



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Mihaela Ćirišan

***Određivanje Starkovih parametara
spektralnih linija Xe II u
plazmi impulsnog luka***

MAGISTARSKI RAD

**Novi Sad
2006**

Ovaj rad je rađen u Laboratoriji za spektroskopiju plazme departmana Fisica Teorica Atomica y Optica, Facultad de Ciencias, Universidad de Valladolid, Španija.

Najiskrenije se zahvaljujem svom mentoru prof. dr Stevici Đuroviću na izvanrednoj stručnoj pomoći i svesrdnoj podršci tokom izrade ovog rada. Takođe se zahvaljujem svim članovima laboratorije departmana za optiku na njihovoj podršci i korisnim savetima.

Sadržaj

Uvod	1
------------	---

Glava I

Širenje spektralnih linija u plazmi	3
1.1. Prirodno širenje	4
1.2. Dopplerovo širenje	6
1.3. Širenje usled pritiska	8
1.3.1. Rezonantno širenje	9
1.3.2. Van der Waalsovo širenje	9
1.3.3. Starkovo širenje	10
1.4. Osnovni elementi teorije Starkovog širenja	12
1.4.1. Kvazistatička aproksimacija	13
1.4.2. Sudarna aproksimacija	16
1.5. Aproksimativne formule	22
1.5.1. Griemova semiempirijska formula	22
1.5.2. Modifikovana semiempirijska formula	24

Glava II

Opis aparature	27
2.1. Izvor plazme	27
2.2. Optički sistem	28
2.3. Kalibracija osetljivosti mernog sistema	30

Glava III

Dijagnostika plazme	33
3.1. Određivanje elektronske koncentracije	34
3.2. Određivanje elektronske temperature	37

Glava IV

<i>Obrada eksperimentalnih profila</i>	43
4.1. Analiza spektra	43
4.2. Samoapsorpcija	44
4.3. Numerički fit	47
4.4. Dekonvolucija eksperimentalnih profila	48

Glava V

<i>Rezultati merenja</i>	51
5.1. Određivanje Starkovih poluširina linija Xe II	51
5.2. Određivanje Starkovih pomeraja linija Xe II	61
5.3. Određivanje Starkovih parametara za linije malog intenziteta	70
 Zaključak	 79
Literatura	83

Uvod

Plazma predstavlja jak izvor elektromagnetnog zračenja, i to kako u vidljivoj oblasti tako i u drugim delovima spektra. Detaljnim proučavanjem osobina zračenja plazme može se doći do značajnih informacija o sastavu plazme i o fizičkim procesima koji se u njoj odigravaju.

Cilj ovog rada je da se odrede Starkovi parametri spektralnih linija jedanput jonizovanog ksenona emitovanih iz impulsne plazme.

Starkovi parametri, širina i pomeraj spektralnih linija, se već dugi niz godina koriste kao važan dijagnostički metod. Iz literature se lako može ustanoviti da postoji veliki nedostatak podataka o parametrima spektralnih linija ili o verovatnoćama prelaza, naročito za jonizovana stanja. Osim toga potrebna su kako nova tako i precizna merenja da bi se objasnilo, ponekad dosta veliko, neslaganje kako teorije i eksperimenta tako i između pojedinih eksperimenata.

Do početka šezdesetih godina prošlog veka teorija se bavila uglavnom linearnim Starkovim efektom koji je izražen kod vodoničnih linija. Pri visokim elektronskim koncentracijama, kada su linije vodonika jako proširene, dolazi do preklapanja sa susednim linijama drugih elemenata u plazmi ili kada u plazmi nema vodonika, u dijagnostičke svrhe se koristi kvadratični Starkov efekat izražen kod nevodoničnih atoma. Prve proračune Starkovog širenja za neke linije nevodoničnih atoma dao je Griem [1, 2], nakon čega slede brojni eksperimentalni radovi u kojima su mereni Starkovi parametri za spektralne linije različitih elemenata [3, 4]. Danas se parametri mnogih nevodoničnih linija mogu koristiti za dijagnostiku plazme. Postoji međutim, mnogo praznog prostora za nove podatke. Nekada je neophodno i ponovno, preciznije određivanje niza već postojećih parametara. Da bi se eksperimentalne vrednosti Starkovih parametara mogle koristiti u dijagnostičke svrhe, potrebni su i dobri teorijski podaci. Sa druge strane, za testiranje teorijskih proračuna potrebni su pouzdani eksperimentalni podaci. Rezultati iz ovog rada se mogu koristiti u takve svrhe.

Kao izvor plazme je korišćen impulsni luk. Ovaj luk se često koristi kao izvor plazme za ispitivanje jonizovanih stanja različitih atoma. U ovom radu su dati izmereni Starkovi parametri 78 spektralnih linija Xe II u bliskoj ultraljubičastoj i vidljivoj oblasti spektra.

Starkovo širenje i pomeraj spektralnih linija Xe II bili su tema mnogih eksperimentalnih [5- 19] i teorijskog rada [20]. Dobijeni rezultati predstavljaju doprinos trenutnoj bazi podataka merenih poluširina spektralnih linija Xe II, sa novim i preciznim rezultatima. Ovde, odnosno u radovima [21, 22] su po prvi put data merenja poluširina i pomeraja za niz linija Xe II. Rezultati su upoređeni sa svim dostupnim eksperimentalnim

podacima drugih autora, kao i proračunima poluširina na osnovu modifikovane semiempirijske formule [23].

Ispitivanje spektra jonizovanog ksenona je od interesa za mnoge oblasti npr. fiziku lasera [24, 25], za proizvodnju svetlosnih izvora [26 - 28], astrofiziku itd. Spektralne linije Xe II su na primer identifikovane u spektrima različitih zvezda [29 - 35].

Iz tog razloga, pouzdana merenja poluširina i pomeraja spektralnih linija u plazmi su od velike važnosti kako za dijagnostiku laboratorijske ili astrofizičke plazme, tako i za uspostavljanje adekvatne teorije, pa i za primenu.

Određivanje Starkovih parametara spektralnih linija, zahteva precizno određivanje elektronske koncentracije. Ovo znači da bi određivanje elektronske koncentracije trebalo da bude nezavisno od samog Starkovog širenja. U ovom eksperimentu je korišćen interferometrijski metod za određivanje elektronske koncentracije sa dve talasne dužine upotrebom dva lasera. Na ovaj način moguće je izbeći uticaj drugih čestica na promenu indeksa prelamanja plazme i određivanje elektronske koncentracije.

Ovaj rad sadrži pet glava.

U glavi I dat je pregled različitih mehanizama koji dovode do širenja i pomeranja spektralnih linija. Prikazane su opšte postavke teorije širenja, kao i aproksimativni teorijski pristup.

U glavi II je opisan izvor plazme, postavka optičkog mernog sistema, kao i kalibracija mernog sistema.

U glavi III je dat opis korišćenih metoda za dijagnostiku plazme tj. za određivanje elektronske koncentracije i temperature.

U glavi IV je opisan način obrade eksperimentalnih profila spektralnih linija. Razmatrana je i mogućnost pojave samoapsorpcije.

U glavi V su prikazani i analizirani dobijeni rezultati. Dato je takođe i upoređivanje rezultata sa teorijskim proračunima, kao i sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora.

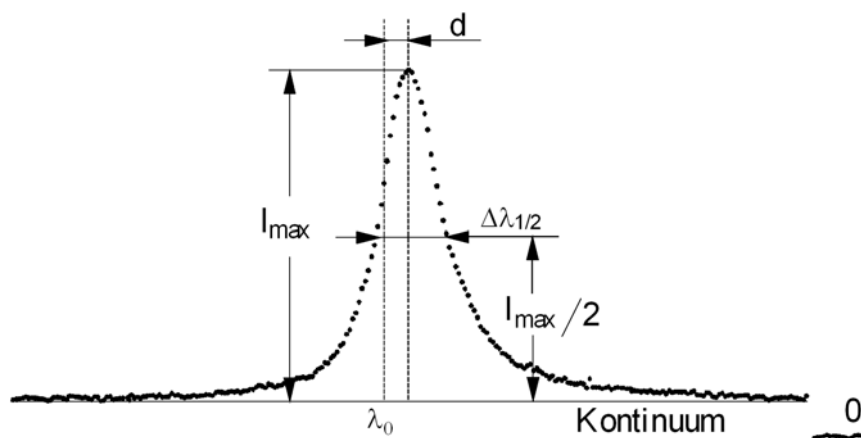
Na kraju je dat zaključak i spisak literature.

GLAVA I

Širenje spektralnih linija u plazmi

Plazma predstavlja jak izvor elektromagnetnog zračenja iz koga se različitim metodama mogu dobiti brojne informacije o sastavu plazme, uslovima koji vladaju u plazmi, kao i procesima koji se u njoj odigravaju. Elektromagnetno zračenje emitovano iz plazme može se pomoću odgovarajućeg spektralnog uređaja razložiti po talasnim dužinama. Ovako dobijeni spektri su izrazito linijski. Iz plazme se svakako emituje i kontinualno zračenje, ali je intenzitet spektralnih linija znatno veći od intenziteta kontinualnog zračenja. Kontinualni deo spektra potiče od zakočnog i rekombinacionog zračenja, i na njega je superponiran linijski spektar koji potiče od zračenja nastalog pri prelazu elektrona iz jednog u drugo energijsko stanje unutar atoma emitera. Naravno, treba imati u vidu da se pri snimanju spektra uvek posmatra zračenje nastalo od većeg broja atoma tj. emitera zračenja.

Najznačajnije osobine spektralnih linija jesu intenzitet linije i oblik profila linije. Spektralna linija uvek ima određen profil tj. nekakvu raspodelu intenziteta zračenja u određenom intervalu frekvencija (talasnih dužina). Profil ne mora obavezno biti simetričan. Oblik profila i širina snimljene spektralne linije zavise od vrste atoma emitera, fizičkih uslova prisutnih u plazmi, kao i od karakteristika spektralnog uređaja. Osnovna karakteristika profila linije je njegova poluširina $\Delta\lambda_{1/2}$ tj. širina spektralne linije na polovini visine maksimalnog intenziteta (slika 1).



Slika 1. Parametri spektralne linije

Pri analizi spektralnih linija značajne su i druge karakteristike profila, kao što su: forma krila linije, asimetrija profila ili pomeraj spektralne linije d . Pomeraj predstavlja rastojanje za koje je maksimum ispitivane spektralne linije pomeren u odnosu na maksimum linije koju bi emitovali izolovani i nepokretni atomi. Sve ove karakteristike profila linije govore o posebnim fizičkim uslovima u kojima se nalaze emiteri prilikom emisije fotona. Ti posebni fizički uslovi su posledica istovremenog prisustva intenzivnog termičkog kretanja čestica plazme i interakcije među njima.

Mehanizmi koji dovode do širenja spektralnih linija, koje emituju neutralni atomi ili joni iz plazme, mogu se podeliti u tri grupe:

- ◆ prirodno širenje, koje je posledica konačnosti srednjeg vremena života atoma u pobuđenom stanju
- ◆ Dopplerovo širenje, koje se javlja usled kretanja atoma-emitera u odnosu na optički sistem pomoću kojeg se zračenje posmatra
- ◆ širenje usled pritiska, uzrokovano interakcijom atoma-emitera sa okolnim neutralnim i naelektrisanim česticama (perturberima).

Navedeni mehanizmi deluju istovremeno, ali je njihov uticaj različit i zavisi od uslova koji vladaju u plazmi. Osim pomenutih mehanizama širenja postoji i dodatno instrumentalno širenje spektralnih linija koje unosi sam spektralni uređaj.

1.1. Prirodno širenje

Prirodna širina spektralne linije postoji i onda kada su emiteri izolovani i bez termičkog kretanja. Ovaj tip širenja se može razmatrati sa gledišta klasične elektrodinamike i sa gledišta kvantne mehanike.

U klasičnom pristupu, skup atoma koji zrači može biti predstavljen skupom Lorentzovih oscilatora (dipoli koji se sastoje od elektrona i jezgra) [36, 37]. Ovaj sistem se može svesti na linearni harmonijski oscilator, koji pobuđen sudarom osciluje u elastičnoj sredini. Oscilacije ovog oscilatora su prigušene jer se gubi energija usled zračenja. Iz tog razloga se umesto monohromatske spektralne linije dobija proširena linija. Raspodela intenziteta zračenja po frekvenciji je tada data izrazom [38]:

$$I(\nu) = I_0 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad (1)$$

I_0 je maksimalni intenzitet, a γ klasična konstanta radijacionog prigušenja :

$$\gamma = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{3\epsilon_0 c^3 m_e} \quad (2)$$

Zamenjujući u (1) $I(\nu) = I_0/2$ dobija se izraz za poluširinu prirodno proširene linije:

$$\left| \nu_{1/2} - \nu_0 \right| = \frac{1}{2} \Delta \nu_{1/2} = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (3)$$

odnosno

$$\Delta \nu_{1/2} = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (4)$$

gde je $\tau = 1/\gamma$ vreme prigušenja. Ako se pređe na skalu talasnih dužina prirodna širina linije se može izraziti kao:

$$\Delta \lambda_{1/2} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \gamma \quad (5)$$

pri čemu se uvrštavanjem izraza za γ (2) dobija brojna vrednost $\Delta \lambda_{1/2}$:

$$\Delta \lambda_{1/2} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^2 m_e} = 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (6)$$

Odavde se vidi da prema klasičnoj elektrodinamici prirodna širina linije ne zavisi od atomskih karakteristika emitera, kao ni od talasne dužine emitovanog zračenja.

