

D-330

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET

Природно-математички факултет  
Радна заједница заједничких послова  
Н О В С А

Примљено: 11. aprila 1995			
Орг. јед.	Број	Примљ.	Вредност
0603	9/47		

DIPLOMSKI RAD

UTICAJ DINAMIKE JONA NA POMERAJ SPEKTRALNIH  
LINIJA NEUTRALNOG HELIJUMA U PLAZMI

Igor Savić

Novi Sad , april 1995.

# SADRŽAJ

UVOD.....	1
1. TEORIJA.....	3
1.1 Uzroci širenja i pomeranja spektralnih linija u plazmi.....	3
1.1.1 Prirodno širenje.....	3
1.1.2 Dopplerovo širenje.....	5
1.1.3 Širenje usled pritiska.....	6
Rezonantno širenje.....	6
Van der Waalsovo širenje.....	7
Starkovo širenje.....	7
Kvazistatička aproksimacija.....	8
Sudarna aproksimacija.....	9
Uticaj jona na širenje izolovanih spektralnih linija.....	12
Kvazistatička aproksimacija.....	12
Unificirana teorija izolovanih linija koja uzima u obzir dinamiku jona.....	14
2. EKSPERIMENT.....	16
2.1 Ispitivanje uticaja dinamike jona na spektralne linije neutralnog helijuma...16	
2.1.1 Impulsni luk.....	16
Gasni sistem.....	17
Električni sistem.....	17
2.1.2 Optički sistem.....	18
2.1.3 Akvizicija podataka i obrada rezultata.....	20
2.1.4 Samoapsorpcija spektralnih linija.....	24
2.1.5 Elementi dijagnostike plazme.....	24
Merenje elektronske koncentracije.....	24
Merenje elektronske temperature.....	24
3. REZULTATI I DISKUSIJA.....	27
ZAKLJUČAK.....	33
REFERENCE.....	35

## UVOD

Od početka izučavanja širenja spektralnih linija u plazmi, elektroni su tretirani kao brze čestice čije kretanje utiče na oblik spektralnih linija. Joni su zbog svoje mase daleko veće od mase elektrona, tretirani kao statički perturbatori čije se kretanje može zanemariti u toku interakcije i zračenja fotona. Poređenjem profila spektralnih linija dobijenih eksperimentalno i teorijski utvrđeno je neslaganje. Uzroci neslaganja su traženi prvo teorijski [1,2,3] a onda i eksperimentalno, u kretanju, odnosno dinamici jona [4]. Ovi radovi su se uglavnom odnosili na vodonikove linije. Uticaj dinamike jona na teže elemente sve do danas nije dokazan mada postoje teorijski radovi koji tretiraju ovaj problem. Prvi eksperimentalni rad koji kompletno obrađuje ovaj problem za helijumove linije objavljen je 1989. godine [5]. Do saznanja da ovaj efekat može dosta uticati na oblik spektralnih linija neutralnih atoma došlo se na osnovu sistematskog neslaganja između merenih i teorijskih vrednosti parametara Starkovog širenja spektralnih linija - poluširine i pomeraja. Ovo neslaganje raste sa smanjenjem elektronske koncentracije i to ukazuje da na niskim elektronskim koncentracijama dolazi do izražaja neki novi efekat koji nije uziman u obzir. Rad [5] je pokazao da uzimanje u obzir dinamike jona popravljaja slaganje merenih i teorijskih vrednosti. Čak i ako postoji razlika između teorijskih i merenih vrednosti ona ne bi smela da se menja sa promenom elektronske koncentracije.

Kretanje lakih jona, zbog njihove velike pokretljivosti, ima veći uticaj nego kretanje teških. Teorije koje uzimaju jone kao dinamičke perturbatore [1,2,3] to predviđaju, a u tim teorijama umesto mase perturbatora figuriše redukovana masa emiter-perturber. Stepent uticaja dinamike jona zavisi i od elektronske i gasne temperature plazme [1,2,3]. Zato se može očekivati da će ovaj efekat biti najizraženiji kod linija helijuma (zato što je to najlakši nevodonični atom) i to kada su perturbatori najlakši joni (joni vodonika tj. protoni). Uticaj dinamike jona je različit i za spektralne linije istog elementa koje imaju različite veličine parametara Starkovog širenja.

Cilj ovog rada je da ispita uticaj dinamike jona na pomeraj pet izolovanih spektralnih linija neutralnog helijuma talasnih dužina:

318.8 nm, 471.3 nm, 501.6 nm, 667.8 nm i 706.5 nm.

Za poređenje merenih vrednosti sa teorijskim biće korišćena teorija [3] i teorija [6] koja se odnosi samo na helijumove linije. Rezultati poređenja merenih i teorijskih vrednosti mogu poslužiti i za testiranje valjanosti teorijskih vrednosti Starkovih parametara [1,2,6,7] u cilju poboljšanja tačnosti dijagnostike plazme.

Kao izvor plazme korišćen je impulsni luk pod niskim pritiskom, a radni gas je bio smeša helijuma i vodonika u odnosu 20% : 80%. Sve spektralne linije su snimane u kasnijim vremenima u odnosu na maksimum struje pražnjenja (za niže elektronske koncentracije). Elektronske koncentracije je odredio Mr Zoran Mijatović i to laserskim interferometrom sa  $CO_2$  laserom na 10.6  $\mu\text{m}$ . Merene vrednosti su se kretale u intervalu

od  $(2.5-3.10)10^{26} \text{ m}^{-3}$ . Elektronska temperatura (19300-23600 K) je određena iz odnosa linije i kontinuuma vodonikove H $\gamma$  linije [8].

Pri snimanju profila spektralnih linija korišćena je tehnika usrednjavanja signala sa fotomultiplikatora pomoću digitalnog osciloskopa. Personalni računar je korišćen za kontrolu digitalnog osciloskopa, prikupljanje podataka i kontrolu step-motora koji zakreće rešetku 1-m monohromatora.

# 1. TEORIJA

## 1.1 Uzroci širenja i pomeranja spektralnih linija u plazmi

Svi profili spektralnih linija snimljeni različitim spektralnim uređajima nisu  $\delta$ -funkcije nego imaju neku konačnu širinu. Za opisivanje spektralne linije to jest njenog oblika najčešće se koriste dva parametra i to su širina spektralne linije i pomeraj linije. Pomeraj linije se obično meri na maksimumu linije ili na polovini visine linije. Za opisivanje širine spektralne linije najviše se upotrebljava poluširina, a to je širina linija na polovini njene visine. Oblik linija emitovanih iz neke sredine, prvenstveno zavisi od stanja u kome se ta sredina nalazi, ali takođe i od samog spektralnog uređaja korišćenog za detekciju linijskog zračenja. Pošto je oblik linija odraz stanja u datoj sredini, veličine koje karakterišu tu sredinu mogu se odrediti preko intenziteta i oblika spektralnih linija.

Mehanizmi širenja spektralnih linija koji mogu biti značajni u plazmi, dele se u tri grupe:

- 1) prirodno širenje
- 2) Dopplerovo širenje
- 3) širenje usled pritiska

Ovi uzroci širenja su posledica karakteristika sredine iz koje se emituju spektralne linije. Međutim postoji tzv. instrumentalno širenje koje nastaje kao posledica interakcije zračenja sa spektralnim uređajem i kao takvo je posledica karakteristika samog spektralnog uređaja.

### 1.1.1. Prirodno širenje

Razmatranju ovog tipa širenja može se pristupiti sa stanovišta klasične elektrodinamike i sa gledišta kvantne mehanike.

Atomi emiteri se sa stanovišta klasične elektrodinamike tretiraju kao skup Lorentzovih oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra). Takav jedan sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator koji se pobuđuje na oscilovanje prilikom sudara. Iz razloga što oscilator emituje zračenje, gubi energiju pa su oscilacije prigušene. Zato linijsko zračenje nije monohromatsko već ima konačnu širinu, tzv. prirodnu širinu. Raspodela intenziteta zračenja po frekvencijama je data Lorentzovim disperzionim profilom [9,10]:

$$I(\nu) = I_0 \frac{(\gamma/2)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (1.1)$$

gde je  $I_0$  maksimalni intenzitet, a  $\gamma$  klasični koeficijent radijacionog prigušenja dat izrazom:

$$\gamma = \frac{e^2 v^2}{3\epsilon_0 m c^3} \quad (1.2)$$

Stavljajući u izraz (1.1) da je  $I(v) = I_0/2$  dobijamo da je poluširina (odnosno širina na polovini visine) prirodno proširene linije:

$$|v_{1/2} - v_0| = \frac{1}{2} \Delta v_{1/2} = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (1.3)$$

odnosno prelaskom na skalu talasnih dužina:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (1.4)$$

To znači, da prema klasičnoj elektrodinamici prirodna širina linije ne zavisi od atomskih karakteristika emitera i talasne dužine emitovanog zračenja i iznosi  $\Delta\lambda_{1/2} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$ . Iz izraza (1.1) se vidi da je raspodela intenziteta linije simetrična u odnosu na centar linije (gde je  $v = v_0$ ) i ovaj tip raspodele se zove Lorentzova raspodela.

Sa kvantno mehaničkog gledišta do apsorpcije ili emisije zračenja dolazi pri prelazu elektrona između dva diskretna energetska nivoa. Kada elektron izvrši prelaz sa nižeg na viši elektronski nivo  $E_n$  (pobudi se), ne možemo reći koliko će vremena elektron provesti na tom nivou, već možemo govoriti samo o nekom srednjem vremenu boravka elektrona na tom nivou. To vreme se zove srednje vreme života datog nivoa  $\tau_n$ . Pošto je vreme zadržavanja elektrona na tom nivou određeno Heinsenbergovom relacijom neodređenosti:

$$\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar \quad (1.5)$$

sledi da energija elektrona nije tačno određena, što znači da energetski nivo nije beskonačno uzan već da ima konačnu širinu:

$$\Delta E_n \approx \frac{\hbar}{\tau_n} = \frac{h}{2\pi\tau_n} \quad (1.6)$$

Pošto elektron nikada neće spontano napustiti osnovno stanje za njega je  $\tau = \infty$  pa je  $\Delta E = 0$ . Za sva ostala stanja važi da je  $\Delta E_n \neq 0$ . Pri prelazu elektrona iz stanja sa glavnim kvantnim brojem  $n$  u stanje sa glavnim kvantnim brojem  $m$ , energija emitovanog fotona je:

$$h\Delta v_{nm} = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (1.7)$$

Ako iskoristimo relaciju (1.6) dobijamo da je:

$$\Delta v_{nm} \approx \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (1.8)$$

Iz izraza (1.8), vidi se da je prirodna poluširina proporcionalna sumi verovatnoća prelaza. Pošto se verovatnoće prelaza bitno razlikuju za različite prelaze, znači da je sa gledišta kvantne elektrodinamike, prirodna širina linije različita za različite prelaze. Za

prelaze sa srednjim vremenom života reda veličine  $10^{-8}$ s dobija se prirodna širina linije reda veličine  $10^{-5}$ nm, kao i rezultat dobijen klasičnim putem (1.4).

### 1.1.2 Dopplerovo širenje

Dopplerovo širenje se javlja kao posledica kretanja emitera u plazmi u odnosu na sistem referencije koji je vezan za detektor zračenja (odnosno za posmatrača). Ako bi posmatrali skup čestica koje zrače, a nalaze se u stanju mirovanja u odnosu na detektor, i pri tome zanemarili ostale efekte širenja, detektor bi registrovao zračenje frekvencije  $\nu_0$ . Kada se te čestice kreću brzinom  $v$  u odnosu na detektor on će registrovati frekvenciju  $\nu$  koja će biti, viša od  $\nu_0$  u slučaju da se emiter kreće ka njemu, odnosno niža u slučaju da se kreću od njega. Ovo se može predstaviti izrazom:

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{v}{c} \nu_0 \quad (1.9)$$

gde je  $v$  brzina kretanja emitera u odnosu na posmatrača. Znak (+) se uzima pri kretanju emitera ka posmatraču a znak (-) kada se udaljava od njega. U plazmi postoji više uzroka i načina kretanja emitera: kretanje usled turbulencija, termalno kretanje, kretanje zajedno sa plazmom ili delom plazme u odnosu na posmatrača. Pretpostavimo da u plazmi postoji samo termalno kretanje emitera i neka se emiteri pokoravaju Maxwelllovoj funkciji raspodele po brzinama. Oblik ove funkcije duž pravca posmatranja je:

$$P(v)dv = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (1.10)$$

Ovde je  $P(v)$  verovatnoća da je brzina emitera u intervalu  $(v, v+dv)$ . Iz izraza (1.9)

uzimajući znak + dobija se da je  $dv = \frac{c}{\nu_0} d\nu$  pa dobijamo da je sada:

$$P(\nu - \nu_0)d\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{mc^2}{2kT\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2} d\nu \quad (1.11)$$

$P(\nu - \nu_0)d\nu$  je broj emitera koji emituju zračenje u intervalu frekvencije  $(\nu, \nu+dv)$  u odnosu na ukupan broj emitera. Pošto je intenzitet zračenja srazmeran  $P(\nu - \nu_0)$  imamo da je [10]:

$$I_\nu = I_0 e^{-\frac{mc^2}{2kT\nu_0^2}(\nu - \nu_0)^2} \quad (1.12)$$

Iz prethodnog izraza se vidi da Dopplerovski proširena linija ima Gaussovu raspodelu, pa za poluširinu dobijamo:

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_0 \left( \frac{2kT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \left( \frac{T}{m} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

Ovde se T izražava u (K) a m u (a.j.m.).

