quad (2.5)$$

gde su n_e i n_j čestične koncentracije elektrona i jona, μ_e i μ_j pokretljivosti elektrona i jona [13], a E je aksijalna jačina električnog polja. Ako se zanemari

pokretljivost jona koja je znatno manja od pokretljivosti elektrona ($\mu_j \ll \mu_e$) iz predhodne jednačine se može izraziti koncentracija elektrona kao:

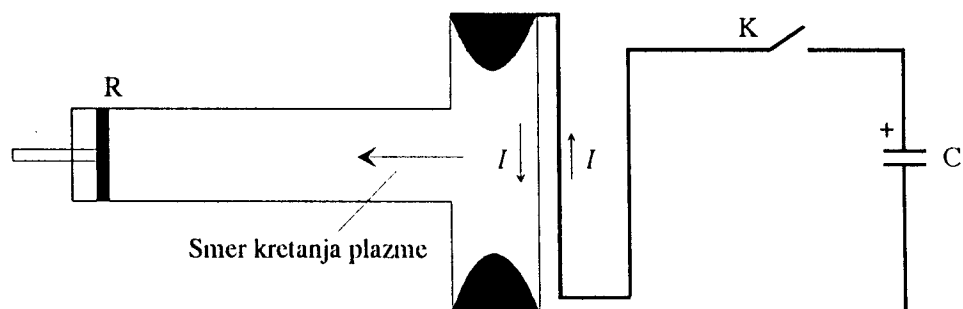
$$n_e = \frac{j}{e \cdot \mu_e \cdot E} \quad (2.6)$$

Zbog relativno male jačine električnog polja može se smatrati da postoji samo jednostruka jonizacija, odnosno da su koncentracije elektrona i jona približno jednake.

Gustina struje kao i temperatura imaju najveće vrednosti na i u blizini ose pozitivnog stuba. Sa udaljavanjem od ose ove vrednosti opadaju.

2.3 ELEKTROMAGNETNA UDARNA CEV

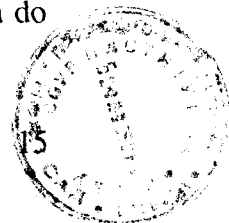
Udarni talasi mogu biti proizvedeni impulsnim električnim pražnjenjem kroz različite gasove pri tipičnom pritisku između između 0.1 i 10 mmHg. Mnoga spektroskopska istraživanja udarnih talasa proizvedenih takvim pražnjenjem, odnose se na električne udarne T-cevi, čiji je šematski dijagram prikazan na slici 2.5 [14]. Električno pražnjenje se vrši između elektroda. Jedan od električnih vodova (povratni vod) koji je obično u obliku ploče je pričvršćen u blizini kraćeg dela cevi. Prilikom el. pražnjenja struja između elektroda je suprotnog smera od struje povratnog voda. Usled toga se između te dve struje javlja odbojna sila. Ta sila deluje na naelektrisane čestice (plazmu) u cevi u smeru dužeg dela cevi. Na taj način se stvara talas koji se kreće brzinom većom od brzine zvuka-udarni talas. Na svom putu taj talas nailazi na neutralni gas, zagreva ga, i jonizuje. Taj talas se sastoji iz fronta, ili čela, u kom je koncentracija i temperatura plazme najviša i ostatka iza njega, gde koncentracija i temperatura opada.



Slika 2.5 Elektromagnetna udarna T-cev.

Kada taj talas stigne do staklene pločice-reflektora odbija se i sudara sa ostatkom talasa koji je već delimično jonizovan gas. Taj reflektovani talas dodatno zagreva postojeću sredinu tako da se u blizini reflektora stvara plazma relativno visoke temperature i koncentracije elektrona.

Tipični naponi su reda veličine nekoliko desetina kV, dok jačine struje mogu biti i nekoliko stotina hiljada ampera. Prednosti T-cevi u odnosu na lukove, je mogućnost rada na visokim temperaturama (koje se kreću od deset hiljada K pa do



nekoliko desetina hiljada K) i elektronskim koncentracijama (koje se kreću od nekoliko $\times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do nekoliko $\times 10^{24} \text{ m}^{-3}$), i upotreba gasova sa višim eksitacionim i jonizacionim potencijalima. Znači da se u plazmi T-cevi mogu dobiti joni viših jonizacionih stanja. Sa druge strane, nedostatak T-cevi kao izvora plazme je relativno loša reproducibilnost dobijene plazme.

3. SPEKTROSKOPIJA PLAZME

3.1 UVOD

Spektroskopija kao nauka ne nalazi primenu samo u naučnim istraživanjima, već se javlja u tehnološkim, proizvodnim i privrednim granama. Tako se spektroskopski aparati pojavljuju u fabrikama, rudnicima, uredima za kriminalistiku, ambulantama, bolnicama, muzejima, itd.

Razvoj ove nauke počeo je još u 17 veku, tačnije 1666. godine, radovima Isaaca Newtona, koji je prvi uspeo da sunčevu svetlost razloži u spektar. On je postavio prizmu na put sunčevog zraka koji je ulazio u mračnu komoru kroz mali otvor i na zidu komore opazio traku koja se sastojala iz niza boja. Da bi dobio jasniji spektar boja morao je prizmu da kombinuje sa sočivom. Za razliku od Newtona koji je zrak propuštao kroz okrugli otvor, 1802. godine W. H. Wollaston i Joseph Fraunhofer propuštaju zrak kroz uzani razrez i kao rezultat su dobili spektralne linije od kojih je svaka bila obojena drugom bojom. Za konstrukciju prvog pravog spektroskopa koji se praktično koristio zaslužni su G. R. Kirchhoff i R. Bunsen 1859. godine.

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

Spektroskopija kao metoda istraživanja primenjuje se za ispitivanja talasnih dužina i inteziteta zračenja koji mogu biti emitovani od strane jona, atoma i molekula i tada se metoda zove *emisiona spektroskopija*. Sa druge strane ova metoda omogućava proučavanje apsorpcije zračenja koje prolazi kroz materiju u različitim oblicima i pod raznim uslovima. Kao što i samo ime kaže u ovom slučaju govorimo o *apsorpcionoj spektroskopiji*.

Spektre koje emituju joni, atomi ili molekuli pod različitim uslovima možemo podeliti u tri grupe: *linijske, trakaste i kontinualne*. Linijske spektre emituju atomi ili atomski joni koji se nalaze na takvim rastojanjima da između dva sudara mogu da zrače kao pojedinci. Prema tome, linijske spektre će emitovati usijani gasovi, jer samo oni obezbeđuju uslove koji su potrebni da bi se atomi nalazili na dovoljno velikom rastojanju. Trakaste spektre emituju višeatomski molekuli usijanih gasova čija temperatura nije dovoljno visoka da bi se svi molekuli disocirali na atome, odnosno jone. Znači, zračenjem jonizovanih ili nejonizovanih molekula, koji su sastavljeni od dva ili više atoma i ako su ovi molekuli dovoljno udaljeni od svojih suseda tako da su potpuno nezavisni, nastaje trakasti spektar. Kontinualni spektar emituju usijana čvrsta tela ili usijane tečnosti. Pod specijalnim uslovima kontinualan emisioni spektar može nastati i zračenjem pojedinih atoma, molekula i naelektrisanih čestica, na primer zakočno zračenje.