Sa gledišta kvantne mehanike, prirodna širina spektralne linije je posledica neodređenosti energije stacionarnih stanja atoma. Neodređenost energije je data Heisenbergovom relacijom:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (7)$$

Nakon pobuđivanja, atom kratko vreme boravi u ekscitovanom stanju, a onda prelazi u osnovno stanje emitujući pri tome foton frekvencije ν . Neodređenost energije u ekscitovanom stanju je obrnuto srazmerna srednjem vremenu života atoma τ_n u tom stanju:

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{2\pi\tau_n} \quad (8)$$

Prilikom prelaza iz stanja n u stanje m , neodređenost energije emitovanog fotona je:

$$\Delta E = \hbar \Delta \nu = \Delta E_n + \Delta E_m \quad (9)$$

To znači da spektralna linija nastala prelaskom iz pomenutog stanja n u neko drugo stanje m ima izvesnu širinu, a to predstavlja prirodnu širinu linije.

Na osnovu (8) i (9) prirodna poluširina iznosi:

$$\Delta \nu \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} \right) \quad (10)$$

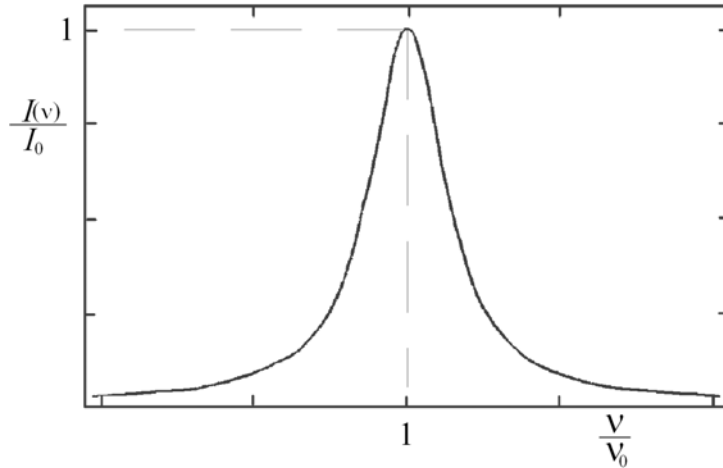
Recipročna vrednost srednjeg vremena života atoma u datom energijskom stanju je ustvari verovatnoća prelaza. Ako se posmatra prelaz na osnovno stanje ($\tau_m \rightarrow \infty$), prethodni izraz se može napisati kao:

$$\Delta \nu \approx \frac{1}{2\pi\tau_n} \quad (11)$$

Ovako dobijen izraz za prirodnu poluširinu ima isti matematički oblik kao i izraz (4) dobijen pomoću klasične elektrodinamike. Takođe se dobija isti izraz i za raspodelu intenziteta zračenja u zavisnosti od frekvencije. S aspekta kvantne mehanike, prirodna

poluširina linije zavisi od same prirode prelaza i atomskih osobina emitera, ali ne zavisi od sredine u kojoj atom emituje.

Iz izraza (1) se vidi da je raspodela intenziteta zračenja simetrična u odnosu na centar linije ($\nu = \nu_0$). Tip raspodele opisan ovom funkcijom (1) naziva se Lorentzova raspodela i prikazana je na slici 2.



Slika 2. Lorentzova raspodela intenziteta zračenja

Za prelaze kod kojih je verovatnoća prelaza reda veličine 10^8 s^{-1} (odnosno vreme života 10^{-8} s) prirodna poluširina je reda veličine 10^{-5} nm . Prema tome, prirodno širenje je zanemarljivo u odnosu na ostale efekte širenja spektralnih linija u plazmi.

1.2. Dopplerovo širenje

Izvori zračenja u plazmi su pobuđeni atomi i joni koji se nalaze u neprestanom kretanju. To može biti termalno kretanje, kretanje usled turbulencija, kretanje plazme kao celine ili kretanje dela plazme u odnosu na posmatrača. Usled ovoga dolazi do pojave Dopplerovog efekta, što znači da posmatrač meri više frekvencije, odnosno kraće talasne dužine zračenja emitera koji mu se približava i obrnuto.

Promena frekvencije usled Dopplerovog efekta iznosi:

$$\nu - \nu_0 = \Delta \nu = \pm \frac{v}{c} \nu_0 \quad (12)$$

gde je v brzina emitera u odnosu na posmatrača, a c brzina svetlosti. Znak (+) se uzima kada se emiter kreće ka posmatraču, a znak (-) kada se udaljava od posmatrača. Ako razmatramo termalno kretanje emitera, oni će imati Maxwelllovu raspodelu po brzinama. Verovatnoća da čestica mase m i temperature T ima brzinu između v i $v + dv$ data je izrazom:

$$dw_v = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \quad (13)$$

Na osnovu (12) i (13) može se izračunati verovatnoća da se frekvencija zračenja, emitovanog u pravcu brzine v , nalazi u intervalu frekvencija $\nu, \nu + d\nu$:

$$dw_\nu = \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{m}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right) d\nu \quad (14)$$

Dopplerovo širenje spektralne linije predstavlja superpoziciju pojedinačnih Dopplerovih pomaka talasne dužine zračenja koje potiče od pojedinih emitera.

Kako je intenzitet zračenja srazmeran veličini dw_ν , raspodela intenziteta zračenja se može dati u obliku [36]:

$$I_\nu = I_0 \exp\left(-\frac{m}{2kT} \frac{c^2}{\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right) \quad (15)$$

Ova jednačina pokazuje da Dopplerovski proširena linija ima Gaussovu raspodelu, koja je prikazana na slici 3.

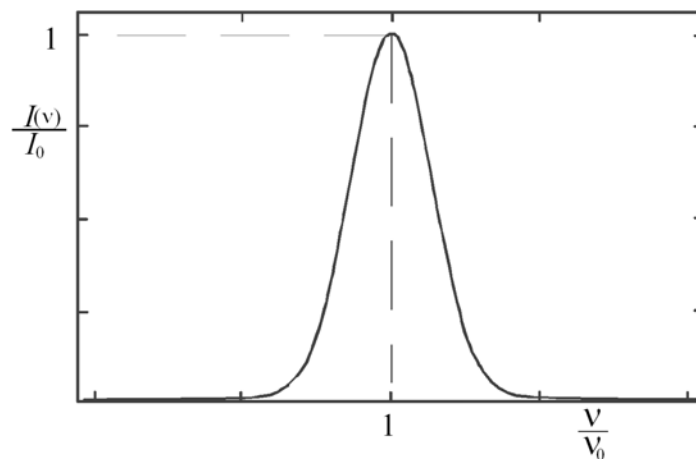
Iz uslova $I_\nu = I_0/2$ dobija se da je Dopplerova poluširina:

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \ln 2} \quad (16)$$

Ako se pređe na skalu talasnih dužina i obračunaju konstante, dobija se izraz:

$$\Delta\lambda_D = 7.162 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (17)$$

gde je T temperatura, a M relativna atomska masa atoma-emitera.



Slika 3. Gaussova raspodela intenziteta zračenja

Dopplerova poluširina je relativno mala ali merljiva veličina. Znatnije je izražena kod spektralnih linija visokotemperaturnih plazmi. Za uslove u plazmi o kojima će ovde

biti reči, Dopplerovo širenje može da se razmatra samo kao popravka na širenje usled pritiska.

1.3. Širenje usled pritiska

Za razliku od prirodnog i Dopplerovog širenja, širenje spektralnih linija u ovom slučaju uzrokovano je interakcijom emitera sa okolnim česticama tzv. perturbirima i zavisi od koncentracije prisutnih perturbirera tj. od pritiska. Zbog toga se ovakvo širenje i naziva širenje usled pritiska. U zavisnosti od vrste interakcije emitera i perturbirera, širenje usled pritiska može biti:

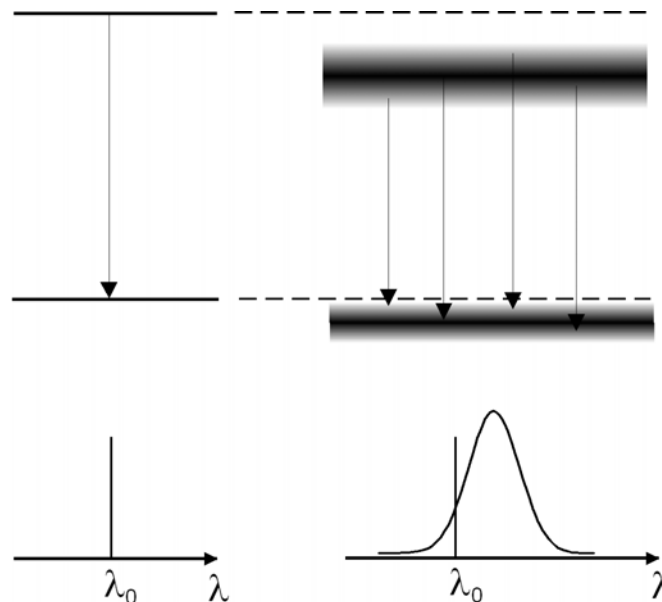
- rezonantno širenje, ako emiter interaguje sa perturbirima iste vrste
- van der Waalsovo širenje, ako emiter interaguje sa neutralnim atomima
- Starkovo širenje, ako emiter interaguje sa naelektrisanim česticama (elektronima i jonima)

Starkov i van der Waalsov efekat dovode i do pomeranja spektralnih linija. Treba uzeti u obzir da u realnim uslovima svi pomenuti mehanizmi deluju istovremeno.

Međusobna interakcija čestica može se opisati opštim potencijalom:

$$V_k = -\frac{C_k}{r^k} \quad (18)$$

Različite vrednosti k odgovaraju različitim tipovima interakcije. U slučaju kada je dominantan uticaj naelektrisanih čestica na emiter, k može imati vrednost $k = 2$ (linearni



Slika 4. Sumarni efekat zračenja

Starkov efekat) ili $k=4$ (kvadratični Starkov efekat). Vrednost $k=3$ odgovara međusobnom dejstvu čestica iste vrste tj. rezonantnom efektu, a vrednost $k=6$ slučaju kada prevladavaju van der Waalsove sile.

Istovremeni uticaj svih gore navedenih efekata dovode do promene položaja energijskih nivoa svakog pojedinačnog atoma ili jona emitera. Posmatrajući zračenje emitovano iz plazme, koje potiče od svih atoma ili jona emitera koji su se u datom trenutku našli na liniji duž pravca posmatranja, ustvari se registruje sumarni efekat, što je prikazano na slici 4. Dakle, u snimljenom spektru zračenja dobijaju se proširene i pomerene spektralne linije.

1.3.1. Rezonantno širenje

Rezonantno širenje nastaje kada gornji ili donji energijski nivo posmatranog prelaza ima dozvoljeni dipolni prelaz u osnovno stanje i kada je emiter okružen sličnim atomima u osnovnom stanju. Ako posmatramo dva jednaka atoma, svejedno je koji je od njih pobuđen, a koji je u osnovnom stanju. Na taj način dolazi do degeneracije odgovarajućeg energijskog nivoa, što rezultira širenjem emitovane spektralne linije. Ovaj proces se može shvatiti i kao skraćenje vremena života pobuđenog stanja usled rezonantne izmene energije.

Rezonantno širenje nastaje uglavnom zbog interakcije emitera sa perturbirima iste vrste, međutim, perturbireri mogu biti i atomi ili joni druge vrste, ali pod uslovom da su im odgovarajući energijski nivoi vrlo bliski nivoima perturbovane čestice.

Izraz za polu-poluširinu linije usled rezonantnog širenja je dat izrazom [39, 40]:

$$w_r = 4.3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{g_1}{g_r} \right)^{1/2} \lambda^2 \lambda_r f_r N_0 \quad (19)$$

gde su g_1 i g_r statističke težine osnovnog i rezonantnog nivoa, f_r je jačina oscilatora rezonantnog prelaza, λ je talasna dužina posmatranog zračenja (spektralne linije) u cm, λ_r talasna dužina rezonantnog prelaza u cm, a N_0 koncentracija perturbirera u osnovnom stanju.

Rezonantno širenje je u najvećem broju slučajeva zanemarljivo. Pomeraj spektralne linije usled ovog efekta je takođe zanemarljiv.

1.3.2. Van der Waalsovo širenje

Sile kojima neutralni atom deluje na atom-emiter su van der Waalsove sile kratkog dometa. Ova interakcija se manifestuje tako što se razlika energija između dva nivoa atoma-emitera menja u zavisnosti od rastojanja između emitera i perturbirera, pa su prema tome i talasne dužine emitovanih fotona različite. Usrednjavanjem po verovatnoćama svih mogućih rastojanja između emitera i neutralnih perturbirera, dobija se proširena spektralna linija.