### 1.1.3 Širenje usled pritiska

Uzrok širenja usled pritiska je prisustvo čestica različitih vrsta u sredini iz koje se emituje zračenje. Intenzitet širenja zavisi od koncentracije prisutnih čestica tj. njihovih "pritiska". Postoje različiti tipovi interakcije emitera sa okolnim česticama perturbera i prema ovome se ovo širenje može podeliti na:

- a) rezonantno širenje
- b) Van der Waalsovo širenje
- c) Starkovo širenje

#### Rezonantno širenje

Ovo širenje je posledica interakcije emitera sa česticama iste vrste (atom-atom, jon-jon). Posmatrajmo dva atoma. Ako postoji dozvoljen dipolni prelaz sa gornjeg ili donjeg nivoa onda je svedjedno koji je atom pobuđen a koji je u osnovnom stanju. Na ovaj način dolazi do degeneracije nivoa sistema koji posmatramo, što izaziva proširenje emitovane linije. Ovo se može tumačiti i kao skraćenje vremena života pobuđenog stanja zbog rezonantne izmene energije. Izraz za širinu linije usled rezonantnog širenja [11,12] glasi:

$$\omega_R [\text{cm}] = 4.30 \cdot 10^{-14} \left[ \frac{g_I}{g_R} \right]^{1/2} \lambda^2 \lambda_R f_R N \quad (1.14)$$

gde je  $\lambda$  talasna dužina posmatranog prelaza,  $N$  je koncentracija čestica perturbera,  $g_R, \lambda_R, f_R$  su statistička težina, talasna dužina i jačina oscilatora rezonantnog prelaza. Rezonantno širenje se javlja kod prelaza kod kojih je jedan od nivoa dipolno spregnut sa osnovnim nivoom. Uglavnom nastaje u interakciji sa česticama iste vrste kao perturberima, ali perturberi mogu biti i atomi druge vrste, pa čak i joni, pod uslovom da su im odgovarajući nivoi približni.

Koncentracij perturbujućih čestica  $N$  je procenjena iz sastava plazme. Rezonantno širenje linija obrađenih u ovom radu je reda veličine  $10^{-4}$  nm što je zanemarljivo u odnosu na dominantne mehanizme širenja.



## Van der Waalsovo širenje

Osnova ovog širenja je u interakciji neutralnog atoma-perturbera i atoma-emitera posredstvom sila koje su kratkog dometa. Potencijal ovih sila opada sa šestim stepenom rastojanja između čestica, a ovo je analogno zavisnosti Van der Waalsovog potencijala od rastojanja. Proširena spektralna linija se dobija usrednjavanjem po svim mogućim rastojanjima između emitera i perturbera. Prema [4] poluširina je procenjena na:

$$\omega_v [\text{cm}] = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 \left[ \bar{\alpha} \bar{R} \right]^{2/5} \left[ \frac{T}{\mu} \right]^{3/10} N \quad (1.15)$$

gde je  $\bar{\alpha}$  srednja polarizibilnost neutralnih perturbera,  $\bar{R}^2$  je razlika kvadrata vektora položaja elektrona gornjeg i donjeg nivoa, a  $\mu$  je redukovana masa sistema emiter-perturber.

N je procenjeno iz sastava plazme. Za sve ispitivane linije u ovom radu je veličina poluširine reda  $10^{-4}$  nm pa je u odnosu na dominirajuće efekte širenja ovo zanemarljivo.

## Starkovo širenje

Ako se atom koji emituje nađe u spoljašnjem električnom polju dolazi do pomeranja energetskih nivoa a u slučaju da je neki nivo degenerisan onda dolazi i do cepanja nivoa te se time uklanja degeneracija. U plazmi su emiteri okruženi ogromnim brojem elektrona i jona koji stvaraju električno mikropolje. Ovo električno mikropolje se menja u prostoru i vremenu pa je različita veličina pomeranja i cepanja energetskih nivoa. Usled toga, ukupni efekat je proširenje i pomeraj linija.

Za vodonik i njemu slične emitere, pomeranje energetskih nivoa za neki iznos energije je srazmerno prvom stepenu električnog polja u kome se nalazi emiter, pa se zato ovaj efekat zove linearni Starkov efekat. Kod ostalih nevodoničnih atoma karakterističan je kvadratični Starkov efekat. Kod ovog efekta je pomeranje energetskih nivoa srazmerno kvadratu jačine električnog polja u kome se nalazi atom emiter. Pored širenja linija ovde imamo i pomeranje linija.

Teorije koje se bave izračunavanjem teorijskih profila linija, nastalih pod uticajem Starkovog efekta, su se razvile u dva pravca. Jedan pravac teorija razmatra profil linije kao celinu (Voslamber [13,14], Dufty [15], Cooper i Smith [3] ...) Ove teorije su tzv. unificirane teorije. Daju veoma dobre rezultate za linije koje se mogu dobro aproksimirati Lorentzovim profilom. Druga grupa teorija posebno razmatra krila linije, a posebno centar linije. Pošto se uticaj jona očituje na krilima linije, tu se primenjuje kvazistatička aproksimacija (glavni perturberi - joni). Uticaj elektrona se očituje u centru linije pa se tu primenjuje sudarna aproksimacija (glavni perturberi - elektroni). Da bi se dobio kompletan profil moraju se uzeti u obzir oba uticaja istovremeno.

Glavni zadatak teorije Starkovog širenja je nalaženje funkcije  $I = I(\omega)$  kojom se opisuje profil linije. Profil linije dat je prema [1] izrazom:

$$I(\omega) = \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^s) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i F \quad (1.16)$$

koji je normiran na jedinicu tj.:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(\omega) d\omega = 1 \quad (1.17)$$

$\rho_i$  je verovatnoća nalaženja sistema u početnom stanju,  $\langle f | x_\alpha | i \rangle$  je matični element radijus vektora između jezgra i elektrona koji vrši prelaz. Delta funkcija obezbeđuje očuvanje energije po Borovom postulatu:

$$\hbar\omega_{ij}^s = E_i^s - E_j^s \quad (1.18)$$

a ovde su  $E_i$  i  $E_f$  energije početnog i krajnjeg stanja. Znak  $\sum$  pored sume označava da se sumiranje vrši samo po stanjima koja se odnose na posmatranu liniju.

Osnov kvazistatičke aproksimacije je činjenica da se uticaj jona i elektrona na profil linije mogu razdvojiti iz razloga što im se brzine drastično razlikuju. Zbog sporog kretanja jona može se uzeti da oni u toku interakcije sa emiterom miruju. Znači da se rastojanje emiter-perturber ne menja. Ova aproksimacija se može primeniti samo na krila linije, jer su ona poreklom od fotona čija se frekvencija bitno razlikuje od neperturbovane frekvencije. Ovaj veliki pomeraj može proizvesti jako električno polje za koje se smatra da je superpozicija polja više perturbera.

Elektroni se kreću brzo pa više ne možemo smatrati da je rastojanje emiter-perturber konstantno. Sudarna aproksimacija uzima da emiter u toku emisije biva više puta perturbovan u interakciji sa elektronima. Ova aproksimacija je primenljiva na oblast centra linije.

### Kvazistatička aproksimacija

Profil linije se dobija usrednjavanjem po svim konfiguracijama perturbera. Da bi dobili profil linije mora se izvršiti izračunavanje matičnih elemenata prelaza u neperturbovanom emiteru (ovo je zajedničko za sve mehanizme širenja). Kvazistatička aproksimacija podrazumeva i određivanje funkcije raspodele različitih konfiguracija perturbera i rešavanje stacionarne Schrödingerove jednačine za ceo sistem pri zadatoj konfiguraciji. Profil linije dobijamo iz izraza (1.16). Veličine  $\omega_{if}^s$ ,  $x_\alpha$ , i  $\rho_i$  su zavisne samo od koordinata perturbujućih čestica koje označavamo jednim simbolom  $Q$ . Pretpostavimo da je kinetička energija čestica  $kT$  mnogo veća od onog dela energije kojim perturber deluje na emiter (taj deo energije zavisi od unutrašnjeg stanja emitera), a to se može napisati kao uslov  $\Delta\omega \ll kT/\hbar$ . Tada se množitelj  $\rho_i$  može zameniti proizvodom  $\rho_i^a P(Q)dQ$  gde je  $\rho_i^a$  verovatnoća nalaženja emitera u datom početnom stanju, a  $P(Q)dQ$  verovatnoća da koordinate perturbera budu u intervalu  $Q, Q+dQ$ . Tada se jednačina (1.16) može napisati u obliku [1]:

$$I_s(\omega) = \sum_{i\alpha} \int_Q \delta[\omega - \omega_{if}(Q)] |\langle f | x_\alpha(Q) | i \rangle|^2 \rho_i^a P(Q) dQ \quad (1.19)$$

odnosno

$$I_s(\omega) = \sum_{i\alpha} |\langle f | x_\alpha(Q') | i \rangle|^2 \rho_i^a P(Q') \left. \frac{dQ}{d\omega} \right|_{Q=Q'} \quad (1.20)$$

U ovom izrazu  $Q'$  označava one konfiguracije perturbera za koje je argument delta-funkcije nula, a suma sa znakom sekundum podrazumeva sumiranje po atomskim stanjima, koja se odnose na datu liniju  $i$  za koja argument delta-funkcije postaje nula.

Za opisivanje celog profila linije se kvazistatička aproksimacija može koristiti samo u slučaju linearnog Starkovog efekta za koji važi:

$$\omega = \omega_{if} = \omega_{if}(0) + C_{if} F'(Q) \quad (1.21)$$

gde je  $C_{if}$  odgovarajući Starkov koeficijent, a  $F'(Q)$  jačina jonskog polja. Iz prethodna dva izraza dobija se izraz za profil linije:

$$I_s(\omega) = \sum_{i\alpha} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i^a W(F') |C_{if}|^{-1} \quad (1.22)$$

gde je  $W(F')$  funkcija raspodele mikropolja  $W(F)dF=P(Q)dQ$ ,  $F'$  je definisano izrazom (1.21) a  $\langle f | x_\alpha | i \rangle$  su parabolodne talasne funkcije.

Problem raspodele električnog polja jona kao nezavisnih čestica prvi je rešio Holtsmark [16]:

$$W(F) = 4\pi F^2 W_0(F) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty k e^{-(kF_0)^{3/2}} \sin kF dk \quad (1.23)$$

gde je Holtsmarkova jačina polja:

$$F_0 = 2\pi \left[ \frac{4}{15} \right]^{2/3} |Z_p e| N_p^{2/3} \approx 1.25 \cdot 10^{-9} Z_p N_p^{2/3} \quad (1.24)$$

### Sudarna aproksimacija

Sudarna aproksimacija predpostavlja da je širenje linija uslovljeno sudarima sa brzim česticama-perturberima. Ovde se uvodi autokorelaciona funkcija  $C(s)$  koja je Furier-transform profila linije  $I(\omega)$  [1]:

$$C(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega s} I(\omega) d\omega = \sum_{i\alpha} e^{-i\omega_{if}s} |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad (1.25)$$

Pošto je  $C(-s) = |C(s)|^*$  onda je sasvim dovoljno odrediti vrednost  $C(s)$  za  $s \geq 0$ , pa je profil linije:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{i\omega s} C(s) ds \quad (1.26)$$

Uslov primenljivosti sudarne aproksimacije je:

$$\frac{v}{\bar{\rho}} \gg \max(|\Delta\omega|, \omega) \quad (1.27)$$

gde je  $v$  brzina,  $\bar{\rho}$  parametar sudara, a  $(v/\bar{\rho})^{-1}$  vreme sudara. Za slučajeve kada uslovi leže između oblasti primenljivosti kvazistacionarne i sudarne aproksimacije, tj. za slučaj kada su leva i desna strana prethodnog izraza približno jednake treba uvesti druge prelazne aproksimacije. Autokorelaciona funkcija se na osnovu izraza (1.24) može napisati u obliku:

$$C(s) = \sum_{i \neq \alpha} \langle i | x_{\alpha} | f \rangle e^{\frac{i E_f s}{\hbar}} \langle f | x_{\alpha} | i \rangle e^{-\frac{i E_i s}{\hbar}} \rho_i = \sum_{\alpha} T_r' [x_{\alpha} t^+(s, 0) x_{\alpha} t(s, 0) \rho] \quad (1.28)$$

gde je simbolom  $T_r'$  zamenjena suma  $\sum_{if}$ , a  $|i\rangle$  i  $\langle f|$  su sopstvena stanja hamiltonijana  $H$  celog sistema. Operator vremenskog razvoja je:

$$t(s, 0) = e^{-\frac{i H s}{\hbar}} \quad (1.29)$$

Matrica gustine u slučaju termodinamičke ravnoteže je oblika:

$$\rho = e^{-\frac{H}{kT}} \quad (1.30)$$

Hamiltonijan celog sistema (emiter+perturber) je oblika :

$$H = H_0 + H_p + U \quad (1.31)$$

gde je  $H_0$  hamiltonijan neperturbovanog stanja emitera, a  $H_p$  i  $U$  su hamiltonijani perturbera i interakcije, respektivno.