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

Spektroskopija kao naučna metoda istraživanja veoma mnogo se koristi u svim prirodnim naukama a naročito u astronomiji, fizici, hemiji i biologiji. Nalazi primenu u: proučavanju emisije i apsorpcije svetlosti različitih supstanci u svim agregatnim stanjima, kvalitativno i kvantitativno određivanje vrsta atoma i molekula,

koji ulaze u sastav ispitivanog uzorka, ispitivanje strukture atoma i molekula, određivanje veličine, mase, temperature, brzine kretanja i mnogih drugih karakteristika nebeskih tela.

Spektroskopija u astronomiji omogućila je da se izvrši kvalitativna i kvantitativna analiza zvezda. U spektru sunčeve korone i raznih maglina nađene su neke linije za koje se veoma dugo nije znalo od kojih atoma potiču. Kasnije je pokazano da one potiču od poznatih atoma koji se nalaze pod specijalnim uslovima koje je nemoguće postići u laboratorijskim uslovima. Pomeranje položaja spektralnih linija koje je izazvano Dopplerovim efektom služi za određivanje brzine približavanja ili udaljavanja zvezda i nebeskih maglina, kao i za merenje sunčeve rotacije. U fizici, spektroskopski podaci daju najpreciznije etalone dužine, tako da se za standardni etalon dužine koristi talasna dužina oštre crvene kadmijumove linije. Spektroskopija takođe daje informacije o elektronskoj strukturi atoma. Pomoću Zeemanovog efekta dobijaju se kvantni brojevi i položaji elektrona kod raznih elemenata. Ova metoda takođe omogućava dobijanje tzv. hiperfine strukture, koja nam govori o spinu jezgra atoma koji zrači. Takođe je moguće odrediti magnetnu susceptibilnost i elektronsku konfiguraciju atoma.

Spektroskopija u hemiji prvenstveno se koristi za kvalitativnu analizu, što je rezultiralo otkriću mnogih elemenata. Ona takođe otkriva geometriju molekula i nepoznatih strukturnih formula.

U biologiji, za otkrivanje metala u biohemijskim supstancama ćelijama i tkivima odgovorne kvalitativna i kvantitativna emisiona analiza, dok je najvažnija primena za rešavanje toksikoloških problema.

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

3.2 DIJAGNOSTIKA PLAZME

Pod pojmom dijagnostike plazme se podrazumeva skup vrlo raznorodnih i brojnih eksperimentalnih tehnika namenjenih merenju osnovnih parametara plazme. Pod parametrima plazme se podrazumevaju različite fizičke veličine koje su karakteristike date plazme. Osnovni parametri plazme su: sastav plazme, elektronska koncentracija, jonska koncentracija, elektronska i gasna temperatura plazme, provodljivost plazme, frekvencija plazmenih oscilacija, itd. Za merenje svakog od ovih parametara postoje različite dijagnostičke metode. Karakteristike plazme se kreću u vrlo širokom intervalu, naprimer elektronska temperatura od ispod 5000 K do nekoliko stotina miliona kelvina, a gustina od manje od 10^{10} cm^{-3} pa do 10^{20} cm^{-3} . Zatim, plazma može biti ravnotežna i neravnotežna. Sve ovo, uslovljava izbor dijagnostičkih metoda.

Najvažnije karakteristike plazme su svakako sastav plazme, elektronska i gasna temperatura i elektronska (jonska) gustina. Za merenje ovih veličina koriste se različite metode. Na primer sastav plazme se može odrediti primenom metode masene spektroskopije, optičke, UV, IC, i X-zračne spektroskopije. Elektronska koncentracija i temperatura se takođe mogu odrediti različitim spektroskopskim i interferometrijskim metodama, metodama električnih proba, metodama laserskog rasejanja i mikrotalasne tehnike [15,16].

Za primenu nekog dijagnostičkog metoda potrebno je uspostaviti teorijsku vezu između parametara plazme i dijagnostičkog metoda. Koji će se dijagnostički metod primeniti, u konkretnom slučaju zavisi od, ne samo opsega vrednosti parametara plazme, već i od toga da li se radi o kontinualnom izvoru plazme ili impulsnom.

Na primer, za visoko temperaturne plazme u kojima postoje višestruko jonizovani atomi, najčešće se koriste metode X-zračne i V-UV spektroskopije. Kod ekstremno vrućih plazmi sa niskom elektronskom koncentracijom, kao što su fuzione plazme, za dijagnostiku se najčešće koriste metode laserskog (Tomsonovog) rasejanja, mikrotalasne metode i X-zračne tehnike.

Za dijagnostiku plazme umerenih temperatura od ispod 10^4 K do 10^5 K, najčešće korišćene dijagnostičke metode su metode vidljive UV i IC spektroskopije, dok se za plazme niskih koncentracija najčešće koriste električne probe.

Jedan od najčešćih metoda optičke spektroskopije je metod zasnovan na Stark-ovom širenju spektralnih linija u plazmi. Ovaj efekat je posledica postojanja mikroelektričnog polja u plazmi koje potiče od naelektrisanih čestica u istoj, i pod čijim uticajem dolazi do širenja, pomeranja i eventualne pojave asimetrija spektralnih linija.

S obzirom da je ovaj rad u tesnoj vezi sa optičkom spektroskopijom, u daljem tekstu biće opisan metod optičke spektroskopije u vidljivom delu spektra.

3.3 OSNOVNI INSTRUMENTALNI ZAHTEVI

Svrha ovog poglavlja je razmatranje eksperimentalnih tehnika uključujući instrumente, detektore i kalibracione metode u cilju dobijanja određenih podataka. Pre početka merenja moramo biti upoznati sa teorijom spektroskopskih instrumenata

Spektroskopski instrumentalni zahtevi za fiziku plazme su ekstremno različiti zbog veoma širokog opsega mogućih vrednosti za temperature (koje se kreću od ispod 10^4 K do iznad 10^8 K) elektronske gustine (koje su manje od 10^{10} cm^{-3} pa do više od 10^{18} cm^{-3}).

Drugi važan promenljiv faktor je trajanje plazme. Vremenska rezolucija od samo dela mikrosekunde se zahteva za kratko živeća pražnjenja, kao što su pinčevi i električne udarne cevi, dok je za stabilna pražnjenja, kao što su plazmeni mlazovi, tinjava pražnjenja, i DC lukovi, vreme posmatranja nekoliko sekundi i duže. Postoje izvori plazme niske gustine, sposobni za održavanje plazme nekoliko milisekundi ili više, koje ne proizvode dovoljnu količinu radijacione energije za spektroskopske analize. U takvim slučajevima se koriste druge metode [17].

Spektrograf sa umerenom rezolucijom i disperzijom (2 nm/mm) je adekvatan za većinu plazmene spektroskopije. Za određivanje emitera koji zrače koristeći njegove karakteristične spektralne linije, tačnost u talasnoj dužini od oko 0.1 nm je obično dovoljna. Merenja inteziteta spektralnih linija i kontinuuma takođe može biti urađeno sa instrumentima umerene disperzije. Moguće je čak da se meri oblik nekih širih spektralnih linija kao što su Balmerove linije proširene u plazmi sa elektronskom gustinom 10^{15} cm^{-3} i više.

Mnogo veća rezolucija se zahteva za merenja Dopplerovski proširenih linija i njihovih pomaka. Pomenuta rezolucija se može postići sa upotrebom instrumenata sa velikim fokalnim dužinama, visoke disperzije (≈ 0.2 - 0.5 nm/mm) ili koristeći instrumente kao što je Fabry-Perotov etalon sa nisko-disperzionim spektrografom. Visoka rezolucija se zahteva i za dijagnostiku baziranu na Starkovom širenju.