Prema [2, 41] polu-poluširina je procenjena na:

$$w_{vw} = 4.09 \cdot 10^{-12} \lambda^2 (\bar{\alpha} \bar{R}^2)^{2/5} \left(\frac{T}{\mu} \right)^{3/10} N_0 \quad (20)$$

gde je λ talasna dužina posmatrane spektralne linije, T elektronska temperatura, μ redukovana masa sistema emiter-perturber, a N_0 koncentracija perturbera u osnovnom stanju. $\bar{\alpha}$ predstavlja srednju polarizabilnost neutralnih perturbera [2, 42]:

$$\bar{\alpha} = \frac{9}{2} a_0^3 \left(\frac{3E_H}{4E_{2p}} \right)^2 \quad (21)$$

gde je a_0 Bohrov radijus, E_H energija jonizacije atoma vodonika, a E_{2p} energija ekscitacije perturbera u prvo pobuđeno stanje. $\bar{R}^2$ je razlika kvadrata vektora položaja elektrona na gornjem (i) i donjem (f) energijskom nivou posmatranog prelaza:

$$\bar{R}^2 = \bar{R}_i^2 - \bar{R}_f^2 \quad (22)$$

U slučaju Coulombove aproksimacije, $\bar{R}_j^2$ se može odrediti [2]:

$$\bar{R}_j^2 = \frac{n_j^{*2}}{2} [5n_j^{*2} + 1 - 3l_j(l_j + 1)] \quad j = i, f \quad (23)$$

gde je l_j orbitalni kvantni broj, a n_j^* efektivni kvantni broj odgovarajućeg nivoa:

$$n_j^* = \left(\frac{E_H}{E_{ion} - E_j} \right)^{1/2} \quad j = i, f \quad (24)$$

gde je E_{ion} energija jonizacije atoma-emitera, a E_j energija gornjeg (i) ili donjeg (f) nivoa posmatranog prelaza.

Van der Waalsov mehanizam uzrokuje i crveni pomerač spektralne linije tj. pomerač ka većim talasnim dužinama, koji iznosi 2/3 van der Waalsove polu-poluširine:

$$d_{vw} = -\frac{2}{3} w_{vw} \quad (25)$$

Van der Waalsovo širenje je značajno samo za plazme sa velikom koncentracijom neutrala, kada je srednje rastojanje između njih malo.

1.3.3. Starkovo širenje

Starkov efekat je najizraženiji efekat širenja spektralnih linija u plazmi, gde su elektroni i joni prisutni u dovoljnoj koncentraciji te preovladavaju Coulombove sile dugog dometa. Zbog toga će Starkovom širenju linija u ovom tekstu biti posvećeno nešto više pažnje nego ostalim efektima širenja.

Starkov efekat je promena energijskih nivoa atoma pod dejstvom električnog polja, u ovom slučaju električnog mikropolja kojeg stvaraju naelektrisane čestice plazme tj. elektroni i joni. Zračenje pojedinih atoma sastoji se od linija pomerenih i rascepljenih na komponente. Za razliku od statičkog električnog polja, električno mikropolje u plazmi se menja u prostoru i vremenu, te su ova pomeranja i cepanja energijskih nivoa različita za različite atome, tako da se na kraju kao sumarni efekat dobijaju proširene i pomerene spektralne linije.

Za linije atoma vodonika i jona vodonikovog tipa, karakterističan je linearni Starkov efekat. Naime, iznos dodatne energije za koju se pomera određeni energijski nivo, kada se atom nađe u spoljašnjem električnom polju, proporcionalan je jačini tog polja.

U slučaju "nevodoničnih" atoma dolazi do izražaja kvadratna zavisnost dodatne energije od intenziteta spoljašnjeg polja, što predstavlja kvadratični Starkov efekat. Kod kvadratičnog Starkovog efekta izraženo je i širenje i pomeranje spektralnih linija, dok je kod linearnog efekta pomeranje vrlo malo.

Posle pojave radova Barangera [43 - 45] 1958. godine, Kolba i Griema [46] takode 1958. godine, Starkovo širenje spektralnih linija postalo je tema brojnih kako eksperimentalnih tako i teorijskih radova. U tim radovima, osim širenja i pomeranja linija, prouzrokovanih statističkom raspodelom pomeraja energijskih nivoa, razmatrani su i drugi efekti koji imaju uticaj na oblik linija. Spektralna linija može biti asimetrična, na primer usled kvadrupolne interakcije ili usled povratnog dejstva emitera na perturber, a može imati i zabranjene komponente usled narušavanja pravila izbora u električnom mikropolju.

Interakcije elektrona i jona, kao perturbera, sa atomima emiterima mogu se razmatrati odvojeno obzirom na velike razlike u njihovim masama, a samim tim i brzinama. Polazeći od ove pretpostavke, u teoriji Starkovog širenja usvojene su dve aproksimacije: sudarna (elektronska) i kvazistatička (jonska).

Teorijska ispitivanja Starkovog širenja razvijala su se u dva pravca [37]. Jedna grupa teorija kao što su GBKO [47], zatim izračunavanja Benetta i Griema [48] za neutrane i Jonsa, Benetta i Griema [49] i Griema [3] za jednostruko jonizovane atome, posebno ispituje centar linije, a posebno krila linije. Još su Michelson [50] 1895. i Lorentz [51] 1906. godine pretpostavili da širenje u oblastima bliskim centru linije nastaje usled prekida procesa zračenja emitera usled sudara sa perturberom. U ovoj oblasti važe tzv. sudarne teorije: Baranger [43 - 45], GBKO [47], Sahal i van Regemorter [52], Sahal-Brechot [53, 54], Cooper i Oertel [55, 56]. Opšta fizička slika bi se mogla skicirati na sledeći način. Atom koji emituje foton, u toku emitovanja je perturbovan električnim poljem elektrona i jona, pri čemu su ove perturbacije jako izražene u toku sudara sa ovim česticama. Zbog velike razlike u termalnim brzinama elektrona i jona, vremena sudara emitera i ovih čestica se veoma razlikuju. Vreme trajanja sudara emitera sa elektronom je vrlo malo u poređenju sa vremenom između dva sukcesivna sudara emitera sa elektronima. Iz tog razloga emiter u toku emisije biva više puta perturbovan sudarima sa brzim elektronima. Dakle, perturbujuće polje se manifestuje u obliku kratkotrajnih impulsa, odvojenih vremenskim intervalima znatno dužim od trajanja impulsa. Zbog toga se u Fourierovom razlaganju ovog polja javljaju uglavnom visokofrekventne komponente. Uticaj ovih komponenata će se najviše ispoljiti u oblasti centra linije.

Kod sudara emitera sa jonima fizička situacija je suprotna. Joni kao perturberi kreću se dovoljno sporo tako da njihovo prisustvo određuje sporo-promenljive komponente mikropolja, tj. perturbujuće električno mikropolje se za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim, što će presudno uticati na oblik krila linija. Ovo je tzv. kvazistatička teorija (Holtmark [57, 58], Kuhn [59], Margenau [60], Griem [61, 62]) koja profil linije dobija

pogodnim usrednjavanjem preko položaja perturbera. Kada se linija posmatra kao celina, profil se gradi kao funkcija koja se u centru i na krilima poklapa sa odgovarajućim izrazima koje daju sudarna i kvazistatička aproksimacija.

Druga grupa teorija ispituje profil linije kao celine (Voslamber [63, 64], Dufty [65], Vidal, Cooper i Smith [66, 67], Barnard, Cooper i Smith [68]). Ovaj tzv. unificirani metod daje naročito dobre rezultate za linije koje se ne mogu aproksimirati jednostavnim Lorentzovim oblikom. Unificiranim teorijama izvedenim kvantnomehanički (na primer, Tran Minh i van Regemorter [69], Tran Minh, Feautrier i van Regemorter [70]), pripada i metod modelnog električnog polja (Brissaud i Frisch [71, 72], Brissaud, Goldbach, Leorat, Mazure i Nollez [73, 74]). U uslovima kada efekti dinamike jona postaju značajni, ovaj metod bi trebalo da je najpogodniji (Seidel [75]) jer omogućuje istovremeno ravnomerno tretiranje i elektronskih i jonskih efekata. U principu, delovi linija za koje važe sudarna ili kvazistatička teorija, mogu se tačnije opisati tim teorijama nego pomoću unificiranih teorija.

Pre pojave unificiranih teorija, nastao je niz teorija za oblast između sudarnog i kvazistatičkog dela linije (Ohno [76], Ross [77], Mead [78], Bezzerides [79]). Postoji više revijskih članaka [3, 80 - 84], posvećenih Starkovom širenju spektralnih linija u plazmi. Kritički prikaz eksperimentalnih podataka dat je u [4, 85 - 88], a bibliografije radova vezanih za problematiku širenja spektralnih linija su u [89 - 93].

1.4. Osnovni elementi teorije Starkovog širenja

Starkovo širenje je po pravilu osnovni mehanizam širenja za linije koje odgovaraju električnim dipolnim prelazima. Prema tome kao polazni izraz za dalje razmatranje problema Starkovog širenja može se uzeti izraz za spektralnu snagu zračenja $P(\omega)$, spontanog električnog dipolnog zračenja kvantnog sistema [3]:

$$P(\omega) = \frac{4\omega^4 e^2}{3c^3} \sum_{i \neq f} \delta(\omega - \omega_{if}^s) \left| \langle f | x_\alpha | i \rangle \right|^2 \rho_i \quad (26)$$

gde je e – naelektrisanje elektrona, c – brzina svetlosti, ρ_i – verovatnoća nalaženja sistema u početnom stanju i , $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ - matrični element komponenta radijus vektora koji spaja jezgro sa elektronom usled čijeg se prelaza vrši zračenje (ili suma vektora ako u prelazima učestvuje više elektrona). Delta funkcija $\delta(\omega - \omega_{if}^s)$ obezbeđuje očuvanje energije u saglasnosti sa relacijom Bohra:

$$\hbar \omega_{if}^s = E_i^s - E_f^s \quad (27)$$

gde su E_i^s i E_f^s - energije početnog i krajnjeg stacionarnog stanja celog kvantnomehaničkog sistema, koji podrazumeva kako čestice koje emituju tako i perturbujuće čestice.

U uslovima kada postoji Starkovo širenje, različiti atomi zrače nekoherentno, tako da je ukupan intenzitet zračenja jednak sumi pojedinačnih intenziteta. Ako se posmatra

sistem koji se sastoji od jednog atoma ili jona koji zrači i perturbujućih čestica, normirani profil spektralne linije se može izraziti kao:

$$I(\omega) = \sum_{i\alpha}' \delta(\omega - \omega_{if}^s) \left| \langle f | x_\alpha | i \rangle \right|^2 \rho_i \quad (28)$$

gde matrični elementi $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ zadovoljavaju relaciju:

$$\sum_{i\alpha}' \left| \langle f | x_\alpha | i \rangle \right|^2 \rho_i = 1 \quad (29)$$

Znak prim pored oznake za sumu znači da se sumiranje vrši samo po stanjima koja odgovaraju posmatranoj spektralnoj liniji. Ovim je uvedena pretpostavka da se čestice emiteri razlikuju od čestica perturbera.

Kao što je već napomenuto, perturberi tj. joni i elektroni se mogu posmatrati odvojeno uzimajući u obzir veliku razliku u brzinama kojima interaguju sa atomom ili jonom emiterom. Polazeći od ovoga razvijene su dve aproksimacije u teoriji Starkovog širenja: kvazistatička (jonska) i sudarna (elektronska).

Kvazistatička aproksimacija podrazumeva da se perturberi kreću dovoljno sporo, tako da se perturbujuće električno polje za vreme emisije može smatrati kvazistatičkim, pri čemu se nivoi pod uticajem ovog sporopromenljivog polja cepaju i pomeraju, a profil spektralne linije se dobije usrednjavanjem po svim mogućim raspodelama jonskog polja.

Sudarna aproksimacija, međutim, podrazumeva da je vreme sudara veoma kratko, pa emiter u toku emisije biva više puta perturbovan sudarima sa brzim perturberima. Izračeni talasni paket je zbog toga izdelfen na izvestan broj manjih nezavisnih talasnih paketa iz kojeg se usrednjavanjem po svim vremenima između sudara dobija profil spektralne linije.

Kompletan profil spektralne linije, korektno se opisuje tako što se uticaj jonskog i elektronskog širenja uzima u račun istovremeno, dok se ceo profil jednom od pomenutih aproksimacija može opisati samo u posebnim slučajevima.

1.4.1. Kvazistatička aproksimacija

Kao što je napred već rečeno, ako se relativno kretanje perturbera u odnosu na emiter može zanemariti, za opisivanje Starkovog širenja koristi se kvazistatička aproksimacija. Profil linije dobija se usrednjavanjem po svim mogućim konfiguracijama perturbera.

Osim izračunavanja vrednosti matričnih elemenata prelaza u neperturbovanom emiteru, koje je zajedničko za sve mehanizme širenja, kvazistatička aproksimacija podrazumeva određivanje funkcija raspodele različitih konfiguracija perturbera i rešavanje stacionarne Schrödingerove jednačine pomoću teorije perturbacija, za ceo sistem pri zadatoj konfiguraciji.