Posmatrajmo stacionarna stanja  $i$  u operatore vremenskog razvoja umesto frekvencije uvedimo izraze za energetske nivoe celog sistema. U sumiranje uključimo i međustanja  $f' \neq f$  i  $i' \neq i$ . Množitelj  $\rho$  zamenimo njegovom veličinom usrednjenom po neperturbovanim stanjima. Ako zanemarimo promene stanja perturbera možemo smatrati da operator  $t$  deluje samo na stanja emitera [17]. Pretpostavljamo da operator  $x_{\alpha}$  deluje samo na elektrone emitera (ovim zanemarujemo zakočno zračenje). Takođe uzmimo da se perturbacija nižih nivoe može zanemariti. Ako energiju računamo u odnosu na nivo  $E_f$  i sumiramo samo po višim stanjima autokorelaciona funkcija ima oblik:

$$C(s) = \sum \langle i | x_{\alpha} | f \rangle \langle f | x_{\alpha} | i' \rangle \langle i' | t_{sr}(s, 0) | i \rangle \equiv T_r D t_{sr}(s, 0) \quad (1.32)$$

Razdvajanje veličina koje se odnose na emitere i perturbere se može uprostiti ako se uvede operator vremenskog razvoja u interakcijskoj reprezentaciji:

$$u(s) = e^{\frac{i}{\hbar} Hs} t(s, 0) \quad (1.33)$$

gde je H hamiltonijan neperturbovanog emitera. Usrednjavanjem po vremenu ovog operatora dobija se :

$$\Delta u_{sr}(s, 0) = u_{sr}(s + \Delta s, 0) - u_{sr}(s, 0) = \left\{ [u(s + \Delta s, s) - 1] u(s, 0) \right\}_{sr} \quad (1.34)$$

Osnova sudarne aproksimacije je sada da su dva množitelja u zagradama ,u izrazu (1.34) statistički nezavisni [18,19,20], i da su srednje vrednosti matičnih elemenata prvog množitelja male. Prvi množitelj se može predstaviti u obliku reda (koji se dobija rešavanjem vremenske jednačine Scrodingera (Dysonov razvoj):

$$u(s + \Delta s, s) - 1 = \frac{1}{i\hbar} \int_s^{s+\Delta s} dx U'(x) + \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_s^{s+\Delta s} dx \int_s^x dy U'(x) U'(y) + \dots \quad (1.35)$$

Za vreme  $\Delta s$  se dogodi samo jedan jak sudar (više slabih se može zanemariti) i tada se u prethodnom izrazu može zadržati samo nekoliko prvih članova reda. Tada se veličina  $u(s + \Delta s) - 1$  može izračunati posebno za svaki perturber a zatim sabrati. Ako se veličine x i y iz izraza (1.32) računaju od vremena s i ako je trajanje pojedinačnog vremena sudara mnogo manje od  $\Delta s$  prethodni izraz se može napisati kao:

$$\begin{aligned} [u(s + \Delta s, s) - 1]_{sr} &\approx \sum_j f_j \Delta s e^{\frac{i}{\hbar} Hs} \left[ \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dx U'_j(x) + \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^x dy U'_j(x) U'_j(y) + \dots \right] e^{-\frac{i}{\hbar} Hs} = \\ &= e^{\frac{i}{\hbar} Hs} \left[ \sum_j f_j (S_j - 1) \right] e^{-\frac{i}{\hbar} Hs} \Delta s \equiv e^{\frac{i}{\hbar} Hs} \Phi e^{-\frac{i}{\hbar} Hs} \Delta s = \frac{1}{i\hbar} e^{\frac{i}{\hbar} Hs} \aleph e^{-\frac{i}{\hbar} Hs} \Delta s \quad (1.36) \end{aligned}$$

gde je j broj parametara koji karakterišu sudare određenog tipa ,  $f_j$  je frekvencija takvih sudara,  $S_j$  je odgovarajuća S matrica rasejanja,  $\Phi$  je operator sudarnog širenja [20] a  $\aleph$  je efektivni hamiltonijan perturbacije [19,21,22]. Za  $t_{sr}$  se dobija:

$$t_{sr}(s, 0) = e^{-\frac{i}{\hbar} (H + \aleph)s} \quad (1.37)$$

Zamenom (1.37) u izraz (1.32) i integracijom jednačine (1.26) dobija se izraz za profil linije:

$$I(\omega) = -\frac{\hbar}{\pi} I_m T_r \left\{ \Delta_d \left[ \hbar \omega - (H_i - H_f + \aleph)^{-1} \right] \right\} = \frac{1}{\pi} R_e T_r \left\{ \Delta_d \left[ i\omega - \frac{i}{\hbar} (H_i - H_f) + \Phi \right]^{-1} \right\} \quad (1.38)$$

Profil će biti Lorentzovog tipa ako se H ili  $\Phi$  mogu predstaviti dijagonalnom matricom:

$$I(\omega) = \frac{w^2}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (1.39)$$

gde je širina w a pomeraj d. Širina i pomeraj su dati izrazima:

$$w = -\frac{i}{\hbar} I_m \langle \langle if^* | \mathcal{N} | if^* \rangle \rangle = -R_e \langle \langle if^* | \Phi | if^* \rangle \rangle \quad (1.40)$$

$$d = \frac{1}{\hbar} R_e \langle \langle if^* | \mathcal{N} | if^* \rangle \rangle = -I_m \langle \langle if^* | \Phi | if^* \rangle \rangle \quad (1.41)$$

Sada možemo napisati opšti izraz za Starkove parametre  $w$  i  $d$ :

$$w + id = N \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^\infty 2\pi \rho d\rho [1 - S_i S_f^{-1}] \quad (1.42)$$

gde je  $N$  koncentracija perturbatora a  $f(v)$  funkcija raspodele po brzinama.

## Uticao jona na širenje izolovanih spektralnih linija

### Kvazistatička aproksimacija

Joni imaju daleko veću masu od elektrona pa se u nekim slučajevima mogu posmatrati kao statički perturbatori. To je opravdano kada su elektronske koncentracije visoke. Uticaj jona na Starkovo širenje i pomeranje linija je ipak daleko manji nego elektrona (osim za linije vodonika i njemu sličnih jona ili linija sa zabranjenim komponentama). Zato se uticaj jona na širenje usled uticaja jona uračunava kao mala popravka na sudarno širenje elektronima. Tada je profil konvolucija elektronskog sudarnog i jonskog kvazistatičkog profila [1]:

$$I(\omega) = \frac{W}{\pi} \int [W(f) df] [w^2 + (\Delta\omega - d + CF^2)^2]^{-1} \quad (1.43)$$

gde je  $C = C_4/e$  a  $C_4$  je konstanta kvadratičnog Starkovog efekta.

Ovde se uvodi [8,18]:

$$j(x) = I(\omega) \left| \frac{d\omega}{dx} \right| = \omega I(\omega) \quad (1.44)$$

gde je :

$$x = \frac{\omega - \omega_0 - d}{w} = \frac{\lambda - \lambda_0 - d}{w} \quad (1.45)$$

$\omega_0$  i  $\lambda_0$  su neperturbovana ugaona frekvencija tj. talasna dužina,  $d$  i  $w$  su pomeraj i poluširina linije. Profil iz izraza (1.44) se može napisati kao:

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{w_R(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3} \beta^2)^2} \quad (1.46)$$

gde je:

$$w_R(\beta) = F_0 W(F) \quad (1.47)$$

Parametar A je bezdimenzion i daje nam doprinos jonskog širenja [1,8]:

$$A = \left[ \frac{CF_0^2}{w} \right]^{3/4} \quad (1.48)$$

Parametar koji opisuje Debyeovo ekraniranje i jonsko-jonske korelacije:

$$R = 6^{1/3} \pi^{1/6} \left[ \frac{e^2}{kT} \right]^{1/2} N^{1/6} \quad (1.49)$$

gde je T elektronska temperatura a N je elektronska koncentracija.

Uticaj jona koji se ovako računa daje da profil više nije Lorentzov, već asimetričan i dodatno pomeren.

Ako su  $w_e$  i  $d_e$  čisto elektronska polu-poluširina i pomeraj onda su teorijska poluširina i pomeraj [1,8,23] dati kao:

$$w_{th} = w_e + 1.75A(1 - 0.75R)w_e \quad (1.50)$$

$$d_{th} = d_e \pm 2.00A(1 - 0.75R)w_e \quad (1.51)$$

Znak (+) ili (-) u izrazu (1.51) je određen znakom elektronskog pomeraja  $d_e$  u oblastima niskih temperatura. Za neutralne emitere prethodna dva izraza su ograničena uslovima [1,8]:

$$R \leq 0.8 \quad (1.52)$$

$$0.05 \leq A \leq 0.5 \quad (1.53)$$

Pošto je profil linije asimetričan, pomeraj na polovini visine linije  $d_{1/2}$  će biti različit od pomeraja na maksimumu linije d. Ova razlika se izražava kao [4]:

$$d_{th1/2} = d_e \pm 3.20 \cdot A(1 - 0.075 \cdot R)w_e \quad (1.54)$$

Uvedimo veličine:

$$g = 1.75(1 - 0.75R) \quad (1.55)$$

$$g_1 = \frac{g}{1.75} \quad (1.56)$$

$$A_N = AN_e^{1/4} \cdot 10^{-4} \quad (1.57)$$

Parametri se uzimaju za vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$  što je dato u [3,7,24]. Pomeraji linije na maksimumu i pomeraji na poluširini dati izrazima (1.51) i (1.54) po [4,25] su:

$$d \approx [d_e \pm 2.00g_1A_Nw_e]N \cdot 10^{-16} \quad (1.58)$$

$$d_{1/2} \approx [d_e \pm 3.20g_1A_Nw_e]N \cdot 10^{-16} \quad (1.59)$$

U gornjim izrazima se N izražava u  $\text{cm}^{-3}$ .

## Unificirana teorija izolovanih linija koja uključuje dinamiku jona

Ova teorija je razvijena nezavisno od strane Griema [1] i Barnarda,Coopera i Smitha (BCS) [3]. Uračunava efekte perturbacija od statičkog do dinamičkog režima i to toliko dugo dok se jaki sudari ne poklapaju u vremenu. Profili su funkcije parametara  $w_e$ ,  $d_e$ ,  $A$  i  $\sigma$  ( $\sigma$  je dinamički parametar jonskog širenja). Parametar dinamičkog jonskog širenja definiše se kao:

$$\sigma = \frac{\omega_e \cdot \rho_0}{\langle v_{rel} \rangle} \quad (1.60)$$

Ova veličina srazmerna je vremenu trajanja jonskog sudara blizu centra linije a  $\langle v_{rel} \rangle$  je srednja relativna brzina jona perturbacija u odnosu na atom emiter. Jonski dinamički efekti su značajni za  $\sigma < 1$ . Kriterijum primenljivosti ove teorije za izolovane linije je :

$$\frac{\rho_s}{v_{rel}} < v_c^{-1} \quad (1.61)$$

U stvari ovo znači da je teorija primenljiva za binarne jonske sudare.  $\rho_s$  je Weisskopfov radijus za jake sudare:

$$\rho_s = \left[ \frac{2\pi C_n}{v} \right]^{1/(n-1)} \quad (1.62)$$

pod uslovom da je potencijal interakcije  $hC_n/r^n$ .

BCS [3] teorija definiše profil  $j(x, \alpha, \sigma)$  gde se preklapa doprinos elektrona i jona:

$$j(x, \alpha, \sigma) = \frac{1}{\pi} \frac{(1+w)^2}{(x-d)^2 + (1+w)^2} \quad (1.63)$$

Iz odnosa pomeraja, koje daje kvazistatičko tretiranje sa pomerajem koje daje unificirana teorija može se proceniti jonsko-dinamička korekcija.