Molekulski spektri se ne pojavljuju u visoko temperaturnim plazmama. Na temperaturama od 10^4 K i nižim, koje postoje u lučnim pražnjenjima i udarnim cevima, molekulski spektri se ponekad pojavljuju. Za separaciju fine rotacione strukture, koja je neophodna za određene temperature, zahteva se relativno visoka disperzija (≈ 0.5 nm/mm).

Za toplije laboratorijske plazme, spektralne linije i kontinualno zračenje su mnogo intenzivniji u vakuumskom UV području spektra nego u vidljivom i bliskom ultravioletnom području. Pošto su temperature plazme oko 10^5 K i više, mnogi elektroni su otkinuti od strane atoma emitera, tako da je rezultujući spektar jona sastavljen od linija visokih energija. Spektri C IV, C V, N IV, N V, O V, O VI, itd. koji leže u dalekoj ultraljubičastoj oblasti se obično pojavljuju u ovim plazmama.

Teoretski, razlog zašto se maksimum zračenja pomera ka dalekoj ultraljubičastoj oblasti može se videti iz Bolcmanove distribucije, koja dozvoljava veće naseljenosti viših energetske stanja na većim temperaturama. Intenzitet jakih spektralnih linija je ograničen intenzitetom zračenja Plankovog crnog tela. Polazaj maksimuma intenziteta krive zračenja Plankovog crnog tela je dat Vinovim zakonom pomeranja:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 0.2898 \cdot 10^{-2} \text{ m K} \quad (3.1)$$

Na primer, za plazmu temperature 10^5 K maksimum je na 28.9 nm, a za 10^6 K maksimum Plankove krive je na 2.89 nm, što je područje mekog X-zračenja. Promena intenziteta sa talasnom dužinom diskutovana je od strane Strattona [18]. On ukazuje da za slobodno-slobodne prelaze, kriva intenziteta po jedinici talasnog intervala u zavisnosti od talasne dužine pokazuje maksimum na:

$$\lambda_{\max} = \frac{620}{kT_e} \text{ nm} \quad (3.2)$$

gde je kT_e dato u eV. Za $T = 10^5$ K, λ_{\max} leži oko 72 nm.

Prema tome, za laboratorijske plazme viših temperatura celokupno zračenje leži u vakuumskom ultravioletnom području (što predstavlja teškoću za eksperimentalna izučavanja). Iako se neke informacije mogu dobiti iz zračenja koje potiče iz vidljivog i ultra-violentnog područja, neke zahtevaju posmatranja u vakuumskom ultra-violentnom području a takođe i u mekom X-području, da bi se kompletno proučilo zračenje plazme.

Visoka osetljivost se zahteva za mnoga spektroskopska posmatranja plazme. Za stabilne plazme nema problema, pošto možemo iskoristiti onoliko vremena, koliko je potrebno, da bi dobili pogodnu ekspoziciju detektora, ili za snimanje spektra sa skenirajućim monohromatorom. Za kratko trajuća impulsna pražnjenja, međutim, postaje važna visoka osetljivost.

3.4 SPEKTROSKOPSKI UREĐAJI

Uređaji koji se sastoje od ulazne pukotine, disperzionog elementa i detektora zračenja nazivaju se *spektroskopski instrumenti*. U zavisnosti od načina detekcije postoje: *spektroskopi* - kod kojih se spektar posmatra vizuelno, *spektrografi* - kod kojih je prisutna fotografska detekcija i *spektrofotometri* - kod kojih se spektar registruje fotoelektričnim putem.

Ukoliko je uređaj snadbeven i izlaznom pukotinom na kojoj se javlja samo uzan interval razloženog zračenja po talasnim dužinama onda je to *monohromator*. Disperzioni elemenat može da bude ili prizma ili difrakciona rešetka.

Pošto se u cilju realizacije ovog rada koristio spektroskopski instrumenat koji kao disperzioni elemenat ima ravnu difrakcionu rešetku, to će o istom u daljem tekstu biti više reči.

Kod spektroskopskih uređaja koji kao disperzioni elemenat imaju difrakcionu rešetku umesto prizme, javljaju se određeni nedostaci kao što su: veći astigmatizam, brže oštećenje rešetke (u odnosu na prizmu), pa i cena. Međutim oni imaju i veliki broj prednosti u odnosu na pomenute. Difrakcione rešetke imaju mogućnost obuhvatanja mnogo šire spektralne oblasti, imaju mnogo veću disperziju, veću moć razlaganja, veću ravnomernost disperzije, manje rasipanje svetlosti, a u izvesnim slučajevima mnogo bolje propuštaju svetlost.

Što se tiče instrumenata sa ravnom difrakcionom rešetkom oni mogu da sadrže transparentnu i refleksionu rešetku. Prva vrsta nalazi primenu kod malih uređaja i instrumenata za rad sa studentima dok druga ima prednost zato što svetlost ne prolazi kroz materijal koji neminovno različito propušta svetlost različite talasne dužine. Ravne rešetke velikih dimenzija upotrebljavaju se u zvezdanim opservatorijama.

Difrakcione rešetke se sastoje od velikog broja zareza (N). Ukoliko je N veće to će i moć razlaganja rešetke biti veća. Disperzija rešetke direktno zavisi od rasporeda nareza. Ako svetlost koja pada na difrakcionu rešetku nije monohromatska, dakle sadrži nekoliko talasnih dužina, broj linija koje se dobijaju se povećava. Rastojanje svake linije proporcionalno je talasnoj dužini svake linije. Skup svih ovih linija predstavlja grupu spektara različitih spektralnih redova.

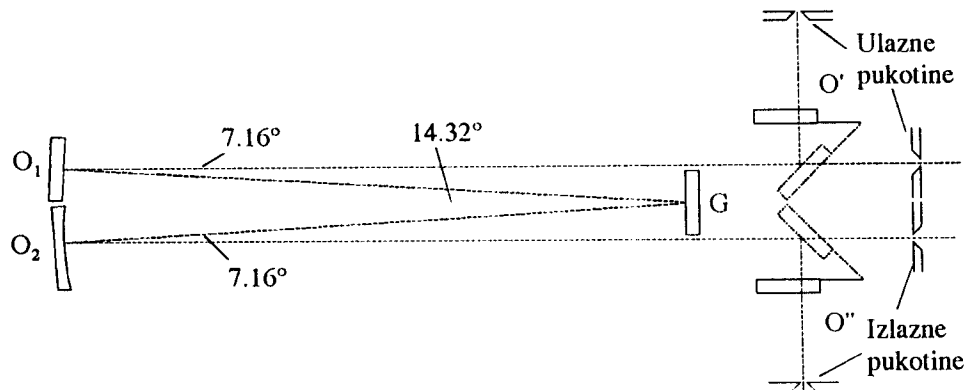
Najvažnije karakteristike spektralnih uređaja su [19,20].

1. **Disperzija:** pokazuje u kojoj meri spektralni aparat razlaže svetlost u prostoru, odnosno po talasnim dužinama. Disperzija može biti *ugaona* i *linearna*. Ugaona disperzija ($d\theta/d\lambda$) zavisi od upotrebljenog disperzionog sistema i meri promenu ugla skretanja θ upadnog zraka sa promenom talasne dužine. Linearna disperzija ($dl/d\lambda$) meri promenu rastojanja difraktovanih linija dl sa promenom talasne dužine upadnog zračenja. Ona se u praksi češće koristi i daje stvarnu razliku dl između dveju bliskih linija u spektru, čija je razlika talasnih dužina $d\lambda$.
2. **Moć razlaganja:** Obično se obeležava sa P i definiše se odnosom $\lambda/d\lambda$ pri čemu je d razlika talasnih dužina između dve bliske linije sličnih inteziteta, koje dati uređaj još uvek može odvojeno da "vidi" pri datoj talasnoj dužini. Dok disperzija određuje približno mesto u spektru na koje će pasti svetlost date talasne dužine, moć razlaganja određuje u kojoj meri će ova svetlost biti razdvojena od svetlosti drugih talasnih dužina.
3. **Širina pukotine i aparatna funkcija:** Aparatna funkcija predstavlja zavisnost širine lika ulazne pukotine na izlazu spektralnog uređaja, od širine same pukotine.