Profil linije u ovoj aproksimaciji se može dobiti polazeći od izraza (28). Veličine ω_{if}^s , x_α i ρ_i zavise samo od koordinata perturbujućih čestica koje će ovde biti označene jednim simbolom Q . Pretpostavimo sada da je kinetička energija čestica kT velika u poređenju sa onim delom energije kojim perturbujuća čestica deluje na emiter (taj deo energije zavisi od unutrašnjeg stanja emitera), odnosno da je $\Delta\omega \ll kT/\hbar$. U tom slučaju

se množitelj ρ_i u izrazu (28) može zameniti proizvodom $\rho_i^a P(Q)dQ$, gde je ρ_i^a - verovatnoća nalaženja emitera u datom početnom stanju, a $P(Q)dQ$ - verovatnoća da koordinate perturbatora budu u intervalu $Q, Q + dQ$. Jednačina (28) se tada može napisati u obliku [3]:

$$\begin{aligned} I_s(\omega) &= \sum_{i\alpha} \int_Q \delta[\omega - \omega_{if}(Q)] \left| \langle f | x_\alpha(Q) | i \rangle \right|^2 \rho_i^a P(Q) dQ = \\ &= \sum_{i\alpha} \left| \langle f | x_\alpha(Q') | i \rangle \right|^2 \rho_i^a P(Q') \left| \frac{dQ}{d\omega} \right|_{Q=Q'} \end{aligned} \quad (30)$$

gde Q' označava one konfiguracije perturbatora za koje je argument delta-funkcije nula, a znak sekundum u sumi podrazumeva sumiranje po atomskim stanjima, koja se odnose na datu liniju i za koja argument delta-funkcije postaje nula.

Kvazistatička aproksimacija se za opisivanje celog profila linije može, po pravilu, koristiti samo u slučaju linearnog Starkovog efekta za koji važi:

$$\omega = \omega_{if} = \omega_{if}(0) + C_{if} F(Q) \quad (31)$$

gde je C_{if} – odgovarajući Starkov koeficijent, a $F(Q)$ – jačina jonskog polja. Na osnovu prethodna dva izraza može se dobiti izraz za profil linije u kvazistatičkoj aproksimaciji:

$$I_s(\omega) = \sum_{i\alpha} \left| \langle f | x_\alpha | i \rangle \right|^2 \rho_i^a W(F') |C_{if}|^{-1} \quad (32)$$

gde je $W(F')$ - funkcija raspodele mikropolja $W(F)dF = P(Q)dQ$, F' je definisano izrazom (31), a $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ su “parabolične” talasne funkcije.

Tretirajući jone kao statistički nezavisne čestice, prvi je problem raspodele električnog polja rešio Holtsmark [94]. U opštem slučaju, verovatnoća da se intenzitet električnog polja u koordinatnom početku (gde se nalazi emiter) nalazi u intervalu $\vec{F}, \vec{F} + d\vec{F}$ određuje se izrazom:

$$W_0(\vec{F}) = \int \dots \int \delta \left(\vec{F} - \sum_{j=1}^n \vec{F}_j \right) P(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) d^3 \vec{r}_1 d^3 \vec{r}_2 \dots d^3 \vec{r}_n \quad (33)$$

gde je Coulombovo polje $\vec{F}_j$ stvoreno j -tom česticom dato izrazom:

$$\vec{F}_j = -\frac{Z_p e}{r_j^3} \vec{r}_j \quad (34)$$

P je verovatnoća nalaženja j -te čestice u elementu zapremine $d^3 \vec{r}_j$ u blizini tačke sa vektorom položaja $\vec{r}_j$, a Z_p je broj koji kaže koliko je puta atom jonizovan. Za statistički nezavisne čestice, verovatnoća P je jednostavno V^{-n} gde je V zapremina sistema. U tom slučaju se izraz (33) može napisati kao:

$$W_0(\vec{F}) = V^{-n} \int \dots \int \delta\left(\vec{F} - \sum_{j=1}^n \vec{F}_j\right) d^3 r_1 d^3 r_2 \dots d^3 r_n \quad (35)$$

Izračunavanje se uprošćava ako se uvede Fourierova transformacija:

$$A(\vec{k}) = \int \exp(i\vec{k} \cdot \vec{F}) W_0(\vec{F}) d\vec{F} \quad (36)$$

Za izotropnu plazmu $A(\vec{k})$ zavisi samo od $k = |\vec{k}|$, a $W_0(F)$ samo od $F = |\vec{F}|$. Uzimajući to u obzir tražena funkcija raspodele mikropolja se može napisati u obliku:

$$W(F) = 4\pi F^2 W_0(F) = \frac{2}{\pi} F \int_0^\infty k A(k) \sin(kF) dk \quad (37)$$

gde je k – transformisana promenljiva, definisana uvedenom Fourierovom transformacijom.

U slučaju statistički nezavisnih čestica, višestruki integral u izrazu (36) koji potiče od $W_0(\vec{F})$, može se napisati kao trostruki integral na stepen n . Tada se kao rezultat dobija:

$$A(k) = \exp\left(-(kF_0)^{3/2}\right) = \exp\left(-x^{3/2}\right) \quad (38)$$

gde je F_0 - Holtsmarkova (normalna) jačina polja:

$$F_0 = 2\pi \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} |Z_p e| N_p^{2/3} \approx 1.25 \cdot 10^{-9} Z_p N_p^{2/3} \quad (e.s.j.) \quad (39)$$

gde je N_p koncentracija perturbera. U svojoj teoriji Holtsmark je uveo normiranu funkciju raspodele:

$$H(\beta) = F_0 W(F) = \frac{2}{\pi} \beta \int_0^\infty \exp\left(-x^{3/2}\right) \sin(\beta x) x dx \quad (40)$$

koja zadovoljava uslov:

$$\int_0^\infty H(\beta) d\beta = 1 \quad (41)$$

gde je $\beta = F / F_0$ - bezdimenziona jačina polja.

Holtsmarkova raspodela je najprostiji model raspodele električnog mikropolja. Realniji modeli uzimaju u obzir efekte korelacije jona, kao i ekraniranje njihovih električnih polja usled interakcije sa elektronima. Prvi su to uradili Baranger i Mozer [95, 96], računajući verovatnoću $P(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n)$ iz izraza (33) kao:

$$P(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = V^{-n} \left[1 + \sum_{j < k} g(\vec{r}_j, \vec{r}_k) \times \exp \left[\frac{(1-Z)e^2}{kT} \sum_j \frac{1}{r_{0j}} \exp \left(-\frac{r_{0j}}{\rho'_D} \right) \right] \right] \quad (42)$$

gde je $g(\vec{r}_j, \vec{r}_k)$ - dvočestična korelaciona funkcija:

$$g(\vec{r}_j, \vec{r}_k) = \exp\left[-\frac{e^2}{r_{jk}kT} \exp\left(-\frac{r_{jk}}{\rho'_D}\right)\right] - 1 \quad (43)$$

Jonsko-jonska korelacija okarakterisana je radijusom ekraniranja:

$$\rho'_D = \left[\frac{kT}{4\pi e^2} (N + Z_p^2 N_p) \right]^{1/2} \quad (44)$$

gde je prvi član ustvari Debyeov radijus ρ_D .

Nešto kasnije Hooper [97, 98] je izvršio popravke u računu Barangera i Mozera [95, 96] i tačnije izračunao raspodelu mikropolja, ali je pošao od nešto drugačijeg izraza za verovatnoću konfiguracije jona:

$$P(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_n) = \frac{1}{P_n} \exp\left[-\frac{e^2}{kT} \sum_{j < k}^n \frac{1}{r_{jk}} \exp\left(\frac{r_{jk}}{\rho_D}\right)\right] \quad (45)$$

gde je P_n – konfiguracioni integral.

Koristeći teoriju perturbacija moguće je u kvazistatičkoj aproksimaciji [99 - 101] odrediti veličinu Starkovog cepanja nivoa:

$$\Delta\omega(F) = \frac{3}{2} n(n_1 - n_2) \frac{ea_0}{\hbar Z} F - n^6 \frac{a_0^3}{\hbar Z^4} F^2 + \dots \quad (46)$$

gde je n – glavni kvantni broj, a n_1 i n_2 – parabolični kvantni brojevi. Drugi član u prethodnom izrazu unosi popravku, uračunavajući kvadratični Starkov efekat. Ako je ta popravka značajna, tada se mora uzeti u obzir i kvadrupolno uzajamno dejstvo, koje razmatrano nezavisno od drugih daje pomeranje nivoa za:

$$\Delta\omega(r_p) = -\frac{e^2 Z_p}{\hbar r_p^3} \left\{ \frac{a_0^2 n^2}{2Z^2} [5n^2 + 1 - 3l(l+1)] \right\} \frac{l(l+1) - 3m^2}{(2l+3)(2l-1)} \quad (47)$$

gde je l – kvantni broj orbitalnog momenta, a m – kvantni broj njegove projekcije na pravac vektora $\vec{r}_p$. Ovde treba još naglasiti da kada je u pitanju kvadratični Starkov efekat, prilikom izračunavanja matričnih elemenata $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ u izrazu (32) treba umesto običnih paraboličnih koristiti utačnjene talasne funkcije.

1.4.2. Sudarna aproksimacija

U slučajevima kada je širenje uslovljeno sudarima sa brzim perturberima, za teorijsku analizu je pogodnije uvesti tzv. autokorelacionu funkciju $C(s)$ koja se definiše [3] kao Fourierov transform profila linije $I(\omega)$:

$$C(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega s) I(\omega) d\omega = \sum'_{if\alpha} \exp(-i\omega_{if}^s s) \left| \langle f | x_\alpha | i \rangle \right|^2 \rho_i \quad (48)$$

kako je $C(-s) = |C(s)|^*$ dovoljno je odrediti vrednosti $C(s)$ za $s \geq 0$, pri čemu se profil linije može izraziti kao:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} R_e \int_0^{\infty} \exp(i\omega s) C(s) ds \quad (49)$$

U slučaju kada je efektivno trajanje perturbacije malo u poređenju sa vremenskim intervalom ds u Fourier integralu (49) značajan uticaj na oblik profila linije imaju samo ukupne promene talasnih funkcija, dok njihova vremenska zavisnost u ovom slučaju nema uticaja. Pomenuti vremenski interval jednak je najmanjoj od veličina $1/|\Delta\omega|$ i $1/w$. $\Delta\omega$ je rastojanje od centra linije, a w je poluširina linije. Prema tome, vreme sudara, koje se karakteriše brzinom v i parametrom sudara $\bar{\rho}$, može se zanemariti u odnosu na interval Δs , ako je:

$$\frac{v}{\bar{\rho}} \gg \max(|\Delta\omega|, w) \quad (50)$$

Ova relacija predstavlja uslov primenljivosti sudarne aproksimacije, koji je očigledno suprotan uslovu za primenljivost kvazistatičke aproksimacije. Za uslove koji leže između oblasti primenljivosti pomenutih aproksimacija, tj. kada su leva i desna strana u izrazu (50) približno jednake, potrebno je uvesti druge prelazne aproksimacije.

Jednačine (48) i (49) predstavljaju polazne relacije za formalno zasnivanje sudarne teorije [43]. Autokorelaciona funkcija $C(s)$ se obzirom na jednačinu (48) može napisati u obliku:

$$\begin{aligned} C(s) &= \sum'_{if\alpha} \langle i | x_\alpha | f \rangle \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_f^s s\right) \langle f | x_\alpha | i \rangle \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_i^s s\right) \rho_i = \\ &= \sum_{\alpha} T_r' [x_\alpha t^+(s,0) x_\alpha t(s,0) \rho] \end{aligned} \quad (51)$$

gde je simbolom T_r' zamenjena suma $\sum'_{if}$, a $|i\rangle$ i $|f\rangle$ su sopstvena stanja Hamiltonijana H celog sistema. Operator vremenskog razvoja sistema $t(s,0)$ definiše se kao:

$$t(s,0) = \exp\left(-\frac{iHs}{\hbar}\right) \quad (52)$$

a ρ je matrica gustine koja u slučaju termodinamičke ravnoteže ima oblik:

$$\rho = \exp\left(-\frac{H}{kT}\right) \quad (53)$$

i po pravilu se može predstaviti dijagonalnom matricom. Hamiltonijan celog sistema (emiter + perturber) ima oblik:

$$H = H_0 + H_p + U \quad (54)$$

gde je H_0 - hamiltonijan neperturbovanog stanja emitera, H_p - hamiltonijan perturbera i U - hamiltonijan interakcije.

Ako se u izrazu za operatore vremenskog razvoja $t(s,0)$ i $t^+(s,0)$ umesto frekvencije ω_{if}^s uvedu izrazi za energijske nivoe celog sistema, i ako su stanja stacionarna, može se pisati [45]:

$$t(s,0) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E^s s\right) \quad (55)$$

$$t^+(s,0) = \exp\left(+\frac{i}{\hbar} E^s s\right) \quad (56)$$

tada autokorelaciona funkcija dobija oblik:

$$C(s) = \sum'_{if\alpha} \langle i|x_\alpha|f\rangle \langle f|t^+(s,0)|f\rangle \langle f|x_\alpha|i\rangle \langle i|t(s,0)|i\rangle \langle i|\rho|i\rangle \quad (57)$$

gde je ρ - dijagonalna matrica za stacionarna stanja. Uzimajući da matrica gustine ρ ostaje dijagonalna i u slučaju da se u sumiranje uključe i međustanja $f' \neq f$ i $i' \neq i$, pri čemu su sva početna stanja emitera koja se odnose na posmatranu liniju podjednako verovatna, množitelj ρ se može zameniti njegovom veličinom usrednjenom po neperturbovanim stanjima emitera.