BCS [3] teorija daje pomeraj linije kao:

$$d_{BCS} = (d_e \pm d \cdot w_e) N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.64)$$

S obzirom na izraze (1.58) i (1.59) pomeraj na poluširini linije se definiše kao:

$$d_{BCS} = (d_e + 1.6 \cdot d \cdot w_e) N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.65)$$

Veličinu  $d$  računamo na osnovu izraza:

$$d = \frac{d}{w} = A_N^{8/9} \cdot \sigma^{-1/3} \cdot D(k) - 3A_N^{4/3} \cdot R \quad (1.66)$$

gde su  $\sigma$  i  $k$  dati kao:

$$\sigma = \frac{0.0806 \cdot w_e}{\lambda^2} N_e^{2/3} \left[ \frac{\mu}{T} \right]^{1/2} \quad (1.67)$$



$$k = 1.03 \cdot \sigma^{4/3} \cdot A^{4/9} \cdot x \quad (1.68)$$

$D(k)$  je dato tabelarno [3] u funkciji od  $k$ . U slučaju  $x/A \rightarrow \infty$  imamo da  $D(k) \rightarrow 2.35$  pa je sada:

$$d = \frac{d_i}{w_e} = 2.35 \cdot A_N^{8/9} \cdot \sigma^{-1/3} - 3 \cdot A_N^{4/3} \cdot R \quad (1.69)$$

Uvodeći oznake korišćene u kvazistatičkoj teoriji pomeraj maksimuma linije je [26]:

$$d_{\text{dim}} = (d_e \pm 2.00 \cdot A_N \cdot g_1 \cdot w_e \cdot D_j) \cdot N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.70)$$

a pomeraj na poluširini linije je:

$$d_{\text{din}1/2} = (d_e \pm 3.20 \cdot A_N \cdot g_1 \cdot w_e \cdot D_j) \cdot N_e \cdot 10^{-16} \quad (1.71)$$

U prethodnim izrazima je :

$$D_j = \frac{2.35 \cdot \beta^{-1/3} - 3A_N^{1/3} \cdot R}{2g_1} \quad \text{za } \beta < 1 \quad (1.72)$$

$$D_j = 1 \quad \text{za } \beta \geq 1 \quad (1.73)$$

$$\beta = \sigma \alpha^{1/3} \quad (1.74)$$

U slučaju kada je  $D_j = 1$ , su pomeraji dobijeni kvazistatičkim tretiranjem jednaki sa vrednostima koje daje unificirana teorija.

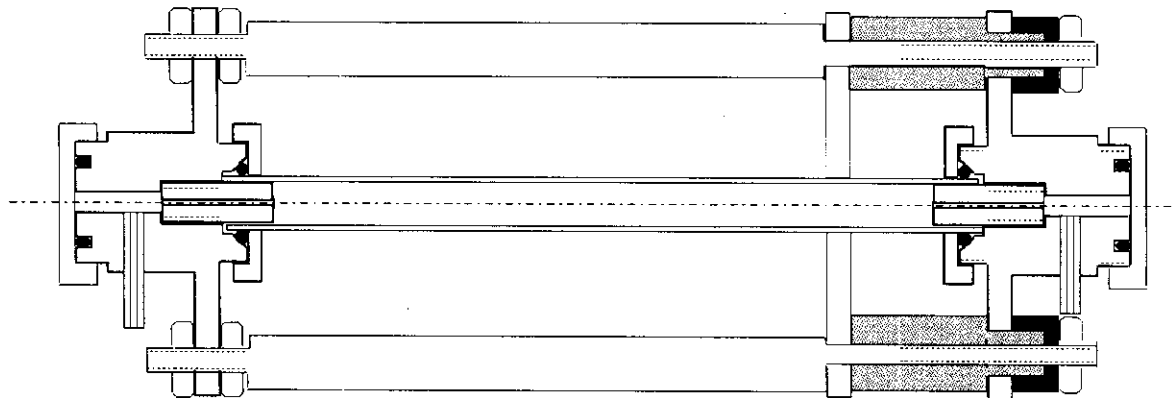
## 2. EKSPERIMENT

### 2.1 Ispitivanje uticaja dinamike jona na spektralne linije neutralnog helijuma

Dinamika jona najviše utiče na spektralne linije lakih atoma, nevodoničnog tipa, na niskim elektronskim koncentracijama. U ovom radu je ispitan uticaj dinamike jona na spektralne linije neutralnog helijuma (najlakši element nevodoničnog tipa) pri niskim koncentracijama. Kao izvor plazme korišćen je impulsni luk.

#### 2.1.1 Impulsni luk

Konstrukcija cevi za pražnjenje je data na slici 2.1. Da bi se sprečilo pojavljivanje spektralnih linija elemenata koji bi se izbijali pražnjenjem, iz stakla, izabrano je cirkonijumsko staklo. Sama cev je dugačka 17 cm i ima unutrašnji prečnik od 8 mm.

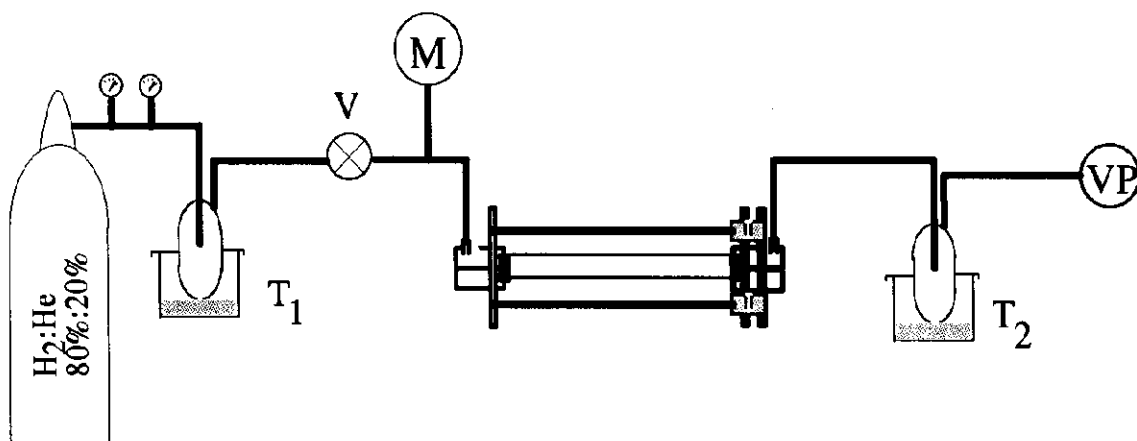


Slika 2.1 Konstrukcija impulsnog luka

Elektrode za pražnjenje su postavljene na rastojanje od 16 cm i napravljene su od aluminijuma. Da bi se zračenje iz plazme moglo posmatrati duž ose cevi i da bi laserski zrak mogao prolaziti (pri podešavanju položaja samog luka i optičkog sistema) obe elektrode su duž ose probušene. Na krajevima luka su postavljeni prozori od kvarcnog stakla.

## Gasni sistem

Shema gasnog sistema za uvođenje i izvođenje gasa i kontrolu pritiska u sistemu za električno pražnjenje je data na slici 2.2. Sistem se pomoću vakuum pumpe VP evakuira do pritiska manjeg od 1 mbar. Zatim se u sistem uvodi gasna smeša vodonika i helijuma u odnosu 80%:20%. Razlog što se u sistem uvodi smeša a ne čisti helijum je taj što se na ovaj način obezbeđuje dovoljan broj lakih perturbirera u plazmi, dovoljne vrednosti intenziteta posmatranih spektralnih linija i odsustvo samoapsorpcije.



Slika 2.2 Gasni sistem izvora plazme

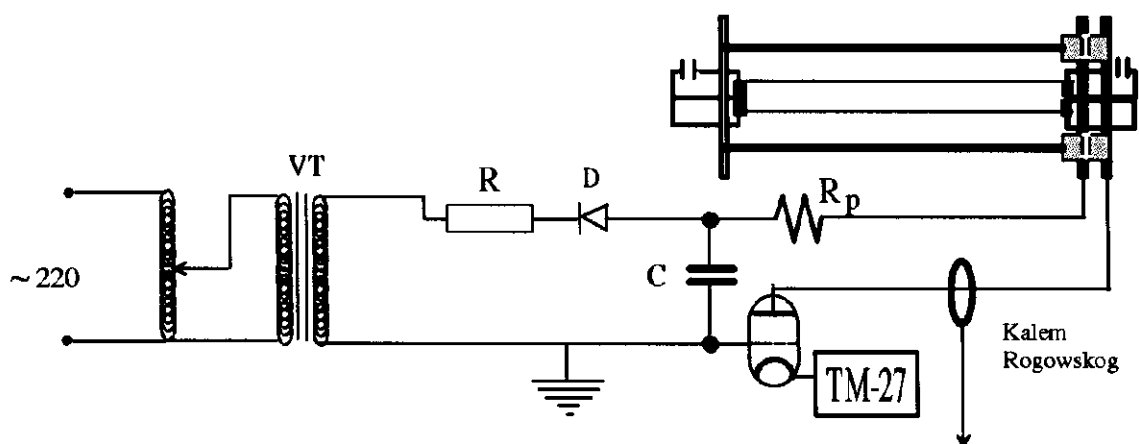
Radi eliminacije nečistoća iz boce sa mešavinom gasova i uljne pare iz vakuum pumpe, gas pri ulasku i izlasku iz sistema protiče kroz trapove T<sub>1</sub> i T<sub>2</sub>. Trapovi su u stvari staklene posude zaronjene u tečni azot, u kojima se nečistoće kondenzuju. Pritisak mešavine gasa je regulisan igličastim ventilom V, a meren je manometrom M. Tokom merenja pritisak je održavan na vrednosti od 1.7 mbar.

## Električni sistem

Električni sistem izvora plazme je prikazan na slici 2.3. Visoki napon za pražnjenje od 4 kV, se obezbeđuje visokonaponskim ispravljačem. On se sastoji od visokonaponskog transformatora VT, otpora za ograničavanje struje R i visokonaponske ispravljačke diode D. Kondenzator C, kapaciteta 2.5  $\mu$ F, se puni ispravljenim jednosmernim naponom, a prazni se kroz impulsni luk. Kolo za pražnjenje se zatvara preko tiratrona T sa uzemljenom rešetkom. Za rad tiratrona je potreban inicijalni impuls frekvencije 2 Hz. On se dovodi na katodu tiratrona iz jedinice za okidanje TM27. Otpor R<sub>p</sub> služi za prigušenje oscilacija pražnjenja i vezan je redno sa impulsnim lukom. Na ovaj način kolo za pražnjenje je kritično prigušeno.

Reproducibilnost struje pražnjenja u ovom sistemu je bila u okviru  $\pm 2\%$  što je obezbedilo veoma dobru reproducibilnost plazme. Oko vodova za pražnjenje je bio

postavljen kalem Rogowskog radi praćenja i kontrole oblika struje pražnjenja. Pored toga signal iz kalema Rogowskog je korišćen i za okidanje mernih uređaja.



Slika 2.3 Električni sistem izvora plazme

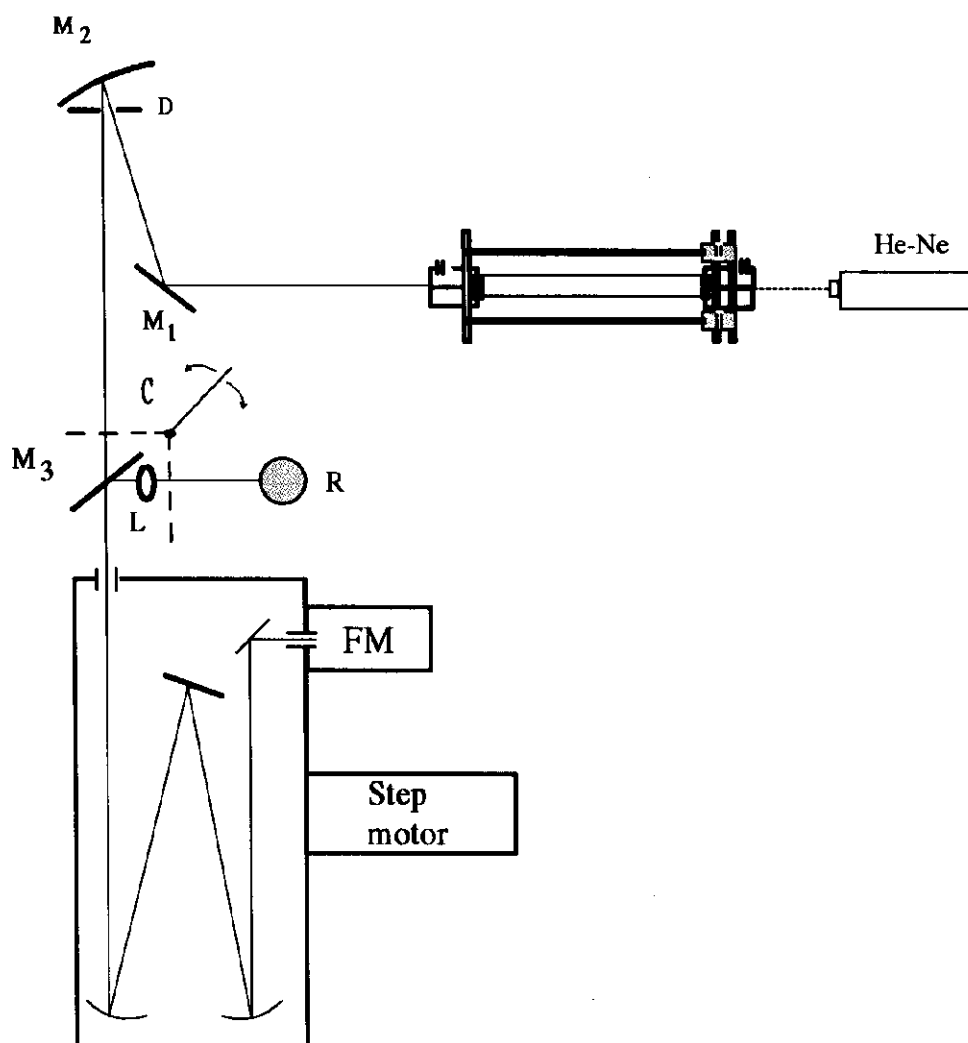
### 2.1.2 Optički sistem

Posmatrano je zračenje emitovano duž ose luka. Centralni deo luka je pomoću ravnog ogledala  $M_1$  i konkavnog ogledala  $M_2$ , fokusiran 1:1 na ulaznu pukotinu 1m monohromatora. Fokusiranje je izvršeno kroz delimično propusno ogledalo  $M_3$ . Ogledalo  $M_2$  ima žižnu daljinu od 1.2 m. Monohromator je sa rešetkom od 1200 nareza/mm. Difrakciona rešetka monohromatora se pomera step motorom, sa direktnim prenosom na zavrtanj, maksimalne rezolucije 36000 koraka/obrtaju. Na ulaznu pukotinu monohromatora se istovremeno pomoću sočiva L fokusira centralni deo referentnog izvora zračenja R. Referentni izvor Starkovski neproširenih i nepomeranih linija je bio Geisslerova cev za pražnjenje, osim u slučaju linije 318.8 nm. Za ovu liniju je korišćeno pražnjenje pod niskim pritiskom sa mikrotalasnim pobuđivanjem. Podešavanjem koeficijenta refleksije i transparentije ogledala  $M_3$  su obezbeđeni zadovoljavajući spektralni intenziteti iz oba izvora svetlosti. Pošto je ovo ogledalo oblika kružne ploče, a debljina refleksionog sloja se menja po obimu kruga, obrtanjem oko ose se regulišu napred navedeni intenziteti. Pomoću svetlosnog prekidača C na slici 2.4, moguće je birati izvor svetlosti koji se trenutno posmatra. Na taj način se ne menja talasna dužina koja je nameštena na monohromatoru.