3.4.1 MONOHROMATOR McPHERSON 2061

U ovom radu za snimanje linijskog spektra neutralnog argona emitovanog iz električnog luka korišćen je monohromator *Czerny - Turnerovog* tipa McPherson 2061. Njegov optički sistem se sastoji od dva ogledala za fokusiranje i ravne difrakcione rešetke. Fokalna dužina sistema je 1 metar. Ogledala, kao i ulazna i

izlazna pukotina su fiksirane, dok se difrakciona rešetka rotira u zavisnosti od izabrane talasne dužine. Optički sistem je korigovan tako da se ne javlja aberacija ni za jednu vrednost talasne dužine. Šema optičkog sistema prikazana je na slici 3.1 [21]. Linearna dispezijska monohromatora sa rešetkom od 1200 nareza/mm iznosi 0.833 nm/mm.



Slika 3.1 Optička šema monohromatora McPherson model 2061.

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

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

Širina pukotine može da se podešava prema potrebama od 5 μm do 20 mm. Pukotina može da se povećava i po visini i to u intervalu od 2 do 20 mm. Moguće je da se u sklopu ovog monohromatora nađu još i kamera, zatim svetlosni izvori, detektori, komore za uzorke i dr.

Difrakcione rešetke koje se ugrađuju u ovaj uređaj su tipa "Snap in", što znači da se vrlo lako mogu stavljati i vaditi i samim tim su lako izmenjive. Difrakciona rešetka može da rotira što omogućuje izbor talasnih dužina u opsegu od 185 nm do 1.3 μm . Kontrolu rotacije difrakcione rešetke G vrši tzv. "step-motor", koji vrši 36000 koraka po jednom obrtu. Njegova najvažnija osobina je tačno definisan korak, koji omogućuje precizno menjanje talasne dužine. Najmanje pomeranje, odnosno jedan korak iznosi $1.4 \cdot 10^{-4}$ nm, sa rešetkom od 1200 nareza/mm. Osim toga bitno je naglasiti da steper-motor može da radi u tzv. *kvazikontinualnom režimu*. Takođe je moguće menjati i brzinu zakretanja rešetke i to od 0.05 nm / min do 200 nm / min.

4. EKSPERIMENTALNI DEO I REZULTATI

Kao što je već ranije spomenuto, svrha ovog rada je ispitivanje linijskog spektra argona, dobijenog iz lučnog pražnjenja u cilju dobijanja informacija o mogućnosti ispitivanja Štarkovski proširenih spektralnih linija argona. Najintenzivnije svetlosno zračenje iz luka je duž ose samog luka. Stoga se posmatranje emitovanog zračenja obično vrši duž tog pravca. Ovakav način posmatranja (end-on) je primenjiv u slučajevima kada se ispituju spektralne linije elemenata različitih od radnog gasa u luku (u ovom slučaju je radni gas u luku argon). Međutim ovakav način posmatranja spektralnih linija koje potiču od atoma radnog gasa nije pogodan zbog toga što tada emitovano zračenje prelazi dug optički put kroz plazmu, što dovodi do pojave samoapsorpcije zračenja i do distorzije profila. Drugi razlog za nepogodnost primene ovog metoda je to što zračenje prolazi i kroz hladne slojeve u okolini elektroda, što takođe dovodi do distorzije profila.

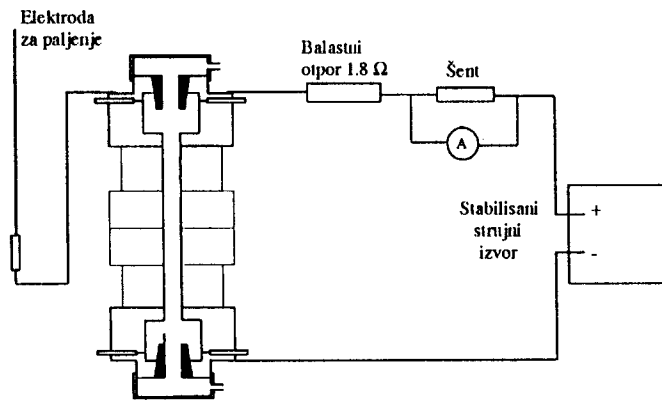
Da bi se izbegli ovi nepovoljni efekti, kada se vrši ispitivanje oblika spektralnih linija atoma radnog gasa, plazma se posmatra sa strane, normalno na osu luka (side-on). Međutim i prilikom takvog posmatranja ima dosta eksperimentalnih teškoća. U prvom redu, intenziteti emitovanih linija su znatno manji normalno na osu luka nego duž ose luka, što dovodi do smanjenja odnosa signal-šum. Druga teškoća je to što emitovano zračenje predstavlja zbir doprinosa zračenja koja se emituju iz različitih slojeva plazme duž radijusa. To znači da u registrovanom eksperimentalnom profilu postoji doprinos i širokih linija emitovanih iz centra (gde su koncentracija plazme i temperatura najveće) i uzanih linija emitovanih iz perifernog dela plazmenog stuba (gde su koncentracija plazme i temperatura najmanje). Ova teškoća se rešava tako što se profili snimaju na više položaja duž radijusa plazmenog stuba, a zatim se na njih primenjuje numerička procedura Abelove inverzije. Kao rezultat toga, dobijaju se oblici profila emitovani iz različitih slojeva. U tu svrhu, pre konačnog snimanja profila različitih spektralnih linija argona, potrebno je izdvojiti one linije, koje su dovoljnog intenziteta i u centru i na periferiji plazmenog stuba. To je zapravo i cilj ovog rada.

4.1 EKSPERIMENTALNA POSTAVKA

4.1.1 ELEKTRIČNA ŠEMA I GASNI SISTEM

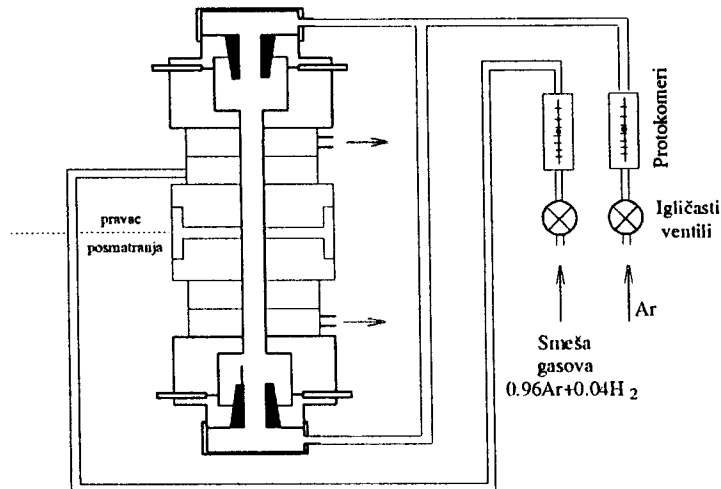
Električni luk Maeckerovog tipa, koji je korišćen u ovom radu, napaja se preko balastnog otpornika od 1.8Ω , iz strujno stabilisanog električnog izvora. Strujna stabilizacija ovog izvora iznosi 0.3 %. Jačina struje se može regulisati u opsegu od minimalne struje pri kojoj luk gori (oko 8 A), do maksimalne struje od 30 A. Tokom eksperimenta jačina struje je bila 30 A. Električna šema ovog kola je prikazana na slici 4.1.