Ako se zanemare promene stanja perturbera, može se smatrati da operator t deluje samo na stanje emitera [81]. Pretpostavljajući takođe da operator x_α deluje samo na elektrone emitera tj. zanemarujući zakočno zračenje, autokorelaciona funkcija se može napisati u obliku:

$$\begin{aligned} C(s) &= \sum' \left[\langle i|x_\alpha|f\rangle \langle f|t^+(s,0)|f'\rangle \langle f'|x_\alpha|i'\rangle \langle i'|t(s,0)|i\rangle \right]_{sr} = \\ &= \sum' \langle i|x_\alpha|f\rangle \langle f'|x_\alpha|i'\rangle \left[\langle f|t^+(s,0)|f'\rangle \langle i'|t(s,0)|i\rangle \right]_{sr} = \\ &= \sum' \langle \langle if^*|\Delta_d|i'f'^* \rangle \rangle \langle \langle i'f'^*|\Theta_{sr}(s,0)|if^* \rangle \rangle \end{aligned} \quad (58)$$

Sumiranje se ovde vrši samo po kvantnim brojevima neperturbovanih stanja emitera i, f, i', f' , a takođe i po koordinatama α ($\alpha = 1,2,3$). Poslednji izraz u (58) služi za određivanje dva operatora stanja Δ_d i Θ , koje je opisano proizvodom talasnih funkcija emitera u gornjim stanjima date linije i kompleksno konjugovanih funkcija nižih stanja [102, 103].

U slučaju kada se perturbacija nižih nivoa može zanemariti tj. kada je:

$$\langle f|t^+(s,0)|f'\rangle = \exp\left(\frac{i}{\hbar} E_f s\right) \delta_{ff'} \quad (59)$$

i ako se energija računa u odnosu na nivo E_f , izraz za autokorelacionu funkciju može se znatno pojednostaviti:

$$C(s) = \sum' \langle i | x_\alpha | f \rangle \langle f' | x_\alpha | i' \rangle \langle i' | t_{sr}(s, 0) | i \rangle \equiv T_r D t_{sr}(s, 0) \quad (60)$$

gde je sumiranje vršeno samo po višim stanjima (i, i') .

Da bi se uprostilo dalje razdvajanje veličina koje se odnose na emiter i perturbere, uvodi se operator vremenskog razvoja u interakcijskoj reprezentaciji:

$$u(s, 0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) t(s, 0) \quad (61)$$

gde je sa H označen hamiltonijan neperturbovanog emitera. Usrednjavanjem vremenske zavisnosti ovog operatora dobija se:

$$\Delta u_{sr}(s, 0) = u_{sr}(s + \Delta s, 0) - u_{sr}(s, 0) = \{[u(s + \Delta s, s) - 1]u(s, 0)\}_{sr} \quad (62)$$

Sudarna aproksimacija se sada sastoji u pretpostavci o statističkoj nezavisnosti dva množitelja u zagradama [44, 46, 47], pri čemu srednje vrednosti matičnih elemenata prvog množitelja moraju biti male. Taj množitelj se može predstaviti u obliku sledećeg reda (Dysonov razvoj):

$$u(s + \Delta s, s) - 1 = \frac{1}{i\hbar} \int_s^{s+\Delta s} dx U'(x) + \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_s^{s+\Delta s} dx \int_s^x dy U'(x) U'(y) + \dots \quad (63)$$

koji se dobija pri rešavanju vremenske jednačine Schrödingera iteracionim metodom:

$$i\hbar \dot{u}(s, 0) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) U \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) u(s, 0) \equiv U'(s) u(s, 0) \quad (64)$$

gde je U – hamiltonijan uzajamnog dejstva emitera i perturbera.

U uslovima kada se primenjuje sudarna aproksimacija, za vreme Δs dogodi se samo jedan jak sudar (nekoliko slabih sudara koji se dogode za isto vreme može se zanemariti) i tada je u izrazu (63) dovoljno zadržati nekoliko prvih članova reda. U tom slučaju su uticaji statistički nezavisnih perturbera pri usrednjavanju praktično aditivni, što znači da se veličina $u(s + \Delta s, s) - 1$ može izračunati posebno za svaki perturbir, a zatim sabrati. Ako se u računu uzima i elektron-elektronska korelacija, tada se u drugom članu izraza (63) pojavljuje popravka u vezi sa ekraniranjem. Ako se promenljive veličine x i y u izrazu (63) računaju od vremena s i ako je trajanje pojedinačnog vremena sudara mnogo manje od Δs (pretpostavka sudarne aproksimacije), izraz (63) se može napisati u obliku:

$$\begin{aligned} [u(s + \Delta s, s) - 1]_{sr} \approx \sum_j f_j \Delta s \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) \cdot \left[\frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dx U_j'(x) + \right. \\ \left. + \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^x dy U_j'(x) U_j'(y) + \dots \right] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) \left[\sum_j f_j (S_j - 1) \right] \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) = \\
&= \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) \phi \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) \Delta s = \\
&= \frac{i}{\hbar} \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) \mathcal{H} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) \Delta s
\end{aligned} \tag{65}$$

gde je j – broj parametara koji karakterišu sudare određenog tipa, f_j – frekvencija takvih sudara, S_j – odgovarajuća S matrica rasejanja, ϕ - operator sudarnog širenja [46], a $\mathcal{H}$ - je efektivni hamiltonijan perturbacije [43 - 45].

Matrica rasejanja napisana u Dysonovom razvoju ima oblik:

$$S = 1 - \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} V'(s_1) ds_1 + \frac{1}{(i\hbar)^2} \int_{-\infty}^{\infty} V'(s_1) ds_1 \int_{-\infty}^{s_1} V'(s_2) ds_2 + \dots \tag{66}$$

gde je:

$$V'(s) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) V(s) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) \tag{67}$$

a $V(s)$ je potencijal pojedinačnog perturbatora.

Efektivni hamiltonijan se može napisati kao:

$$\mathcal{H} = i\hbar\phi = i\hbar \sum_j f_j (S_{ij} S_{jf}^* - 1) \tag{68}$$

gde matrice S_{ij} i S_{jf}^* opisuju rasejanje perturbatora na odgovarajućim višim i nižim stanjima. Ako se uzme u obzir da se učestanost sudara sa perturbatorima, čiji se sudarni parametar ρ i brzina v nalaze u intervalima $\rho, \rho + d\rho$ i $v, v + dv$, može izraziti kao:

$$df = 2\pi N f(v) \rho v d\rho dv \tag{69}$$

gde je N – koncentracija perturbatora, a $f(v)$ – funkcija raspodele po brzinama, onda se operator sudarnog širenja može napisati u obliku:

$$\phi = N \int_0^{\infty} v f(v) dv \int_0^{\infty} 2\pi \rho d\rho (S_i S_f^* - 1) \tag{70}$$

Koristeći efektivni hamiltonijan (nezavisan od vremena), izraz (62) se može napisati u obliku:

$$i\hbar \dot{u}_{sr} = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H s\right) \mathcal{H} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} H s\right) u_{sr} \tag{71}$$

ili drugačije:

$$i\hbar \dot{t}_{sr} = (H + \mathcal{H}) t_{sr} \quad (72)$$

Zamenom rešenja jednačine (72), koje je oblika:

$$t_{sr}(s,0) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(H + \mathcal{H})s\right] \quad (73)$$

u izraz (60), a zatim integrišući (49) konačno se dobija izraz za profil linije u sudarnoj aproksimaciji:

$$\begin{aligned} I(\omega) &= -\frac{\hbar}{\pi} I_m T_r \left\{ \Delta_d [\hbar\omega - (H_i - H_f + \mathcal{H})]^{-1} \right\} = \\ &= \frac{1}{\pi} R_e T_r \left\{ \Delta_d \left[i\omega - \frac{i}{\hbar}(H_i - H_f) + \phi \right]^{-1} \right\} \end{aligned} \quad (74)$$

Ovde treba primetiti da se razmatranje širenja spektralnih linija sudarnom aproksimacijom može takođe vršiti i pomoću matrice gustine ρ [104] umesto autokorelacione funkcije $C(s)$.

Ukoliko se H (ili ϕ) može predstaviti dijagonalnom matricom, profil će imati Lorentzov disperzioni oblik:

$$I(\omega) = \frac{w}{\pi} \frac{I_0}{(\omega - \omega_0 - d)^2 + w^2} \quad (75)$$

sa širinom w i pomerajem d , određenim sledećim izrazima:

$$w = -\frac{1}{\hbar} I_m \left\langle \left\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \right\rangle \right\rangle = -R_e \left\langle \left\langle if^* | \phi | if^* \right\rangle \right\rangle \quad (76)$$

$$d = \frac{1}{\hbar} R_e \left\langle \left\langle if^* | \mathcal{H} | if^* \right\rangle \right\rangle = -I_m \left\langle \left\langle if^* | \phi | if^* \right\rangle \right\rangle \quad (77)$$

Ovi izrazi predstavljaju osnovne rezultate sudarne aproksimacije pomoću kojih se raznim teorijskim prilazima (npr. GBKO [47], Cooper i Oertel [55, 56]) mogu dobiti parametri w i d koji određuju Lorentzov oblik linije.

Koristeći izraze (68), (70), (76) i (77) može se napisati opšti izraz za Starkove parametre w i d :

$$w + id = N \int_0^\infty v f(v) dv \int_{\rho_{\min}}^\infty 2\pi \rho d\rho \left[1 - S_i S_f^{-1} \right]_{sr} \quad (78)$$

Usrednjavanje po uglovima $[\dots]_{sr}$ se može izvesti na dva načina: ili preko putanja perturbiranih atoma, pri čemu je orijentacija atoma (orijentacija dipolnog momenta atoma, ako se ograničimo na dipolnu interakciju) fiksirana (GBKO [47]), ili se smatra da je putanja perturbiranih atoma fiksirana, a usrednjavanje se vrši preko orijentacije atoma (Baranger [43 - 46], Sahal-Brechot [53]).

Prilikom rešavanja integrala u izrazu za S-matricu (66), pojavljuju se modifikovane funkcije Starkovog širenja, koje u sebi implicitno sadrže oblik putanje perturbera. Prema definiciji GBKO [47], za pravolinijske putanje elektrona ove funkcije imaju oblik:

$$a(z) = \int_z^{\infty} \frac{A(z')}{z'} dz' \quad (79)$$

$$b(z) = \int_z^{\infty} \frac{B(z')}{z'} dz' \quad (80)$$

$$A(z) = z^2 \left[K_0^2(|z|) + K_1^2(|z|) \right] \quad (81)$$

$$B(z) = \frac{2z}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{A(z')}{z^2 - z'^2} dz' \quad (82)$$

gde je:

$$z = \frac{\omega_{ii'} \rho}{v} \quad (83)$$

K_0 i K_1 su modifikovane Besselove funkcije, a P je glavna vrednost integrala. Izračunate vrednosti za funkcije $a(z)$, $b(z)$, $A(z)$ i $B(z)$ tabelarno su dali GBKO [47], Cooper i Oertel [56] i Klarsfeld [105].

1.5. *Aproksimativne formule*

Radi upoređivanja eksperimentalnih podataka za Starkove poluširine i teorijskih predviđanja korišćena je modifikovana semiempirijska formula Dimitrijevića i Konjevića [23]. Polazna osnova za dobijanje modifikovane formule je Griemova semiempirijska formula [106]. Kompletно kvantnomehaničko izračunavanje je komplikovano i zahteva poznavanje parametara koje je teško meriti ali i tačno izračunati. To posebno predstavlja problem ako je potrebno izračunavanje za veliki broj spektralnih linija. Iz tog razloga se pristupa odgovarajućim uprošćavanjima ovih teorijskih proračuna. Pokazalo se da i ovakvi proračuni mogu da daju zadovoljavajuće rezultate.

1.5.1. *Griemova semiempirijska formula*

1968. godine Griem [106] je predložio jednostavnu semiempirijsku sudarnu aproksimaciju, baziranu na formuli Baranger [45]. Baranger je za slučaj sudarne aproksimacije, pod pretpostavkom da različiti perturberi interaguju odvojeno sa perturbovanim atomima ili jonima i da su samo ukupne promene perturbovanog sistema značajne, izveo kvantnomehaničku formulu za širinu linije:

$$w = \frac{1}{2} N \left\{ v \left[\sum_{i'} \sigma_{i'i} + \sum_{f'} \sigma_{f'f} + \int \left| f_i(\theta, \phi) - f_f(\theta, \phi) \right|^2 d\Omega \right] \right\}_{av} \quad (84)$$

Ovde se podrazumeva da spektralna linija ima Lorentzov oblik. Sa N je u formuli (84) označena koncentracija perturbiranih (slobodnih elektrona), a v je brzina elektrona preko koje se vrši usrednjavanje. $\sigma_{i'i}$ i $\sigma_{f'f}$ su neelastični preseki za sudarne prelaze na nivoe i' i f' sa gornjeg i i donjeg nivoa f , f_i i f_f su amplitude elastičnog rasejanja, a $d\Omega$ je element prostornog ugla. Da bi se izračunala poluširina linije iz prethodnog izraza neophodno je znati sve preseke i amplitude rasejanja, što je veoma teško ostvarljivo. Zbog toga se uvode različite aproksimacije.