Na izlaznu pukotinu monohromatora je postavljen fotomultiplikator FM. On služi za pretvaranje optičkih signala u električne. Širina pukotine monohromatora je bila 15  $\mu\text{m}$  za sve linije osim, za liniju 318.8 nm za koju je pukotina bila širine 20  $\mu\text{m}$ , zbog slabijeg intenziteta ove linije.

Optičko poravnavanje sistema cev - ogledalo - monohromator, vrši se pomoću  $H_e - N_e$  lasera koji se postavlja iza cevi za pražnjenje. Kod poravnavanja se sa

monohromatora mora skinuti fotomultiplikator i pomeranjem ogledala  $M_2$  podesi se da zrak iz lasera prođe kroz ulaznu i izlaznu pukotinu monohromatora.



Slika 2.4 Shema optičkog sistema

### 2.1.3 Akvizicija podataka i obrada rezultata

Merni sistem je shematski prikazan na slici 2.5. Signali sa fotomultiplikatora FM se vode na ulaz digitalnog osciloskopa. Ovaj osciloskop ima mogućnost usrednjavanja signala. Rezultujući signal je srednja vrednost od  $2^n$  signala gde je  $n=1,2,\dots,11$ . Ta mogućnost je ovde iskorešćena tako da je svaki signal srednja vrednost 64 pojedinačnih signala. Eksperiment je u celini vođen pomoću personalnog računara (HP-IB interfejs). Parametri digitalnog osciloskopa su vremenska baza, vertikalna osetljivost, broj usrednjavanja, način okidanja,... Svi ovi parametri su postavljeni preko računara. Takođe je i kasnije očitavanje signala sa osciloskopa vršeno pomoću interfejsa HP-IB. Spektralni intenziteti na osnovu kojih se rekonstruiše profil linije mereni su na vremenima od 21,23,25 i 27  $\mu\text{s}$  posle maksimuma struje pražnjenja. Pored usrednjavanja po broju 64, signali iz referentnog izvora su usrednjavani i po vremenu duž intervala 100  $\mu\text{s}$  koji čine 500 tačaka na ekranu osciloskopa.

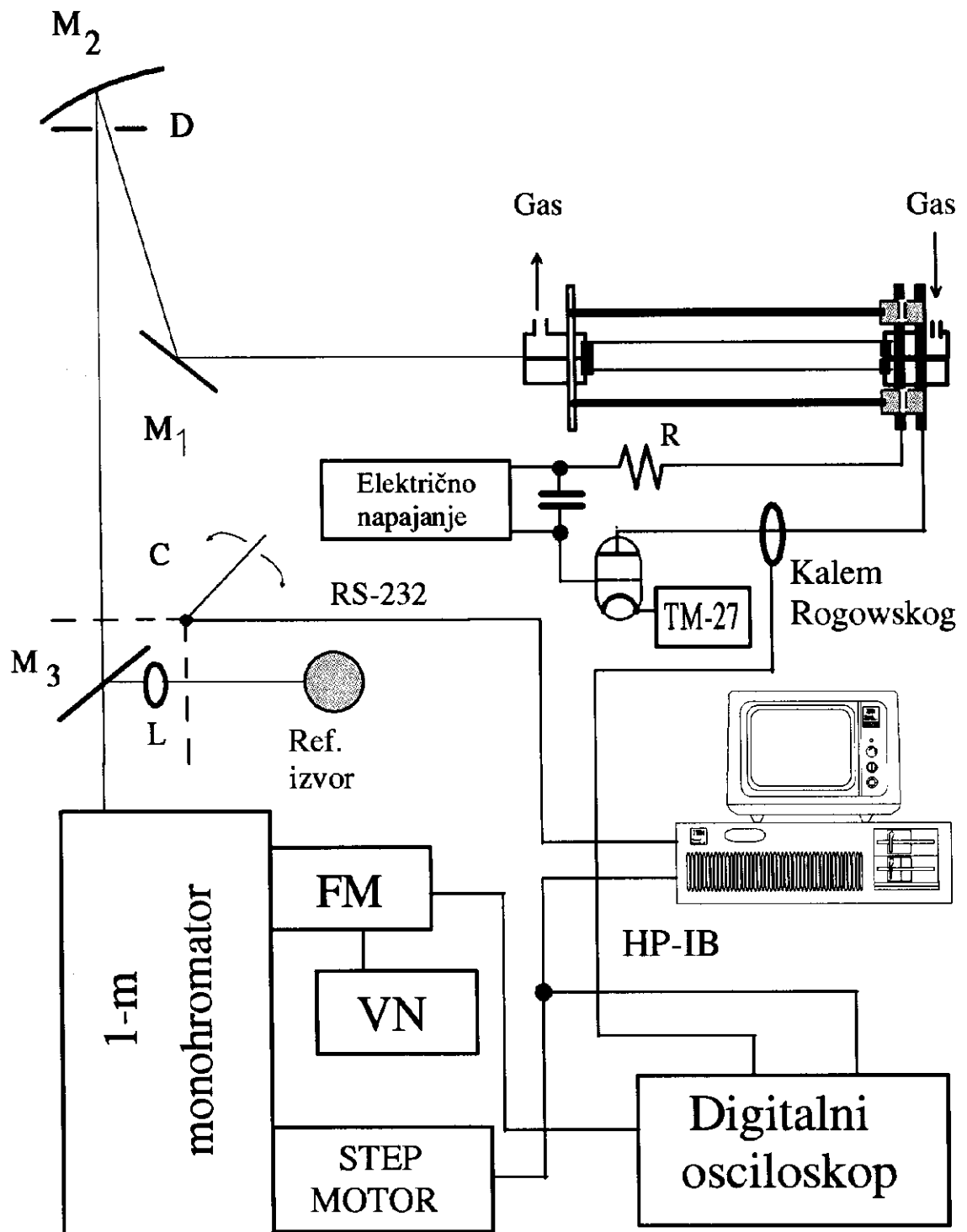
Pomeraj linija iz plazme meren je u odnosu na položaj linija iz referentnog izvora i to tako da je meren kao centralna talasna dužina na polovini visine. Profili snimljeni iz referentnog izvora su fitovani metodom najmanjih kvadrata na Gaussov profil (sem za liniju 706.5 nm koja je fitovana na dva Gaussova profila).

Pomoću računara, takođe je vršeno upravljanje radom step-motora pomoću HP-IB interfejsa. Korak pomeranja rešetke je iznosio 0.005 nm. Primeri dobijenih profila su dati na slici 2.6.

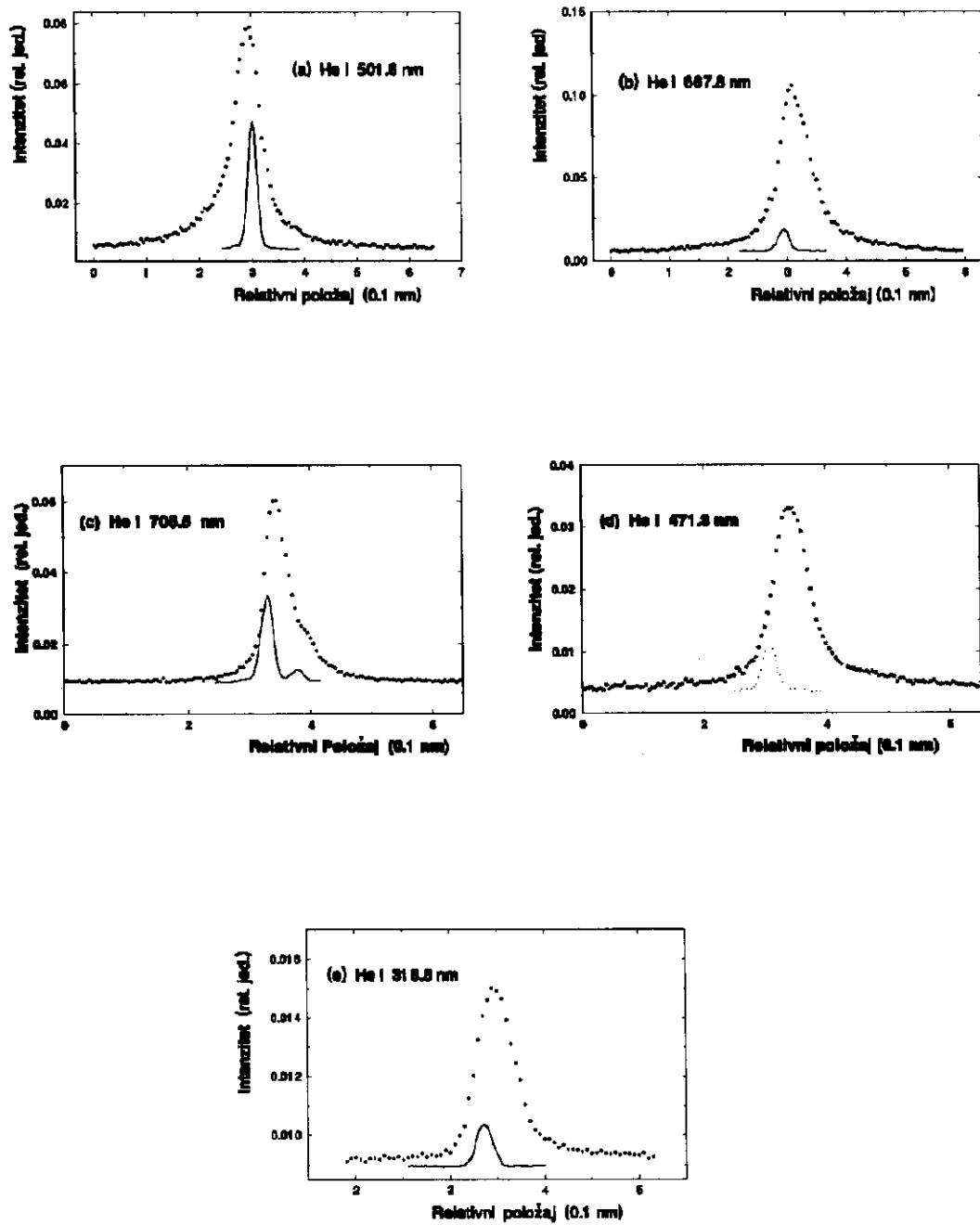
Upravljanje radom kontrolera svetlosnog prekidača je izvedeno preko interfejsa RS-232.

U eksperimentu je korišćen računar HP Vectra Controller sa Basic Language Interface kartom, pa je program za vođenje eksperimenta napisan u programskom jeziku HP Basic. Algoritam programa za vođenje eksperimenta je dat na slici 2.7. Po učitavanju programa a pre početka merenja moraju se postaviti parametri potrebni za snimanje određene spektralne linije. Prvo se unosi broj tačaka za skeniranje linije, početna talasna dužina i interval talasne dužine za koji se pomera difrakciona rešetka između dve tačke. Naravno ovo se čini posebno za spektralnu liniju a posebno za referentnu liniju. Posle toga se unose parametri osciloskopa. Na kraju se daju imena datoteka u koje se smeštaju podaci o spektralnoj liniji i o referentnoj liniji. Ovi podaci su snimljeni u ASCII kodu. Pri određenom položaju rešetke prvo se očitava intenzitet spektralne linije pri prvom položaju svetlosnog prekidača a onda se preko RS-232 pošalje signal kontroleru svetlosnog prekidača koji tada zatvori prolaz zračenju iz plazme a otvori prolaz zračenju iz referentnog izvora. Tada se očitava ovaj intenzitet zračenja. Posle toga se pomera rešetka monohromatora slanjem signala na kontroler step-motora. Ponovo se očitavaju signali iz plazme i referentnog izvora i tako za ceo interval talasnih dužina koji nas interesuje. Na ovaj način je moguće meriti pomeraj spektralne linije emitovane iz plazme u odnosu na liniju iz referentnog izvora koja je nepomerena i ima samo prirodnu širinu. Svaka očitana tačka se odmah prikazuje na ekranu monitora računara pa se može pratiti tok eksperimenta.