Prilikom paljenja luka, pomoćna elektroda, koja je na potencijalu anode, se kratko spoji sa katodom (uvuče se kroz otvor u anodi), a zatim polako udaljava. Tom prilikom se katoda zagreva (zbog kratkog spoja u početku), što dovodi do pojave termoelektronske emisije, tako da se prilikom razdvajanja pomoćne elektrode i katode između njih formira lučno pražnjenje. Kada se pomoćna elektroda izvuče van luka, pražnjenje se dalje odvija između anoda i katode luka. Prečnik plazmenog stuba iznosi 5 mm.



Slika 4.1 Električna šema.

Gasni sistem je prikazan na slici 4.2. On se sastoji od boce sa argonom (pod visokim pritiskom), redukcionog ventila na samoj boci, boce sa mešavinom argona i vodonika (4% H_2 i 96 % Ar), sa odgovarajućim redukcionim ventilom, igličastih ventila za regulisanje protoka argona i mešavine i instrumenata za merenje protoka. Radni gas - argon se pod atmosferskim pritiskom uvodi u luk kroz otvore u okolini elektroda. Protok argona prilikom eksperimenta je bio 3 l/min. Mešavina se u luk uvodi kroz otvor koji se nalazi između anode i centralnog dela luka. Protok mešavine je iznosio 0.3 l/min. Mešavina argona sa vodonikom je neophodna radi merenja elektronske koncentracije, za šta se koristi vodonikova H_β linija.



Slika 4.2 Gasni sistem.

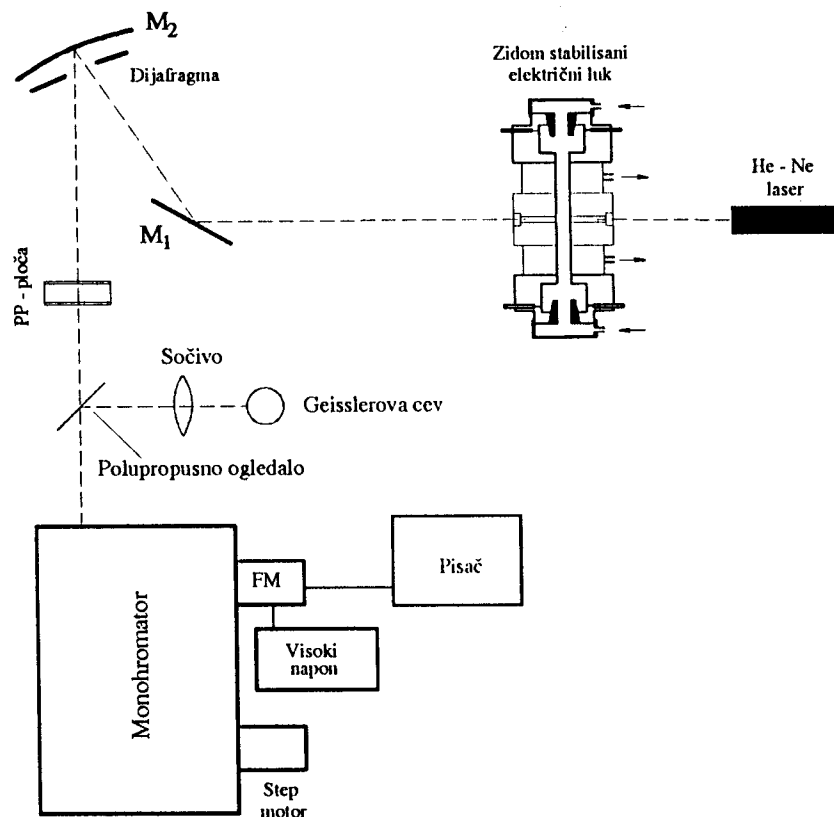
S obzirom na to da je temperatura luka visoka, bakarni segmenti se moraju hladiti vodom, što se vrši preko posebnog sistema za hlađenje.

4.1.2 OPTIČKI SISTEM

Zračenje iz luka, koje se emituje normalno na njegovu osu, se pomoću konkavnog ogledala žižne daljine od 1.25 m, fokusira na ulaznu pukotinu monohromatora u odnosu 1:1 (slika 4.3). Zračenje tom prilikom prolazi i kroz plan-paralelnu ploču debljine 2 cm. Zakretanjem plan-paralelne ploče se lik plazmenog

stuba može pomerati duž verikalnog pravca i time birati koji se deo plazmenog stuba posmatra.

Istovremeno sa spektrom iz luka, uz pomoć polupropusnog ogledala, sniman je spektar zračenja helijuma iz Geisslerove cevi. Helijumove linije su korišćene za određivanje talasnih dužina argonovih linija.



Slika 4.3 Optički sistem.

Radi obezbeđivanja dovoljne vertikalne rezolucije, visina ulazne pukotine je ograničena na 0.3 mm, čime je omogućeno snimanje profila za oko 20 položaja duž radijusa plazmenog stuba. Širina ulazne i izlazne pukotine je bila 20 μm .

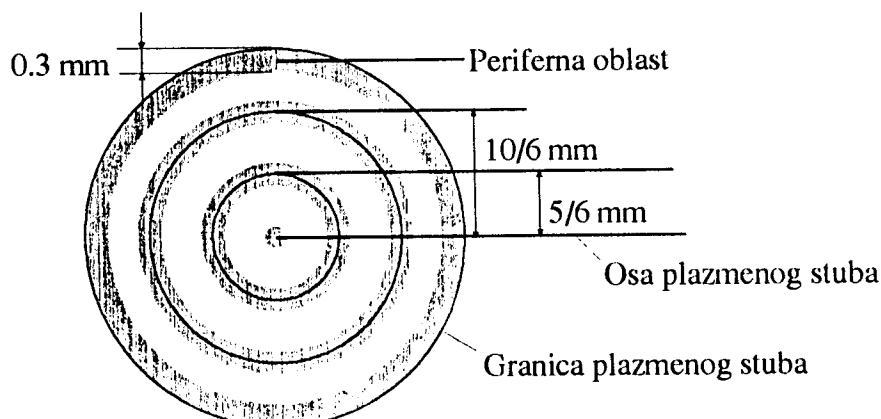
Na izlaznoj pukotini monohromatora je bio montiran fotomultiplikator radi pretvaranja svetlosnog signala u električni. Signal sa fotomultiplikatora se može voditi na različite instrumente za merenje intenziteta signala (osciloskop, voltmetar, A/D konvertor, pisac itd.). Kako cilj ovog rada nije bio precizno merenje oblika spektralnih linija već samo merenje intenziteta, za merenje intenziteta signala je korišćen pisac jer omogućuje najbrži način merenja.