U radu [47] uvedena je aproksimacija pravolinijske klasične putanje perturbujućih elektrona i primenjena na neutralne linije helijuma. Slična izračunavanja su rađena i za linije drugih neutralnih atoma [2]. Slaganje sa eksperimentom je u većini slučajeva bilo u granicama $\pm 20\%$.

Za jonske linije, aproksimacija pravolinijskih putanja ne daje dobre rezultate. Jonizovani emiter za razliku od neutrala utiče na perturbirani Coulombovom silom i krivi njegovu putanju. Za jednom jonizovane atome, ova semiempirijska formula slaže se u proseku $\pm 50\%$ sa eksperimentima. Za višestruko jonizovane atome, slaganje je lošije i sprovedeno je nekoliko pokušaja da se proširi primena ovog pristupa na viša jonizovana stanja. Ovo proširenje je ostvareno podešavanjem efektivnih Gaunt faktora i uzimajući u obzir kompleksnost pojedinih atomskih struktura (odstupanje od LS kuplovanja, mešanje konfiguracija i optički zabranjene prelaze). Ovo neslaganje se može znatno popraviti ako se uvedu hiperbolične putanje za perturbirane [107].

Uz pretpostavku da za više elektronske temperature doprinos elastičnih sudara širini spektralne linije može biti zanemaren, Griem [106] je došao do svoje dobro poznate semiempirijske formule:

$$w = N \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left[\sum_{i'} R_{i'i}^2 g\left(\frac{E}{\Delta E_{i'i}}\right) + \sum_{f'} R_{f'f}^2 g\left(\frac{E}{\Delta E_{f'f}}\right) \right] \quad (85)$$

Ovde je $E = 3kT/2$ energija perturbujućeg elektrona, a $\Delta E_{j'j} = |E_{j'} - E_j|$ razlika energija nivoa j' i j , $g(x) = 0.20$ za $x \leq 2$ i $g(x) = 0.24, 0.33, 0.56, 0.98$ i 1.33 za $x = 3, 5, 10, 30$ i 100 . $g(x)$ je tzv. Gaunt faktor (sa x je označen količnik $E/\Delta E_{i'i}$). To je faktor koji se uvodi kao korekcija kada se vrše klasična izračunavanja za kvantnomehaničke procese.

Ako je najbliži perturbujući nivo u jednačini (85) tako daleko od E_i i E_f , da je zadovoljen uslov $E/\Delta E_{j'j} \leq 2$, g postaje konstanta. Tada se poluširina linije, data u angstromima, može izraziti kao [23]:

$$w(\text{\AA}) = 0.4430 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm}) N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}} (R_{ii}^2 + R_{ff}^2) \quad (86)$$

a

$$R_{jj}^2 = \sum_{j'} R_{j'j}^2 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{n_j}{Z} \right)^2 [5n_j^2 + 1 - 3l_j(l_j + 1)] \quad (87)$$

gde je n_j efektivni glavni kvantni broj, a l_j orbitalni kvantni broj, dok $(Z-1)$ ukazuje na naelektrisanje jona.

Kao što je već napomenuto, semiempirijska relacija se u proseku slaže $\pm 50\%$ sa eksperimentalnim podacima za jednom jonizovane atome. Griem je ukazao da se isti izraz sa pragom efektivnog Gautovog faktora od 0.2 može iskoristiti za višestruko jonizovane atome sa greškom $\pm 100\%$. Poređenje sa eksperimentalnim vrednostima poluširina linija dvostruko i trostruko jonizovanih atoma pokazuje da teorijski proračun daje sistematski niže vrednosti. Ovo ukazuje da je vrednost praga Gauntovog faktora od 0.2 mala za viša jonizovana stanja.

1.5.2. Modifikovana semiempirijska formula

Pri korišćenju Griemove semiempirijske formule (85) za računanje Starkove poluširine linije, nedostatak atomskih podataka predstavlja teškoću u određivanju potrebnih matričnih elemenata. Ove poteškoće su pogotovo ozbiljne u slučaju višestruko jonizovanih atoma, za koje podaci o višim perturbujućim nivoima ponekad kompletno nedostaju u literaturi. Da bi se prevazišao ovaj problem u radu Dimitrijevića i Konjevića [23] su izdvojeni prelazi sa $\Delta n = 0$. Pretpostavlja se takođe da važi aproksimacija LS-sprege. U ovom slučaju računaju se samo dva matrična elementa: jedan za prelaz $l \rightarrow l+1$ (R_{ll+1}^2) i drugi za $l \rightarrow l-1$ (R_{ll-1}^2). Isti princip koristio je i Griem [3] za semiklasične proračune poluširina linija višestruko jonizovanih atoma. Uz ove pretpostavke formula (85) se može napisati u obliku [23]:

$$w = N \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{2m}{\pi k T} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \times$$

$$\times \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) + R_{l_i, l_i-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) + R_{l_f, l_f+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + \right. \quad (88)$$

$$\left. + R_{l_f, l_f-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) + \sum_{i'} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3kTn_i^3}{4Z^2 E_H} \right) + \sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g \left(\frac{3kTn_f^3}{4Z^2 E_H} \right) \right]$$

$$R_{l,l'}^2 \approx \left(\frac{3n}{2Z} \right)^2 \frac{\max(l, l')}{2l+1} [n^2 - \max^2(l, l')] \Phi^2 \quad (89)$$

$$\sum_{j'} (R_{jj'}^2)_{\Delta n \neq 0} \approx \left(\frac{3n_j}{2Z} \right)^2 \frac{1}{9} (n_j^2 + 3l_j^2 + 3l_j + 11) \quad (90)$$

Što se tiče neelastičnog člana u jednačini (88) najbliži perturbujući nivo je procenjen kao:

$$\Delta E_{n,n+1} \approx 2Z^2 E_H / n^3 \quad (91)$$

Pri visokim temperaturama, na primer $3kT/2\Delta E > 50$, svi Gauntovi faktori u jednačini (88) su računati u skladu sa [47]:

$$\tilde{g}_{j'j} = g_{j'j} = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2ZkT}{n_j^2 \Delta E_{j'j}} \right) \right] \quad (92)$$

Formula (88) je mnogo jednostavnija za proračun, a daje bolje rezultate. Naime u ovom slučaju su razdvojeni prelazi za $\Delta n = 0$ i $\Delta n \neq 0$. Svi doprinosi za $\Delta n \neq 0$ se računaju preko izraza (90). Znači za proračun su potrebni samo podaci za prvi viši i prvi niži perturbacioni nivo u odnosu na posmatrani nivo. Perturbacioni nivoi se uzimaju u odnosu na kvantni broj l i to samo za $\Delta n = 0$. Slaganje sa eksperimentom za različite jone je unutar 30% [23].

Modifikovanu semiempirijsku formulu za računanje Starkovog pomeraja dali su Dimitrijević i Kršljanin [108]:

$$\begin{aligned} d = N \frac{2h^2}{3m\pi} \left(\frac{2m}{kT\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\pi}{\sqrt{3}} & \left[R_{l_i, l_i+1}^2 g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i+1}} \right) - R_{l_i, l_i-1}^2 g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_i, l_i-1}} \right) - \right. \\ & - R_{l_f, l_f+1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f+1}} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \tilde{g} \left(\frac{E}{\Delta E_{l_f, l_f-1}} \right) + \\ & + \sum_{i'} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_i, n_{i'}+1}} \right) - 2 \sum_{i'(\Delta E_{ii'} < 0)} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ii'}} \right) - \\ & \left. - \sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_f, n_{f'}+1}} \right) + 2 \sum_{f'(\Delta E_{ff'} < 0)} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{ff'}} \right) + \sum_k \delta_k \right] \quad (93) \end{aligned}$$

Uz semiempirijske aproksimacije takođe se računa i gaunt faktor u zavisnosti od vrednosti x [108]:

$$g_{sh} = A_0 + 0.332 \left(\frac{x}{10} \right) + 0.305 \left(\frac{x}{10} \right)^2 + 0.550 \left(\frac{x}{10} \right)^3 + 1.36 \left(\frac{x}{10} \right)^4 + \dots \quad (94)$$

Vrednost koeficijenta A_0 je 0.313 za jedanput i 0.493 za dvaput naelektrisane jone kada je $x \leq 2$. Ako je x veće od 2 uzima se za $x = 3, 5, 10, 20, 40$:

$$g_{sh} = \begin{cases} 0.47, 0.58, 0.70, 0.78, 0.86 & \text{za } Z = 2 \\ 0.57, 0.62, 0.70, 0.78, 0.86 & \text{za } Z = 3 \\ 0.62, 0.65, 0.70, 0.78, 0.86 & \text{za } Z = 4 \end{cases} \quad (95)$$

Za $Z > 4$ Gaunt faktor se približno računa kao:

$$g_{sh} \approx \begin{cases} 0.88 - 1.1/Z + 0.01x/Z & \text{za } x < 100 \\ 3/2 & \text{za } x \geq 100 \end{cases} \quad (96)$$

Član $\sum \delta_k$ u formuli (93) je različit od nule samo za $|\Delta E_{jj'}| \ll |\Delta E_{n,n+1}|$. U tom slučaju je:

$$\delta_{j'} = \pm \varepsilon_j (R_{jj'}^2) \left[g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{jj'}} \right) \mp g_{sh} \left(\frac{E}{\Delta E_{n_j, n_j+1}} \right) \right] \quad (97)$$

gde gornji znak odgovara za slučaj $\Delta E_{jj'} < 0$, a

$$\varepsilon_j = \begin{cases} 1, & \text{za } j = i \\ -1 & \text{za } j = f \end{cases} \quad (98)$$

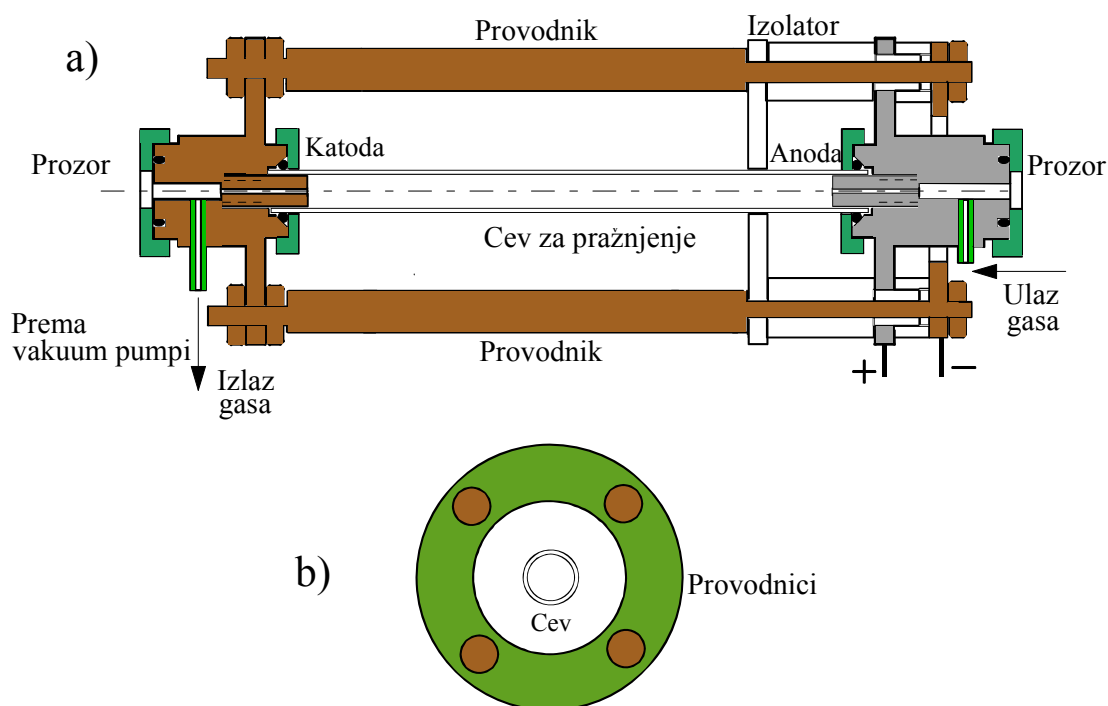
Opšti zaključak je da se kod modifikovanog pristupa računanju Starkovih poluširina i pomeraja mora obratiti pažnja na Gaunt faktor i na način obračuna matričnih elemenata $\mathbf{R}^2$.