Na ovaj način se dobijaju profili koji su veoma dobro definisani. Greške merenja pomeraja spektralnih linija su procenjene na ispod 5%, što znači da je ovaj metod daleko bolji od klasičnog metoda (kod koga su greške merenja pomeraja spektralnih linija reda od 15% do 30%).

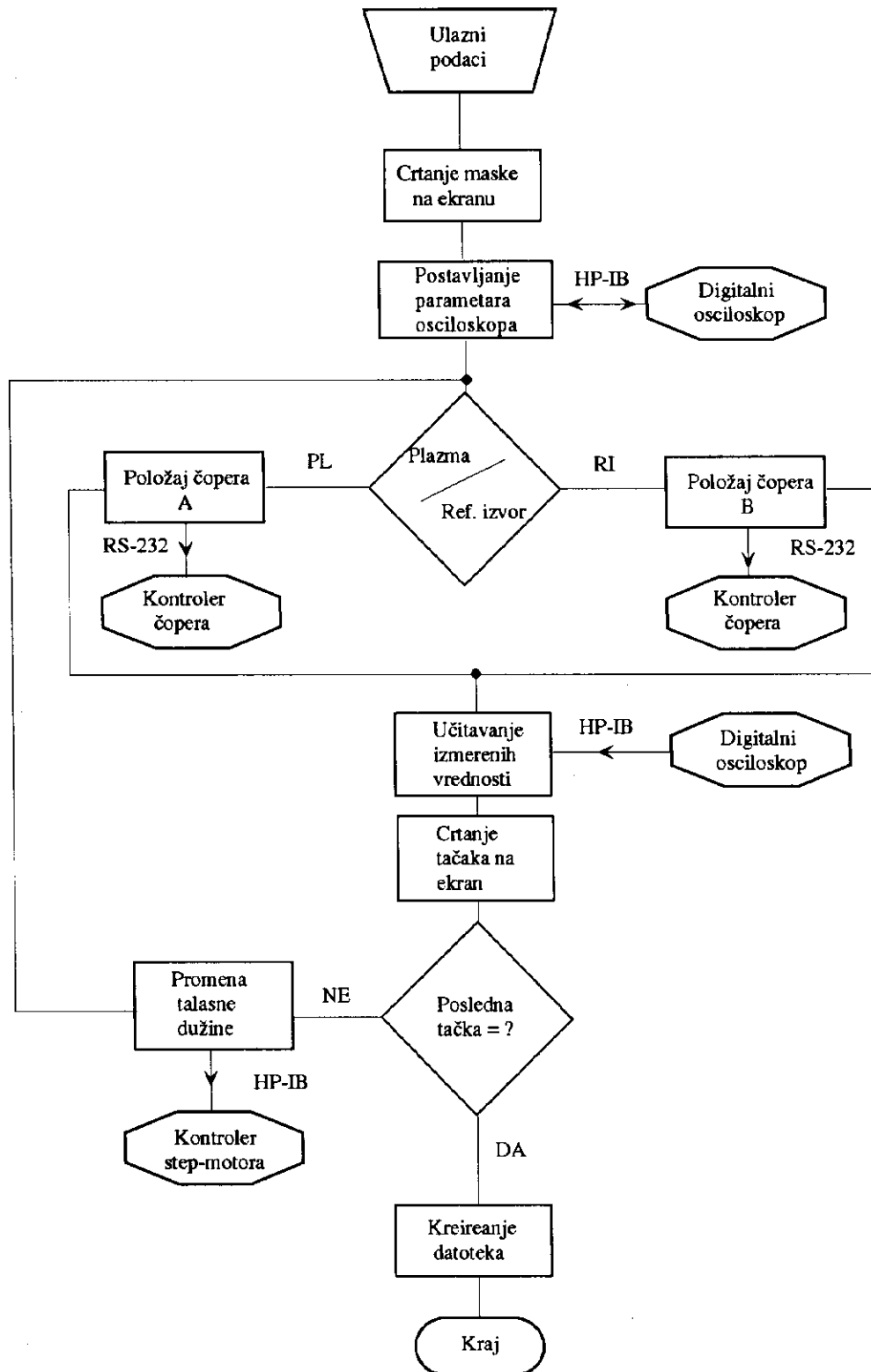


Slika 2.5 Shematski prikaz mernog sistema



Slika 2.6 Primeri profila ispitivanih linija





Slika 2.7 Algoritam programa za vođenje eksperimenta

## 2.1.4 Samoapsorpcija spektralnih linija

Kao što je već rečeno optičko zračenje plazme posmatrano je duž ose cevi za pražnjenje. Optički put koji prelazi zračenje je jednak dužini plazmenog stuba te je relativno veliki. U ovom slučaju se mogu javiti nepoželjni efekti samoapsorpcije koji bitno utiču na oblik registrovanih linija. Kada se dužina plazme ne menja, prisustvo samoapsorpcije se može kontrolisati. To se izvodi kontrolom koncentracije emitera posmatranog zračenja. Što se više smanjuje koncentracija emitera to je manja verovatnoća za apsorpciju zračenja od strane atoma iste vrste. Mora se napomenuti da efekat samoapsorpcije vrši povećanje poluširine linija.

Znači potrebno je odrediti odnos helijuma i vodonika u radnoj mešavini tako da samoapsorpcija bude zanemarljiva. To se postiže tako što početna smeša treba da sadrži 50% vodonika i 50% helijuma. Zatim se snimaju profili najintenzivnijih linija (667.8 nm i 501.6 nm) zato što je za njih samoapsorpcija najverovatnija. Tada se meri poluširina ovih profila. Procenat helijuma u smeši se smanjuje u koracima od po 5% i za svaku smešu se meri poluširina. Kako se smanjuje uticaj samoapsorpcije tako se smanjuje i poluširina detektovane linije. Smanjivanje procenta helijuma u smeši se vrši sve dok se poluširina linije više ne menja sa smanjenjem njegovog sadržaja.

Na ovaj način je dobijen potreban odnos smeše vodonika i helijuma u radnoj mešavini (80% : 20%) koji obezbeđuje da intenziteti spektralnih linija budu dovoljni. Takođe ovaj odnos obezbeđuje eliminaciju uticaja samoapsorpcije.

## 2.1.5 Elementi dijagnostike plazme

### Merenje elektronske koncentracije

Elektronske koncentracije je odredio Mr Zoran Mijatović i to laserskim interferometrom sa CO<sub>2</sub> laserom na 10.6 μm (u Institutu za fiziku u Zemunu) [27].

### Merenje elektronske temperature

Intenzitet linijskog zračenja se definiše kao energija izračena u jedinici vremena i jedinici zapremine pri prelazu sa nivoa n na nivo m. Intenzitet linije se daje kao [28]:

$$I_{nm} = h\nu_{nm}N_nA_{nm} \quad (2.1)$$

gde je  $N_n$  broj atoma u stanju sa kvantnim brojem n, a  $A_{nm}$  je verovatnoća spontanog prelaza sa nivoa n na nivo m atoma. Uvedimo veličine  $g_n$  (statistička težina višeg kvantnog stanja),  $g_m$  (statistička težina nižeg kvantnog stanja),  $f_{mn}$  (jačina oscilatora). Verovatnoća spontanog prelaza se može sada dati kao:

$$A_{nm} = \frac{2\pi e^2 \nu_{nm}^2}{\epsilon_0 m_e c^3} \cdot \frac{g_m}{g_n} f_{mn} \quad (2.2)$$

Sada možemo jednačinu (2.1) pisati kao:

$$I_{nm} = \frac{2\pi h e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\lambda_{nm}^3} \frac{g_m}{g_n} f_{mn} N_n \quad (2.3)$$

Da bi  $I_{nm}$  izrazili preko elektronske koncentracije u plazmi moramo koristiti Saha jednačinu za  $z=1$   $N_1^+ = N_1 = N_e$  [29]:

$$\frac{N_e N_1^z}{N_n^{z-1}} = \frac{2g_1^z}{g_n^{z-1}} \left[ \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right] e^{-\frac{E_H - \Delta E_\infty}{n^2 k T_e}} \quad (2.4)$$

gde je  $N_e$  koncentracija elektrona,  $N^z$  i  $N^{z-1}$  su koncentracije jona naelektrisanih sa  $z$  i  $z-1$  elementarnih naelektrisanja,  $E_H$  energija jonizacije vodonika, a  $\Delta E_\infty$  je smanjenje energije jonizacije usled električnog mikropolja. Tada dobijamo da je:

$$I_{nm} = \frac{h^4 e^2}{2\sqrt{2}\pi m_e^{2/5} (kT)^{3/2}} \cdot \frac{g_n}{\epsilon_0 \lambda_{nm}^3} \cdot f_{mn} N_e^2 e^{-\frac{E_H - \Delta E_\infty}{n^2 kT}} \quad (2.5)$$

Ako u obzir uzmemo ukupni emisioni koeficijent kontinualnog zračenja koje potiče od slobodno-vezanih i slobodno-slobodnih prelaza  $\epsilon_\omega$  [8] dobijamo da je intenzitet kontinualnog zračenja u pun prostorni ugao i u intervalu talasnih dužina  $\Delta\lambda$ :

$$I_{c,\Delta\lambda} = \frac{8\pi^2 c}{\lambda^2} \epsilon_\omega \Delta\lambda \quad (2.6)$$

Zamenom vrednosti  $\epsilon_\omega$  konačno se može dobiti odnos intenziteta linijskog zračenja i kontinuuma za vodonikove linije [8]:

$$\frac{I_{nm}}{I_{c,\Delta\lambda}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 (137a_0)^2 f g e^{\frac{E_\omega - E_{nm}}{kT}}}{2\lambda\Delta\lambda g_1 \left[ \frac{g_{ff}}{2} \frac{kT}{E_H} e^{\frac{E_H}{n^2 kT}} + \sum_n \frac{g_{fb}}{n^3} e^{\frac{E_H}{n^2 kT}} \right]} \quad (2.7)$$

Oдавde se vidi da je odnos nezavisan od elektronske koncentracije pa se iz njega može odrediti elektronska temperatura plazme. Ona je merena iz odnosa intenziteta vodonikove  $H_\gamma$  linije i kontinuuma. Na grešku u merenju elektronske temperature najviše utiče određivanje slabog intenziteta kontinualnog zračenja. Ono se može odrediti na osnovu toga što je ukupni spektralni intenzitet zračenja iz plazme jednak zbiru linijskog i kontinualnog zračenja:

$$I_{nm} = I_{nm,\lambda} + I_c \quad (2.8)$$

i na osnovu činjenice da se intenzitet na krilima vodonikove linije menja po zakonu  $A \cdot \Delta\lambda^{-5/2}$  [8] gde je  $\Delta\lambda$  rastojanje od centra linije. Na osnovu prethodnog izraza se vidi

da kada  $\Delta\lambda \rightarrow \infty$  tada  $\Delta\lambda^{-5/2} \rightarrow 0$ . To znači da u ovom slučaju ukupni intenzitet teži intenzitetu kontinualnog zračenja. Jasno je da je ukupni intenzitet linije proporcionalan

površini ograničenoj profilom linije i kontinuumom. Znači da bi odredili odnos  $\frac{I_{nm}}{I_{c,\Delta\lambda}}$  potrebno je meriti površine ispod eksperimentalnog profila linije i kontinuumu za određeno  $\Delta\lambda$  (za koje se obično uzima da iznosi 10 nm). Tada je :

$$\frac{I_{nm}}{I_{c,\Delta\lambda}} = \frac{P_{nm}}{P_{c,\Delta\lambda}} \quad (2.9)$$

Rezultati merenja elektronske temperature  $T_e$  i elektronske koncentracije  $N_e$  sa greškama merenja dati su u tabeli 2.1.

Tabela 2.1 Merene vrednosti elektronske koncentracije i elektronske temperature

$\tau$ ( $\mu s$ )	$N_e$ ( $10^{21} m^{-3}$ )	$T_e$ (K)
21	5.9( $\pm 0.4$ )	23600( $\pm 3500$ )
23	4.5( $\pm 0.3$ )	22700( $\pm 3400$ )
25	3.4( $\pm 0.3$ )	21400( $\pm 3600$ )
27	2.5( $\pm 0.2$ )	19300( $\pm 4000$ )

### 3. REZULTATI I DISKUSIJA

U radovima mnogih autora je primećeno da se eksperimentalni rezultati za pomeraj spektralnih linija u plazmi ne slažu uvek i u potpunosti sa vrednostima koje predviđaju teorije. Ovo neslaganje je utoliko veće što je koncentracija plazme niža. Pojava ovog neslaganja je posebno velika kod helijuma. Zato se nameće problem objašnjenja ovog neslaganja i valjanosti teorija [1,2,6,7]. Ovo odstupanje se može objasniti uticajem dinamike jona.