4.2 REZULTATI

Spektar zračenja argonove plazme sniman je u opsegu talasnih dužina od 380 nm do 700 nm. Ova oblast je ograničena spektralnom karakteristikom kompletnog optičkog sistema, a prvenstveno spektralnom karakteristikom korišćenog fotomultiplikatora (RCA 1P28). Prilikom snimanja spektara, step motor, pomoću kog

se zakreće difrakciona rešetka monohromatora je radio u kvazikontinualnom režimu. Brzina zakretanja rešetke (promena talasne dužine u jedinici vremena nm/min) i brzina kretanja papira pisača (u mm/min) su usklađeni tako da registrovani intenziteti linija odgovaraju stvarnim vrednostima, a u isto vreme da se obezbedi dovoljna tačnost određivanja talasne dužine spektralnih linija prilikom njihove identifikacije. Ove brzine su iznosile 3 nm/min i 30 mm/min, respektivno. Naime, ako je brzina zakretanja rešetke velika, registrovani intenzitet nije realan zbog velike brzine promene talasne dužine koju pisač ne može da prati. U tom slučaju se na pisaču registruju manji intenziteti nego što su stvarni.

Radi provere promene intenziteta emitovanog zračenja duž radijusa plazmenog stuba, snimanja spektra su vršena za četiri položaja duž radijusa: na osi plazmenog stuba, na 5/6 mm od ose, na 10/6 mm od ose i blizu same periferije (iz sloja debljine oko 0.3 mm), slika 4.4.

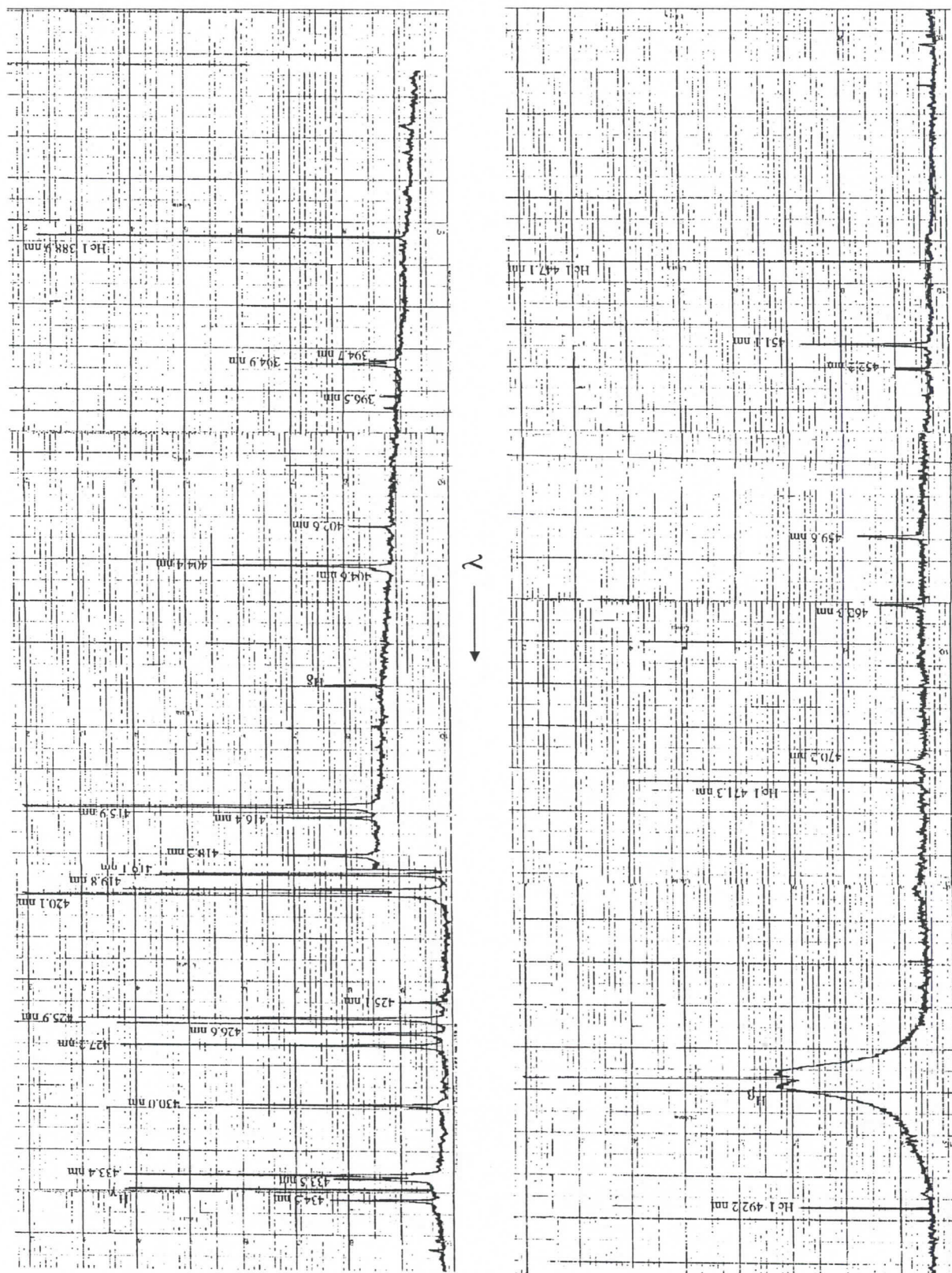


Slika 4.4 Ilustracija oblasti iz kojih se emituje snimano zračenje (razmera 10:1).

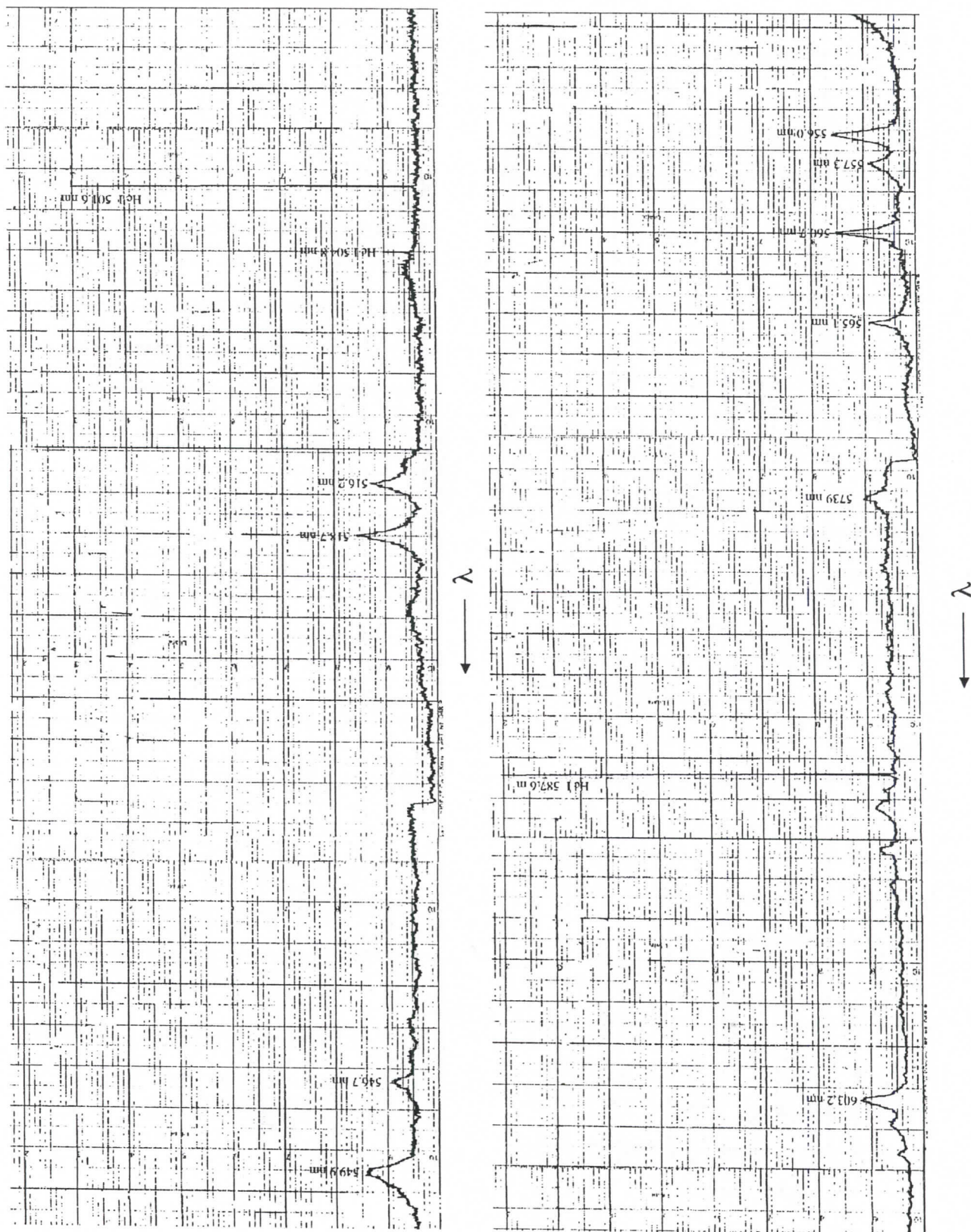
Na slici 4.5 je, kao primer, prikazan snimljeni spektar za položaj 5/6 mm od ose plazmenog stuba.