GLAVA II

Opis aparature

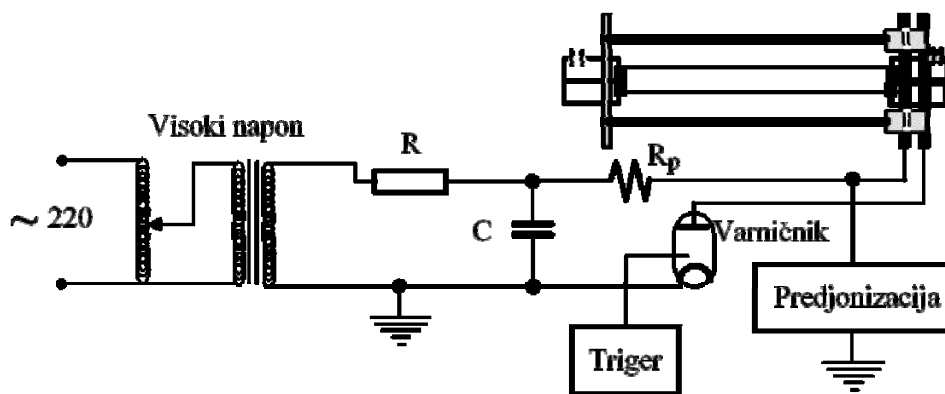
2.1. Izvor plazme

Kao izvor plazme korišćen je impulsni luk. Principijelna šema luka data je na slici 5. Električno pražnjenje se vrši kroz cev od Pyrex stakla dužine 175 mm i unutrašnjeg prečnika 19 mm. Luk radi u protočnom režimu, a unutar cevi se održava pritisak od 3 kPa. Radni gas je helijum uz dodatak od oko 5% ksenona. Procenat ksenona je podešen tako da se postigne minimalna samoapsorpcija uz zadovoljavajući intenzitet spektralnih linija. Luk je na krajevima zatvoren kvarcnim prozorima čime je omogućeno posmatranje i ultraljubičastog dela spektra.



Slika 5. Principijelna šema impulsnog luka.

Plazma se dobija pražnjenjem kondenzatora od $20\ \mu\text{F}$, napunjenog do $9000\ \text{V}$, kroz gas [21]. Pri ovim uslovima, emisija plazme trajala je oko $300\ \mu\text{s}$. Šematski prikaz električnog napajanja dat je na slici 6. Poseban režim protoka električne struje kroz cev za pražnjenje i četiri simetrično postavljena povratna voda (slika 5 a i b) omogućava stabilizaciju plazmenog stuba u cevi.



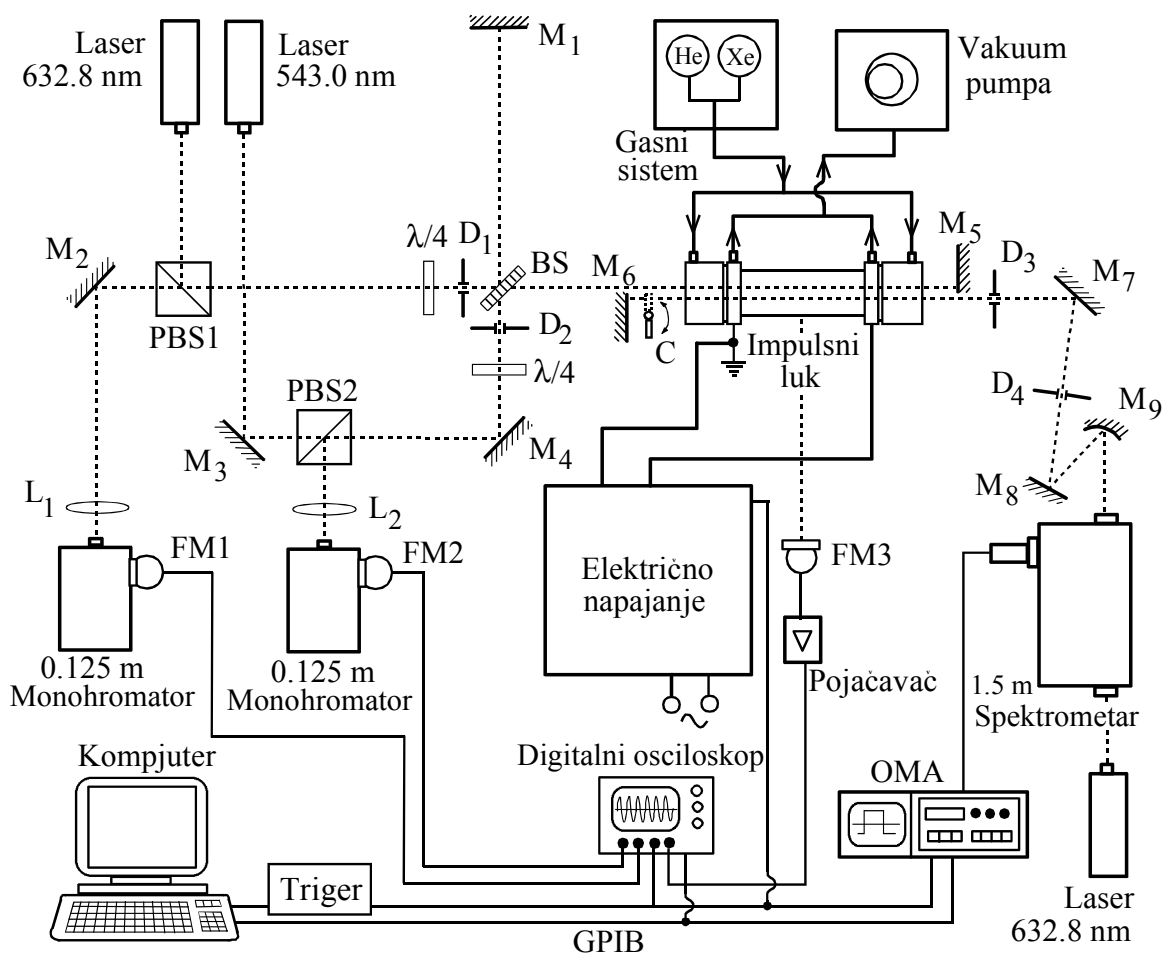
Slika 6. Šematski prikaz električnog napajanja.

Pomoću triger sistema i varničnog prekidača kontroliše se početak pražnjenja. Gas u cevi je predjonizovan proticanjem konstantne struje od nekoliko mA da bi se osigurala reproducibilnost plazme.

2.2. Optički sistem

Na slici 7 je dat šematski prikaz eksperimentalne postavke mernog sistema. Spektroskopska i interferometrijska merenja su vršena istovremeno [21]. Spektroskopska posmatranja su vršena duž cevi, na rastojanju $2\ \text{mm}$ od ose cevi, simetrično u odnosu na položaj laserskih zraka korišćenih za interferometrijska merenja. Snop zraka koji se spektroskopski posmatra ograničen je sa dve dijafragme D_3 i D_4 , prečnika $3\ \text{mm}$ i pomoću ogledala M_7 i M_8 vodi se do konkavnog ogledala M_9 . Pomoću ogledala M_9 , žižne daljine $150\ \text{mm}$, snop se fokusira na ulaznu pukotinu $1.5\ \text{m}$ Jobin-Yvon monohromatora sa optičkom rešetkom od $2400\ \text{nareza/mm}$. Širina ulazne pukotine monohromatora je podešena na $70\ \mu\text{m}$ u cilju dobijanja najboljeg kompromisa između intenziteta i rezolucije. Spektri su snimani pomoću optičkog multikanalnog analizatora (OMA), sa detektorom podeljenim u 512 kanala. Instrumentalna poluširina odgovara rastojanju između 3 kanala, tj. $18\ \text{pm}$.

Sva merenja izvršena su u prvom redu difrakcije, a vreme ekspozicije bilo je $5\ \mu\text{s}$. U nekim slučajevima ovo vreme je redukovano da bi se izbegla saturacija detektorskog sistema. Položaj i prečnik dijafragmi obezbeđuju da se posmatra uzan homogen sloj plazme. Za uslove u ovom eksperimentu, moguće nehomogenosti u raspodeli elektronske koncentracije i temperature u posmatranom sloju plazme bile su ispod $5\ \%$.



Slika 7. Šematski prikaz eksperimentalne postavke mernog sistema.

Spektralne linije snimane su u 12 različitim trenutaka života plazme, od 20 μ s do 180 μ s od početka pražnjenja. Za svaki vremenski trenutak napravljeno je 10 snimaka. Profili su snimani sa i bez ogledala M₆, sa ciljem da se izmere optička debljina plazme i da se provere mogući efekti samoapsorpcije. Zaklonom C je omogućena ili onemogućena refleksija sa ogledala M₆. He-Ne laser postavljen iza spektrometra služi za optičko poravnavanje sistema. Pomoću fotomultiplikatora FM3 sniman je integralni intenzitet emitovanog zračenja impulsnog luka radi vizuelne provere reproducibilnosti pražnjenja.

U ovom eksperimentu sniman je spektar Xe II u intervalu talasnih dužina 310 – 650 nm. Snimljena je takođe i spektralna linija He I 388.86 nm radi provere određivanja elektronske koncentracije. Da bi se smanjio efekat rasejanja svetlosti, prozori na luku su menjani nakon svakih 900 pražnjenja, a elektrode su polirane sedam puta tokom eksperimenta.

Za određivanje elektronske koncentracije interferometrijskom metodom, luk je postavljen duž jedne grane Twyman-Greenovog interferometra između polupropustljivog ogledala BS i ogledala M₅, kao što je prikazano na slici 7. Dva laserska zraka, talasne dužine 632.8 nm iz He-Ne lasera i 543.0 nm iz argonskog lasera prolaze kroz luk duž ose, na rastojanju 2 mm od ose cevi. Grana između BS i ogledala M₁ je zajednička za oba lasera. Dijafragme D₁ i D₂ služe za kontrolu optičke podešenosti i štite interferometrijski optički put od velikog intenziteta zračenja iz plazme. Zrak koji dolazi iz He-Ne lasera se

pomoću delitelja snopa svetlosti PBS1 usmerava ka polupropustljivom ogledalu BS. Ispred polupropustljivog ogledala BS postavljena je četvrt talasna pločica ($\lambda/4$). Odbijeno zračenje od M_1 i M_5 ponovo prolazi kroz četvrt talasnu pločicu. Rezultat ponovnog prolaza je dodatni fazni pomeraj. To znači da će PBS1 propustiti povratni zrak ka ogledalu M_2 , ali ga neće reflektovati ka He-Ne laseru. Ovime je izbegnut eventualni uticaj interferencionih efekata u laserskom rezonatoru na interferenciju dobijenu usled promene indeksa prelamanja plazme. Sa ogledala M_2 zrak iz interferometra se pomoću sočiva L_1 dovodi na ulaz 0.125 m monohromatora. Isto važi i za argonski laser i sistem M_3 , M_4 , PBS2 i L_2 . Signali sa 0.125 m monohromatora, odnosno sa fotomultiplikatora FM1 i FM2 se vode na digitalni osciloskop. Svaki put kada je sniman spektar snimani su i interferogrami od 500 μ s za obe talasne dužine.

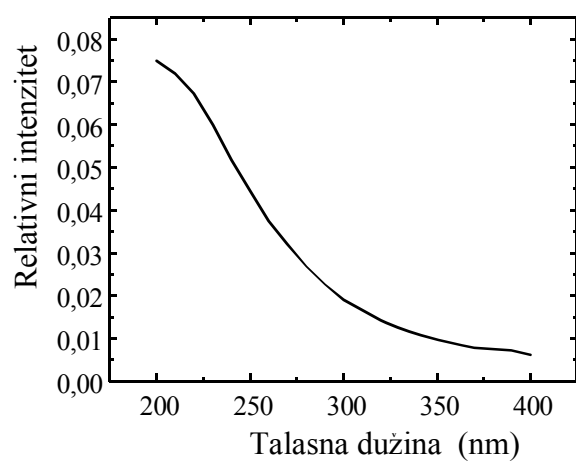
Digitalni osciloskop ima četiri kanala. Na prva dva kanala se dovode signali sa FM1 i FM2, na treći kanal se dovodi signal sa FM3 i na četvrti kanal se dovodi trigger signal. Trigger signalom, digitalnim osciloskopom i multikanalnim analizatorom se upravlja pomoću kompjutera preko GPIB interfejsa. Odgovarajućim programom se upravlja eksperimentom i skupljaju podaci sa digitalnog osciloskopa i multikanalnog analizatora.

2.3. Kalibracija osetljivosti mernog sistema

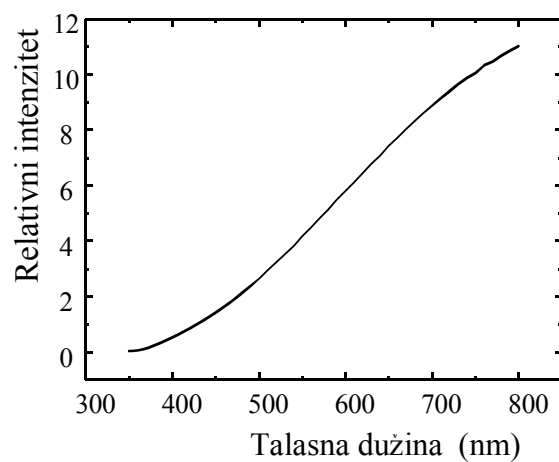
Pre početka merenja izvršeno je snimanje kalibracione krive osetljivosti sistema ogledala – spektrometar – glava multikanalnog analizatora, na različitim talasnim dužinama. Za ovu svrhu korišćene su dve standardne lampe, jedna deuterijumska za oblast od 250 do 350 nm, a druga kalibrisana halogena lampa za oblast od 350 do 700 nm. Halogena lampa emituje kao crno telo na temperaturi 3041 K. Ove lampe su korišćene i za kalibraciju svih OMA kanala. Karakteristike ovih lampi su date na slikama 8 i 9.