Izmereni rezultati su dati u tabeli 3.1 i to za odgovarajuće linije i vremena.

Tabela 3.1 Eksperimentalne vrednosti pomeraja ispitivanih linija za odgovarajuća vremena

$\lambda$ (nm)	$\tau$ ( $\mu$ s)	$d_m$ ( $10^{-1}$ nm)
501.6	21	$0.15 \pm 0.010$
	23	$0.12 \pm 0.010$
	25	$0.09 \pm 0.010$
667.8	21	$0.23 \pm 0.015$
	23	$0.16 \pm 0.010$
	25	$0.13 \pm 0.010$
	27	$0.09 \pm 0.010$
706.5	21	$0.19 \pm 0.010$
	23	$0.14 \pm 0.010$
	25	$0.11 \pm 0.010$
471.3	21	$0.34 \pm 0.015$
	23	$0.27 \pm 0.015$
	25	$0.20 \pm 0.010$
	27	$0.15 \pm 0.010$
318.8	21	$0.17 \pm 0.010$
	23	$0.13 \pm 0.010$
	25	$0.10 \pm 0.010$

Dobijeni podaci su poređeni sa teorijama Bennet i Griem (BG) [1,2], Bassalo, Cattani i Walder (BCW) [7] i Dimitrijević i Sahal-Brechot (DSB) [6].

BG [1,2] i BCW [7] teorije daju Starkove parametre ( $w_e, d_e, A$  tj. elektronsku udarnu širinu, elektronski udarni pomeraj i parametar jonskog širenja) pretpostavljajući asimetričan profil spektralne linije. DSB [6] teorija razmatra simetričan Lorentzov profil koji je konvolucija elektronskog udarnog i jonskog udarnog profila. Zbog korišćene gasne smeše vodonika i kiseonika (80%:20%) u DSB [6] teoriji se pretpostavlja da su perturbirani protoni (joni vodonika).

Četvrto poređenje je vršeno sa rezultatima dobijenim kao kombinacija DSB [6] i BG [1,2] teorija (DSB+BG) [1,2,6]. Pri tome su iz DSB [6] teorije uzete vredosti  $w_e$  i  $d_e$ , a pošto ona predviđa simetričan profil, A je uzeto iz BG [1,2] teorije.

Poređenje merenih i teorijskih vrednosti pokazuje slaganje u apsolutnom smislu. Neslaganje merenih i teorijskih vrednosti za različite elektronske koncentracije ukazuje da u obzir treba uzeti još neki efekat. Zato je poređenje sa teorijama BG [1,2], BCW [7] i DSB+BG [1,2,6] urađeno na dva načina:

1) smatrajući jone statičkim perturbacijama, kada se teorijske vrednosti pomeraja  $d_{st}$  računaju na osnovu teorije Bennett i Griem [1,2] a po izrazima (1.58) i (1.59)

2) smatrajući jone dinamičkim perturbacijama kada se  $d_{din}$  računa po izrazima (1.71) i (1.72) izvedenih iz BCS [3] teorije.

Pošto DSB [6] teorija već uzima u obzir dinamiku jona, kod poređenja sa njom se ne može razdvojiti statičko i dinamičko tretiranje jona.

U tabelama 3.2 - 3.4 su dati rezultati poređenja izmerenih i teorijskih vrednosti dobijenih po teoriji BG [1,2] (tabela 3.2), teoriji BCW [7] (tabela 3.3), teoriji DSB+BG [1,2,6] (tabela 3.4) za ispitivane linije.

Tabela 3.2 Rezultati poređenja merenih vrednosti pomeraja sa vrednostima koje daje teorija BG [1,2]

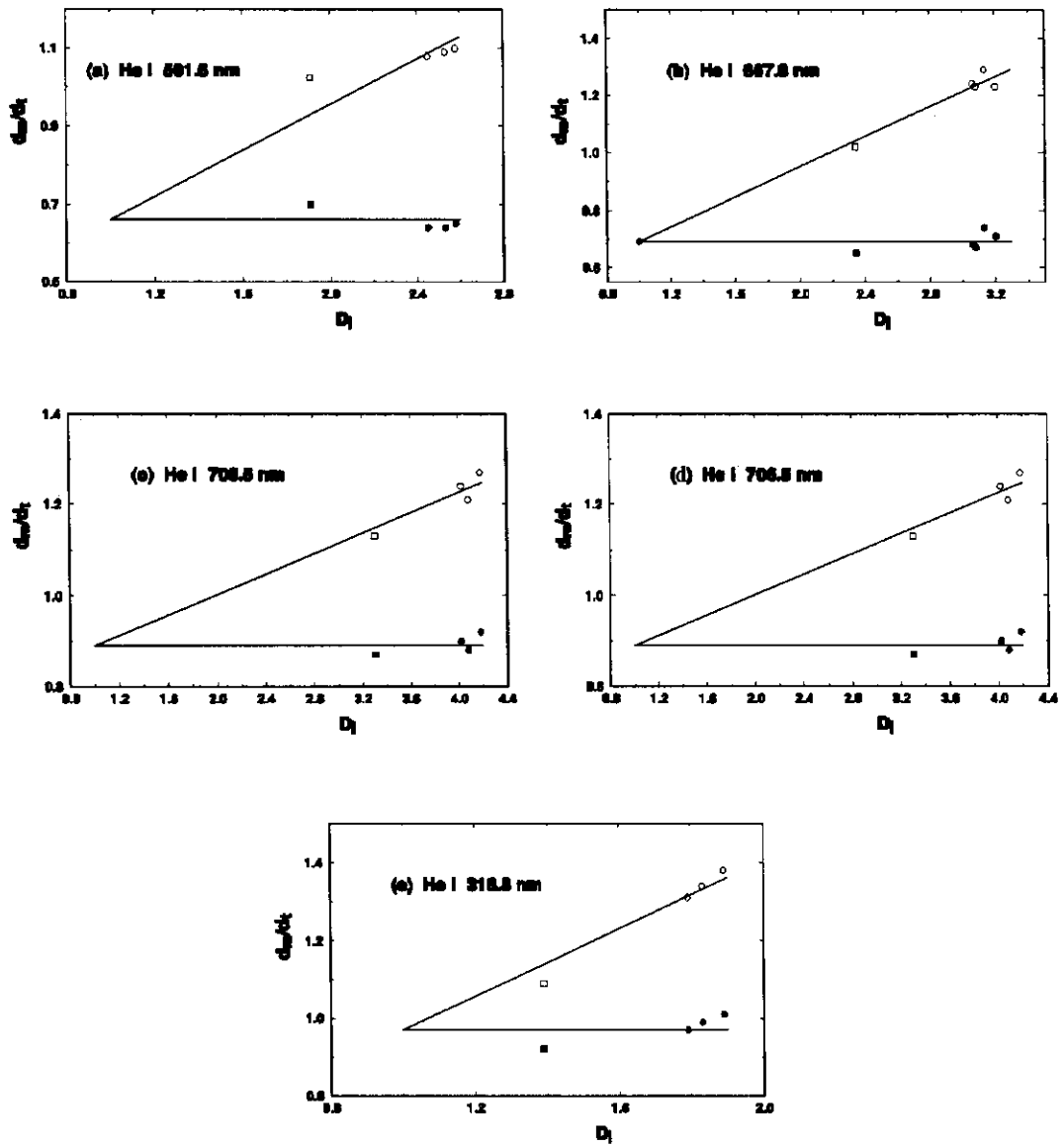
$\lambda$ (nm)	$\tau$ ( $\mu$ s)	$d_m/d_{st}$	$d_m/d_{din}$	$D_j$
501.6	21	1.08	0.64	2.45
	23	1.09	0.64	2.53
	25	1.10	0.65	2.58
667.8	21	1.23	0.67	3.08
	23	1.23	0.68	3.06
	25	1.29	0.74	3.13
	27	1.13	0.71	3.20
706.5	21	1.24	0.90	4.02
	23	1.21	0.88	4.08
	25	1.27	0.92	4.18
471.3	21	1.22	0.97	2.29
	23	1.25	0.98	2.31
	25	1.23	0.96	2.38
	27	1.23	0.97	2.39
318.5	21	1.31	0.97	1.79
	23	1.34	0.99	1.83
	25	1.38	1.01	1.89

Tabela 3.3 Rezultati poređenja merenih vrednosti pomeraja sa vrednostima koje daje teorija  
BCW [7]

$\lambda$ (nm)	$\tau$ ( $\mu$ s)	$d_m/d_{st}$	$d_m/d_{din}$	$D_j$
501.6	21	0.99	0.60	2.51
	23	0.99	0.60	2.55
	25	1.00	0.61	2.63
667.8	21	1.60	0.79	3.10
	23	1.51	0.76	3.16
	25	1.66	0.84	3.25
	27	1.58	0.82	3.30
706.5	21	1.35	0.96	4.20
	23	1.30	0.92	4.22
	25	1.34	0.95	4.33
471.3	21	1.28	0.99	2.35
	23	1.33	1.03	2.38
	25	1.30	1.00	2.44
	27	1.32	1.02	2.48
318.8	21	1.40	1.00	1.88
	23	1.41	1.00	1.90
	25	1.42	1.01	1.96

Tabela 3.4 Rezultati poređenja merenih vrednosti pomeraja sa vrednostima koje daje teorija  
DSB+BG [1,2,6]

$\lambda$ (nm)	$\tau$ ( $\mu$ s)	$d_m/d_{st}$	$d_m/d_{din}$	$D_j$
501.6	21	0.85	0.51	2.02
	23	0.88	0.53	2.06
	25	0.90	0.53	2.13
667.8	21	0.97	0.54	2.42
	23	0.93	0.52	2.47
	25	1.03	0.58	2.55
	27	1.01	0.57	2.60
706.5	21	0.81	0.62	3.51
	23	0.78	0.59	3.51
	25	0.81	0.62	3.63
471.3	21	1.02	0.81	1.90
	23	1.05	0.84	2.01
	25	1.03	0.82	2.06
	27	1.04	0.83	2.09
318.8	21	1.08	0.83	1.54
	23	1.09	0.84	1.56
	25	1.12	0.85	1.61



Slika 3.1 a-e Odnos merenih i teorijskih vrednosti pomeraja ispitivanih linija u zavisnosti od parametra  $D_j$



Za ispitivanje i predstavljanje konzistentnosti odnosa merenih i teorijskih vrednosti za različite elektronske koncentracije, na osnovu tabela 3.2 - 3.4 mogu se nacrtati grafici zavisnosti odnosa merenih i teorijskih vrednosti od dinamičkog parametra  $D_j$ , jer on zavisi od elektronske koncentracije. Ova zavisnost je data na slikama 3.1 a-e. Punim simbolima su prikazani rezultati poređenja sa teorijskim vrednostima koje uzimaju u obzir dinamiku jona. Praznim simbolima su data poređenja sa kvazistatičkom teorijom. Poređenja radi, uneseni su podaci objavljeni u radu Kellehera [4] (kvadrati na slikama 3.1 a-e). Horizontalne linije na ovim slikama predstavljaju srednju vrednost izračunatu za tačke koje daju odnos merenih i teorijskih vrednosti gde je u obzir uzeta dinamika jona. Kose linije predstavljaju best-fit za sve eksperimentalne tačke ali sa otežanom vrednošću za  $D_j = 1$  (u ovom slučaju bi kvazistatička teorija i teorija koja uzima u obzir dinamiku jona trebalo da daju iste vrednosti za pomeraj). Sa slike se vidi da odnos  $d_m/d_{st}$  raste sa povećanjem dinamičkog parametra pomeraja, odnosno sa smanjenjem elektronske koncentracije. Odnos merenih i teorijskih vrednosti koje uzimaju u obzir dinamiku jona se u okviru greške ne menja, sa promenom  $D_j$ .

Rezultati poređenja merenih vrednosti sa teorijom DSB [6] (koja uračunava dinamiku jona) dati su u tabeli 3.5.

Tabela 3.5 Rezultati poređenja merenih vrednosti pomeraja sa vrednostima koje daje teorija DSB [6]

$\lambda$ (nm)	$\tau$ ( $\mu$ s)	$d_m/d_{th}$
501.6	21	0.79
	23	0.73
	25	0.69
667.8	21	0.97
	23	0.89
	25	0.95
	27	0.91
706.5	21	1.03
	23	0.98
	25	0.99
471.3	21	1.04
	23	1.08
	25	1.04
	27	1.08
318.8	21	1.29
	23	1.31
	25	1.35

Iz ove tabele se vidi da postoji konzistentnost u okviru eksperimentalne greške. Najveće rasturanje je za liniju 667.8 nm i iznosi  $\pm 5\%$ . Iz prethodnih tabela se može zaključiti da uticaj dinamike jona pri niskim koncentracijama ( $\leq 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) nije zanemarljiv. Može se zaključiti i da je teorija BCS [3] koja uzima u obzir dinamiku jona konzistentna (u okviru greške merenja) pri promeni elektronske koncentracije.