Intenzitet spektralnih linija argona je najintenzivniji kada se emisija vrši iz oblasti oko ose plazmenog stuba, a ka periferiji opada. U tabeli 4.1 date su vrednosti izmerenih intenziteta (u jedinicama napona signala na fotomultiplikatoru). Prva kolona sadrži vrednosti talasnih dužina detektovanih argonovih linija. U drugoj koloni su date vrednosti intenziteta tih linija kada su one emitovane iz centralne oblasti. Treća kolona sadrži intenzitete linija za položaj 5/6 mm od ose, četvrta za položaj 10/6 mm od ose, a peta za položaj na periferiji plazmenog stuba. U šestoj koloni je označeno da li za datu liniju postoje teorijske vrednosti Starkovih parametara.

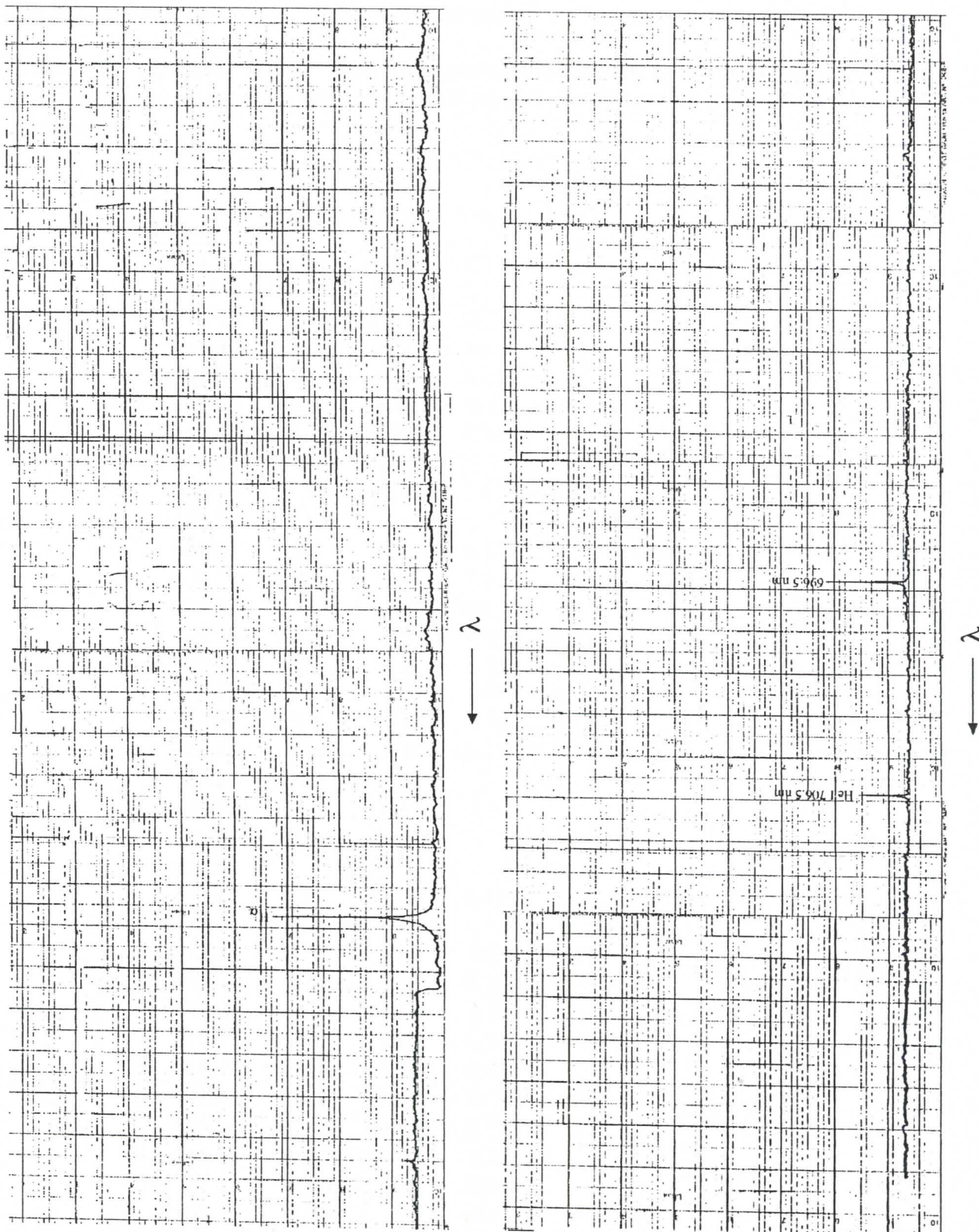
Iz tabele se vidi da su najintenzivnije linije 415.8 nm, 418.19 nm, 419.83 nm, 420.07 nm, 425.94 nm, 426.63 nm, 427.22 nm, 430.01 nm, 433.36 nm i 433.54 nm. Te linije su dovoljnog intenziteta i u centru i na krajevima plazmenog stuba, tako da se mogu spektroskopski ispitivati. Pri takvim ispitivanjima, za dobro definisan profil linije, najvažnije je da je odnos signal-šum zadovoljavajući. Čak i za male intenzitete (kao što su intenziteti navedenih linija na periferiji plazmenog stuba), dovoljan odnos signal-šum može se dobiti usrednjavanjem signala, na primer digitalnim osciloskopom. S obzirom da je najveća osetljivost osciloskopa 2 mV/podeok, najmanji intenziteti koji se mogu pouzdano meriti (sa malim uticajem šuma) su oko 0.2 mV, što navedenih 12 linija zadovoljava. Zbog toga su, u daljem radu koji nije



Slika 4.5 Spektar argona snimljen za položaj 5/6 mm od ose plazmenog stuba.



Slika 4.5 Nastavak



Slika 4.5 Nastavak.

tema ovog rada, te linije i izabrane za ispitivanje vrednosti i zavisnosti Starkovih parametara od koncentracije i temperature plazme.

Tabela 4.1 Inteziteti argonovih spektralnih linija snimljenih za četiri položaja duž radijusa plazmenog stuba. I_1 na osi; I_2 na 5/6 mm od ose; I_3 na 10/6 mm od ose; I_4 na periferiji.