U tabeli 3.6 su date srednje vrednosti (računate iz tabela 3.2 - 3.5) odnosa merenih i teorijskih vrednosti koje su dobijene uzimanjem u obzir i dinamike jona. U zagradama su data maksimalna odstupanja odnosa merenih i teorijskih vrednosti od srednjih vrednosti.

Tabela 3.6 Srednje vrednosti odnosa merenih pomeraja  $d_m$  i teorijskih vrednosti  $d_{din}$

$\lambda$ (nm)	prelaz	$\overline{d_m/d_{din}}$ BG	$\overline{d_m/d_{din}}$ BCW	$\overline{d_m/d_{din}}$ DSB	$\overline{d_m/d_{din}}$ DSB+BG
501.6	$2^1S-3^1P^0$	0.66(0.02)	0.62(0.02)	0.79(0.10)	0.58(0.07)
667.8	$2^1P^0-3^1D$	0.70(0.04)	0.79(0.05)	0.91(0.06)	0.58(0.06)
706.5	$2^3P^0-3^3S$	0.90(0.02)	0.94(0.02)	1.03(0.05)	0.67(0.08)
471.3	$2^3P^0-4^3S$	0.96(0.02)	1.00(0.03)	1.04(0.04)	0.84(0.03)
318.8	$2^3S-4^3P^0$	0.98(0.03)	0.99(0.02)	1.26(0.09)	0.87(0.04)

Iz tabele 3.6 vidimo da postoje velika odstupanja merenih od teorijskih rezultata koje iznosi čak i preko 50%. Može se primetiti da DSB [6] teorija najbolje opisuje linije 501.6 nm, 667.8 nm, 706.5 nm ali je velika zamerka ovoj teoriji što predviđa simetrične profile.

Vidi se da teorija BCW [7] najbolje opisuje linije 471.3 nm i 318.8 nm i kod tih linija je odnos teorijskih i merenih veličina blizak jedinici pa su one najbolje za primenu u dijagnostici plazme. Pošto je pomeraj linije 471.3 nm veći, mora se ona favorizovati.

## ZAKLJUČAK

U ovom radu je vršeno ispitivanje uticaja dinamike jona na pomeraj spektralnih linija neutralnog helijuma u plazmi. Opšte teorije koje tretiraju jone kao dinamičke perturbacije i njihov uticaj na oblik spektralnih linija u plazmi su teorije Bennet i Griem [1,2] i Barnard, Cooper i Smith [3]. Teorija BG [1,2] u sebi sadrži i kvazistatičku aproksimaciju, kada se joni tretiraju kao statički perturbatori. Teorija Dimitrijević i Sahal-Brechot [6] razmatra uticaj dinamike jona ali samo na oblik helijumovih spektralnih linija. Ova teorija pretpostavlja da su perturbatori protoni. Ova teorija, uticaj dinamike jona na pomeraj računava u sudarnoj aproksimaciji.

Teorije koje su testirane u ovom radu su:

- teorija Bennett-Griem [1,2]
- Bassalo, Cattani i Walder [7]
- Dimitrijević i Sahal-Brechot [6]

Cilj poređenja je da se eksperimentalno ispita uticaj dinamike jona na pomeraje spektralnih linija u plazmi. Takođe, u cilju poboljšanja tačnosti i preciznosti dijagnostike plazme, testiraju se teorijske vrednosti [1,2,6,7] parametara Starkovog širenja.

Prilikom ispitivanja spektralnih linija helijuma, kao izvor plazme korišćen je impulsni luk. Njegova frekvencija pražnjenja je 2 Hz. Zračenje iz luka je posmatrano duž ose cevi za pražnjenje. Korišćena je smeša vodonika i helijuma u odnosu  $H_2:H_e = 80\%:20\%$ , čime je obezbeđen dovoljan intenzitet linija i odsustvo samoapsorpcije. Elektronska koncentracija  $(2.5-5.9) \cdot 10^{21} m^{-3}$  je određena metodom laserske interferometrije sa  $CO_2$  laserom na  $10.6 \mu m$ . Elektronska temperatura je merena iz odnosa intenziteta linije i kontinuuma vodonikove  $H\gamma$  linije i kretala se u intervalu od 19300 K do 23600 K.

Svi eksperimentalni profili su snimani tehnikom usrednjavanja. Električni signali sa izlaza fotomultiplikatora registrovani su pomoću digitalnog osciloskopa. Digitalni osciloskop je radio u režimu usrednjavanja i to tako da je svaka tačka srednja vrednost od 64 signala. Zbog određivanja referentnog položaja linije, istovremeno kada je sniman eksperimentalni profil iz plazme, sniman je i profil te iste spektralne linije emitovan iz referentnog izvora zračenja (kada je ta linija praktično samo prirodno proširena). Ovakvo merenje istovremeno daje i vrednost instrumentalne poluširine. Kao referentni izvori korišćeni su cev pod niskim pritiskom sa mikrotalasnom pobudom i Geisslerova cev koja je radila u protočnom režimu.

Pomeraj linija je meren na polovini visine u odnosu na položaj profila snimanog iz referentnog izvora. Rezultati su poređeni sa kvazistatičkom teorijom [1,2] i teorijom koja tretira jone kao dinamičke perturbacije [3,6]. Kao ulazni podaci su uzimane vrednosti parametara Starkovog širenja koje daju teorije [1,2,6,7]. Poređenje merenih i teorijskih veličina koje predviđa kvazistatička teorija pokazuje trend porasta odnosa

merenih i teorijskih vrednosti sa smanjenjem elektronske koncentracije (odnosno povećanjem dinamičkog parametra  $D_1$ ). Odnos merenih i teorijskih vrednosti pomeraja ostaje konstantan u okviru greške merenja u slučaju teorije [3]. Teorija [6] pokazuje konzistentnost u poređenju merenih i teorijskih vrednosti za različite koncentracije. Nedostatak ove teorije što ona predviđa simetrične profile iako su profili registrovani iz plazme asimetrični.

Poređenjem merenih i teorijskih vrednosti pomeraja helijumovih linija sa teorijom koja uračunava dinamiku jona [3] može se izvesti zaključak da ni jedna teorija koja daje parametre Starkovog širenja ne daje dobre vrednosti za sve helijumove linije. Spektralne linije 318.8 nm i 471.3 nm najbolje opisuje teorija [7]. Najbolje slaganje merenih vrednosti pomeraja linija 501.6 nm, 667.8 nm, 706.5 nm i 587.6 nm je sa teorijom [6].

Rezultati ovog rada ukazuju da dinamika jona ima veliki uticaj na niskim elektronskim koncentracijama kod linija helijuma (kao lakog elementa). Helijumove linije se često koriste u dijagnostici plazme, pa je neophodno radi povećanja preciznosti i tačnosti, uzeti u obzir efekat dinamike jona. Najbolje teorijski opisane [7] linije su linije 471.3 nm i 318.8 nm. Za njih je ustanovljeno gotovo potpuno slaganje teorijskih [7] i merenih vrednosti kada se uzme u obzir dinamika jona koji predviđa teorija [3] (tabela 3.6). Zato se ove dve linije mogu predložiti za korišćenje u dijagnostici plazme ali se mora favorizovati spektralna linija 471.3 nm zbog lakšeg merenja (ima veći pomeraj). Slaganje merenih i teorijskih vrednosti za ostale linije nije tako dobro te bi teorijske vrednosti parametara Starkovog širenja trebalo poboljšati.

## REFERENCE

1. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, (Academic, New York 1974.)
2. S. M. Bennett and H.R. Griem, Technical Report No. 71-097, University of Maryland (1971.)
3. J. Barnard, J. Cooper and E. W. Smith, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 14, 1025 (1974.)
4. D. E. Kelleher, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 25, 191 (1981.)
5. R. Kobilarov, N. Konjević and M. V. Popović, *Phys. Rev. A* 40, 3871 (1989); N. Konjević, u *Spectral Line Shapes*, Vol. 6 (ed. L. Frommhold and J. Keto, AIP Conf. Proc. 216, New York 1990.)
6. M. S. Dimitrijević and S. Sahal-Brechot, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 82,519 (1990); *Bull. Obs. Astron. Belgrade* 141, 57 (1989.)
7. J.M. Bassalo, M. Cattani and V.S. Walder, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 28, 75 (1982.)
8. H.R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, (McGraw-Hill, New York 1964.)
9. M.S. Dimitrijević, *Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme*, (Doktorska disertacija, Beograd 1978.)
10. S.E. Friš, *Optičeskie Spektri Atomov*, (Gosudarstvenoe izdajateljstvo Fizičko-matematičkoj literaturi, Moskva-Lenjingrad 1963.)
11. A.W. Ali and H.R. Griem, *Phys. Rev.* 140, 1044 (1965.)
12. A.W. Ali and H.R. Griem, *Phys. Rev.* 144, 366 (1966.)
13. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* 24A, 1458 (1969.)
14. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* 27A, 1733 (1972.)
15. J.W. Dufty, *Phys. Rev.* 187,305 (1969)
16. J. Holtsmark, *Ann. Phys.* 58, 577 (1919.)
17. M. Baranger, in *Atomic and Molecular processes* (ed. D.R. Bates, Academic, New York 1962.)
18. H.R. Griem, M. Baranger, A.C. Kolb and G.K. Oertel, *Phys. Rev.* 125, 177 (1962.)

19. M. Baranger, Phys. Rev. 111,494 (1958.)
20. A.C. Kolb and H.R. Griem, Phys. Rev. 111, 514 (1958.)
21. M. Baranger, Phys. Rev. 112, 855 (1958.)
22. M. Baranger, Phys. Rev. 111, 481 (1958.)
23. H. R. Griem, Phys. Rev. 128, 515 (1962.)
24. M.S. Dimitrijević and Sahal-Brechot , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 31,301 (1984.)
25. N. Konjević and J.R. Roberts, J. Phys. Chem. Ref. Data 5, 209 (1976)
26. R. Kobilarov, Uticaj dinamike jona na oblik i pomeraj spektralnih linija u plazmi (Doktorska disertacija, Beograd 1990.)
27. Z. Mijatović, Uticaj dinamike jona na oblik i pomeraj spektralnih linija atomskog helijuma, ugljenika i kiseonika u plazmi (Doktorska disertacija, Beograd 1995.)
28. S. Đurović, Odnos specifičnih toplota vodonične plazme u lokalnoj termodinamičkoj ravnoteži (Magistarski rad, Beograd 1982.)
29. R.W.P. Mc Whirter, Chapter 5, (in R.H. Huddleston and S.L. Leonard ed., Plasma Diagnostic Techniques Academic Press, New York, London 1965.)

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: Igor Savić br. dos. 391<sub>A</sub>/90  
AU

Mentor: Dr Radomir Kobilarov PMF Novi Sad  
MN

Naslov rada: Uticaj dinamike jona na pomeraj spektralnih linija neutralnog helijuma u  
NR plazmi

Jezik publikacije: srpski (latinica)  
JP

Jezik izvoda: srpski  
JI

Zemlja publikovanja: SRJ  
ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina  
UGP

Godina: 1995.  
GO

Izdavač: Autorski reprint  
IZ

Mesto i Adresa: Igor Savić, Sevce, Brezovica

MA

Fizički opis rada: 6 poglavlja, 36 strana, 29 lit. citata, 7 tabela, 8 slika  
FO

Naučna oblast: Fizika  
NO

Naučna disciplina: Spektroskopija plazme  
ND

Predmetna odrednica/ključne reči: fizika, spektroskopija, plazma  
PO

UDK

čuva se: Biblioteka Instituta za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu  
ČU

Važna napomena:  
VN

Izvod: U ovom radu je vršeno ispitivanje uticaja dinamike jona spektralnih linija neutralnog helijuma u plazmi. Pored toga, testirane su teorije Benett i Griem; Bassalo, Cattani i Walder; Dimitrijević i Sahal-Brechot. Merene vrednosti su upoređivane sa teorijskim vrednostima koristeći kvazistatičku i dinamičku aproksimaciju. Cilj ovih poređenja je da se eksperimentom ispita uticaj dinamike jona na pomeraj spektralnih linija neutralnog helijuma u plazmi, te da se u cilju poboljšanja dijagnostike plazme testiraju teorijske vrednosti pomeraja spektralne linije. Rezultati ovog rada ukazuju da je uticaj dinamike jona na pomeraj spektralnih linija neutralnog helijuma (kao lakog elementa), pri niskim koncentracijama, veoma velik. Pošto se helijumove linije često koriste za dijagnostiku plazme, radi povećanja tačnosti merenja neophodno je uzeti u obzir i uticaj dinamike jona. Na osnovu ovog rada može se zaključiti da je najprihvatljivija linija neutralnog helijuma, za dijagnostiku plazme spektralna linija 471.3 nm.

IZ

Datum prihvatanja teme od strane NN veća: 16.3.1995.  
DP

Datum odbrane:  
DO

Članovi komisije: predsednik: Dr. Božidar Vujičić, vanredni profesor, PMF Novi Sad  
član: Dr. Jevrem Janjić, redovni profesor, PMF Novi Sad  
član: Dr. Radomir Kobilarov, docent, PMF Novi Sad  
član: Dr. Stevica Đurović, vanredni profesor, PMF Novi Sad  
KO