λ (nm)	I_1 (mV)	I_2 (mV)	I_3 (mV)	I_4 (mV)	Teorija
394.75	1.55	0.65	0.65	-	
394.00	5.15	2.65	2.15	-	
396.47	0.9	0.475	0.7	0.3	
404.44	7.7	4.2	3.65	0.2	
404.60	0.85	0.45	0.25	-	
415.86	9.1	8.25	6.2	0.85	
416.42	4.45	2.475	2.15	-	
418.19	6.4	3.55	3.1	-	
419.07+	7.85	6.7	5.65	0.23	
419.10					
419.83	8.5	7.6	6.55	0.2	T
420.07	9.8	9	7.85	0.8	T
425.12	1.85	1.1	0.85	-	
425.94	9.8	8.6	7.05	0.23	T
426.63	8	4.6	3.95	0.17	
427.22	9.7	7.6	6.5	0.2	T
430.01	9.7	6.1	5.4	0.15	
433.36	8.65	7.4	6.15	0.18	
433.53	4.4	2.35	2	-	
434.52	4.3	2.45	1.9	-	
Ar II	0.65	-	-	-	
434.80					
451.07	5	3	2.45	-	T
452.23	1.7	0.8	0.55	-	
459.61	1.43	0.72	0.6	0.07	T
462.84	1.05	0.55	0.45	-	
470.23	1.7	1	0.8	-	
516.23	1.2	0.65	0.55	-	
518.77	1.45	0.85	0.85	-	
546.72	0.5	0.25	0.3	-	
549.90	1.15	0.85	0.75	-	
555.96	1.45	1.05	0.8	-	T
557.25	0.65	0.4	0.28	-	T
560.67	1.45	1	0.8	-	
565.07	0.7	0.5	0.45	-	
573.95	0.5	0.35	0.18	0.005	T
603.21	1.125	0.75	0.6	-	T

Odnos intenziteta spektralnih linija razmatranih u ovom radu je karakterističan za lučno pražnjenje ovog tipa (zidom stabilisan luk sličnih dimenzija kao luk korišćen u ovom radu). Prema tome, rezultati ovog rada mogu biti primenjeni za sveki luk sličnih karakteristika, bez prethodne provere i snimanja kompletnog spektra zračenja.

ZAKLJUČAK

U ovom radu je sniman spektar neutralnog argona emitovanog iz zidom stabilisanog električnog luka, normalno na osu plazmenog stuba, u cilju ispitivanja mogućnosti snimanja pojedinih linija radi određivanja njihovih Starkovih parametara. Radni gas je bila mešavina argona (96%) i vodonika (4%). Luk je radio pri atmosferskom pritisku, a jačina struje je iznosila 30 A.

Kao disperzioni instrument korišćen je monohromator na čijem je izlazu postavljen fotomultiplikator, kao pretvarač svetlosnog signala u električni. Signali sa fotomultiplikatora registrivani su pomoću pisaača.

Spektar je sniman na četiri položaja duž radijusa plamenog stuba. Na osnovu snimljenih spektara zaključeno je da su linije neutralnog argona 415.8 nm, 418.19 nm, 419.83 nm, 420.07 nm, 425.94 nm, 426.63 nm, 427.22 nm, 430.01 nm, 433.36 nm i 433.54 nm dovoljnog intenziteta i kada se emituju iz centra plazmenog stuba i iz periferije, tako da su pogodne za ovakva ispitivanja.

REFERENCE

1. B. Milić, *Osnovi fizike gasne plazme*, (Naučna knjiga, Beograd, 1977).
2. H. Maecker, *Z. Naturforsch* **11a**, 457 (1956).
3. H. Maecker, *Proceedings of the Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Vol. 2, p. 1793, (North Holland, Amsterdam, 1962).
4. W. Wiese, D. R. Paquette and J. E. Solarski, *Phys. Rev.* **129**, 1225 (1963).
5. H. N. Olsen, *Phys. Fluids* **2**, 614 (1959).
6. H. N. Olsen, *Phys. Rev.* **124**, 1703 (1961).
7. G. Schmitz, *Z. Naturforsch* **5**, 571 (1950).
8. J. D. Cobine, *Gaseous Conductors: Theory and Engineering applications*, (Dover Publications Inc., New York, 1958).
9. *Физическая энциклопедия*, том 2, Главны редактор А. М. Прохоров, (Советская энциклопедия, Москва, 1990).
10. W. B. Nottingham, *A. I. E. E. Trans.* **42**, 302 (1923).
11. C. G. Suits, *Phys. Rev.* **55**, 561 (1939).
12. C. G. Suits, *J. Appl. Phys.* **10**, 730 (1939).
13. P. W. J. M. Boumans, *Theory of Spectrochemical Excitation*, (Hilger & Watts Ltd. London, 1966).
14. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw-Hill, New York, 1964).
15. *Plasma Diagnostics*, ed. W. Lochte-Holtgreven, (North-Holland, Amsterdam, 1968).
16. *Plasma Diagnostics Techniques*, Ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, (Academic Press, New York, London, 1965).
17. E. B. Turner, in *Plasma Diagnostics Techniques*, Ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, p. 319, (Academic Press, New York, London, 1965).
18. T. F. Stratton, *Plasma Diagnostics Techniques*, Ed. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, p. 359, (Academic Press, New York, London, 1965).
19. R. A. Sawyer, *Experimental Spectroscopy*, (Dover Publication, New York, 1963).
20. G. R. Harrison, R. C. Lord and J. R. Loofbourow, *Praktična spektroskopija*, (Naučna knjiga, Beograd, 1962).
21. *McPherson Instruments, Instruction Manual for Model 2061*, (Acton, 1990).

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: *Selena Samardžić, br. dos. 155/92*
AU
- Mentor: *Dr Zoran Mijatović, docent PMF Novi Sad*
MN
- Naslov rada: *Linijski spektar neutralnog argona emitovan iz lučne plazme*
NR
- Jezik publikacije: *Srpski (latinica)*
JP
- Jezik izvoda: *Srpski*
JI
- Zemlja publikovanja: *Jugoslavija*
ZP
- Uže geografsko područje: *Vojvodina*
UGP
- Godina: *1999.*
GO
- Izdavač: *Autorski reprint*
IZ
- Mesto i adresa: *Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad*
MA
- Fizički opis rada: *(6/33/11/1/0/21/0)*
FO
- Naučna oblast: *Fizika*
NO
- Naučna disciplina: *Fizika plazme*
ND
- Predmetna odrednica/ključne reči: *Linijski spektri, lučno pražnjenje, argonska plazma*
PO
- Čuva se: *Biblioteka Instituta za fiziku, PMF Novi Sad*
ČU
- Važna napomena: *Nema*
VN
- Izvod: *U radu je sniman linijski spektar neutralnog argona emitovan iz plazme zidom stabilisanog luka. Posmatranje plazme je vršeno normalno na osu luka za četiri položaja duž radijusa. Na osnovu registrovanih intenziteta spektralnih linija određeno je 10 linija koje su pogodne za ispitivanje Starkovog efekta.*
IZ
- Datum prihvatanja teme od strane Veća: *12.01.1999.*
DP
- Datum odbrane: *19.01.1999.*
DO
- Članovi komisije:
Predsednik:
Dr. Ljiljana Čonkić, vanredni profesor, PMF, Novi Sad
Članovi:
Dr. Radomir Kobilarov, vanr. profesor, PMF, Novi Sad
Dr. Zoran Mijatović, doc., PMF, Novi Sad
KO