Intenzitet izmerenog signala na određenoj talasnoj dužini, deli se sa intenzitetom standardne lampe na toj talasnoj dužini. Kada se to uradi za ceo opseg talasnih dužina, dobija se kalibraciona kriva tj. kriva osetljivosti mernog sistema. Kalibraciona kriva je data na slici 10 i ona predstavlja relativnu osetljivost sistema u funkciji talasne dužine. Relativna osetljivost se izražava kao: (Napon na fotodetektoru u relativnim jedinicama / Snaga zračenja standardne lampe sa jedinice površine po jedinici intervala talasnih dužina). U ovom slučaju, kao što se vidi sa slike 10 relativna osetljivost je normirana na jedinicu.

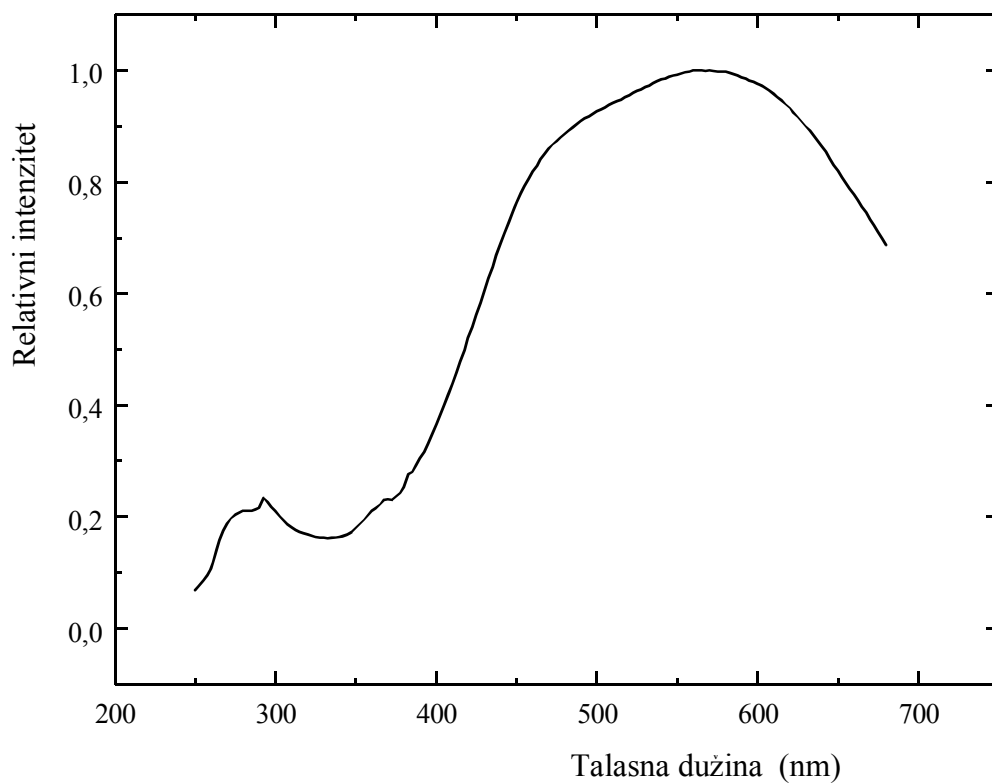
Ovde treba napomenuti da različita osetljivost mernog sistema na različitim talasnim dužinama praktično nema nikakvog uticaja na uzane profile snimanih spektralnih linija koje imaju poluširine 20 do 180 pm. Ovo međutim, može da ima uticaja na relativno široku liniju He I 388.86 nm koja je korišćena za proveru merenja elektronske koncentracije. Poluširina ove linije je oko 300 pm, a linija se prostire u području od oko 2000 pm (2 nm). Zavisnost osetljivosti sistema od talasne dužine je neophodno znati radi upoređivanja intenziteta međusobno udaljenih linija čiji su intenziteti korišćeni za određivanje elektronske temperature. Svi snimljeni spektri su podeljeni sa krivom osetljivosti spektrometra, čija je greška procenjena na manje od 4%.



Slika 8. Karakteristika deuterijumske lampe.



Slika 9. Karakteristika halogene lampe.



Slika 10. Kalibraciona kriva osjetljivosti mernog sistema.

GLAVA III

Dijagnostika plazme

Jedan od osnovnih problema eksperimentalne fizike plazme je određivanje parametara koji opisuju stanje kako laboratorijski proizvedenih plazmi tako i astrofizičkih plazmi. Dakle, za istraživanja bilo kakvih procesa koji se dešavaju u plazmi neophodno je pre svega izvršiti dijagnostiku plazme tj. odrediti koncentracije i temperature njenih pojedinih komponenti ili neke druge veličine koje su od interesa.

Postoje različite metode dijagnostike plazme. Ipak, čini se da spektroskopska metoda, po kojoj se parametri plazme određuju na osnovu analize spektra zračenja emitovanog iz plazme, ima prednost u odnosu na druge metode. Kod spektroskopske metode, s jedne strane, nema efekta narušavanja stanja sistema u toku merenja, dok s druge strane, spektar sadrži veliki broj značajnih informacija. Na primer, na osnovu talasnih dužina spektralnih linija sadržanih u spektru, mogu se dobiti informacije o tome koji su elementi prisutni i plazmi i u kom jonskom stanju. Profil spektralne linije nosi informaciju o kinetičkoj temperaturi emitera (Dopplerovo širenje) i o koncentraciji perturbujućih čestica (širenje usled pritiska).

U slučaju električnog pražnjenja kroz gasove određivanje elektronske koncentracije N_e i temperature T_e je ključni korak u spektroskopiji plazme. U ovim plazmama gasovite hemijske vrste su delimično jonizovane, pa prema tome stepen jonizacije gasa kao i analitička svojstva plazme određuju vrednosti elektronske koncentracije N_e i temperature T_e .

Za određivanje elektronske koncentracije primenjuju se raznovrsne metode, kao što su na primer:

1. metod Saha - Eggertove jonizacione ravnoteže
2. metod Inglis -Teller
3. merenje apsolutnog intenziteta kontinuuma
4. metod Langmuirove sonde
5. metod Thomsonovog rasejanja
6. metod laserske interferometrije
7. metod Starkovog širenja spektralnih linija

Za određivanje elektronske temperature postoji niz metoda. Neke od njih podrazumevaju prethodno poznavanje elektronske koncentracije. Elektronska temperatura se može odrediti na primer:

1. pomoću relativnog intenziteta kontinuuma
2. na osnovu intenziteta linije i kontinuuma
3. pomoću odnosa pomeraja i poluširine Starkovski proširenih izolovanih linija
4. na osnovu ravnotežnog sastava plazme
5. na osnovu relativnog intenziteta spektralnih linija

3.1. *Određivanje elektronske koncentracije*

Indeks prelamanja plazme zavisi od njenog sastava tj. od koncentracija prisutnih čestica. Pri promeni koncentracije čestica menja se indeks prelamanja plazme. Ako se kroz takvu plazmu propusti zračenje talasne dužine λ , sa promenom indeksa prelamanja menja se i dužina optičkog puta zračenja koje prolazi kroz plazmu. Ovaj efekat omogućuje interferometrijsko određivanje koncentracije elektrona, ali i drugih čestica u plazmi. Indeks prelamanja kao funkcija vremena t se može izraziti u obliku [85, 109]:

$$n(t) - 1 = K_e N_e(t) + K_a N_a(t) + K_i N_i(t) + B(t) \quad (99)$$

Prvi član sa desne strane predstavlja doprinos elektrona, drugi član neutralnih atoma u osnovnom stanju, treći član jona i četvrti pobuđenih čestica. Kako je ukupan indeks prelamanja suma indeksa prelamanja različitih vrsta čestica, prethodni opšti izraz se može razdvojiti na deo koji se odnosi samo na elektrone, označen indeksom e , i na deo koji se odnosi na ostale čestice, označen indeksom α , [110]:

$$(n - 1)_e = -\frac{e^2 N_e \lambda^2}{2\pi m c^2} \quad (100)$$

$$(n - 1)_\alpha = \frac{e^2}{2\pi m c^2} \sum_{\substack{i,k \\ i \neq k}} \frac{f_{ik} \lambda^2 \lambda_{ik}^2 N_i}{\lambda^2 - \lambda_{ik}^2} \quad (101)$$

Ovde je sa f označena jačina oscilatora, N je koncentracija čestica, λ je primenjena talasna dužina, a λ_{ik} talasna dužina datog prelaza.

Najpogodniji izvori zračenja za interferometrijska merenja su laseri, zbog koherentnosti, velikog intenziteta i usmerenosti zraka. U principu se zrak deli na dva dela, jedan prolazi kroz plazmu, a drugi je referentni zrak. Zrak koji prolazi kroz plazmu menja svoj optički put i dobija dopunski fazni pomeraj:

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{2l}{\lambda} (n - 1)_e \quad (102)$$

gde $2l$ sa desne strane znači da zrak prolazi dva puta kroz plazmu dužine l . Kada se ova dva zraka dovedu na isti pravac dolazi do interferencije tj. do promene intenziteta u toku vremena, a u skladu sa promenom koncentracije čestica u plazmi.

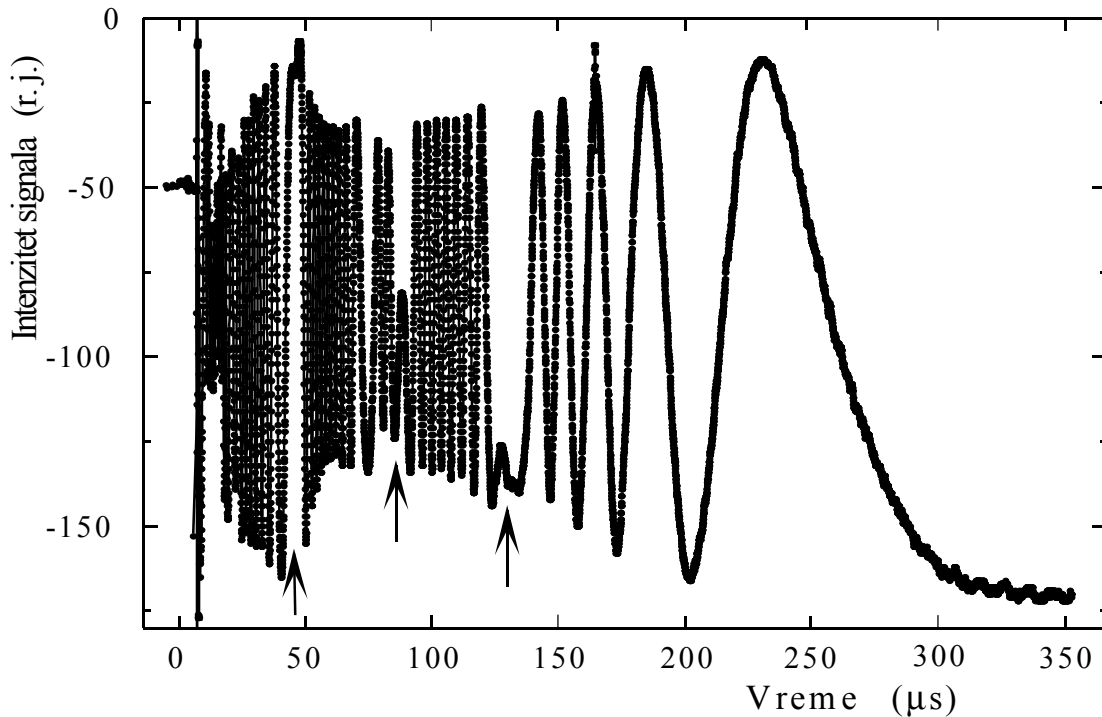
Najveći uticaj na indeks prelamanja plazme ima koncentracija elektrona. Uticaj ostalih čestica se vrlo često zanemaruje. Tada se na osnovu izraza (100) može odrediti elektronska koncentracija. Veza između promene indeksa prelamanja i broja interferencionih maksimuma je data kao [85, 111]:

$$N_f = \frac{\Delta n \cdot 2 \cdot l}{\lambda} \quad (103)$$

Korišćenjem dve talasne dužine, kao što je to rađeno u ovom slučaju može se eliminisati uticaj ostalih čestica na promenu indeksa prelamanja i odrediti samo elektronska koncentracija. U tom slučaju se umesto izraza (100) koristi:

$$(n-1)_{\lambda_1} - (n-1)_{\lambda_2} = -\frac{e^2}{2\pi m c^2} (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) N_e \quad (104)$$

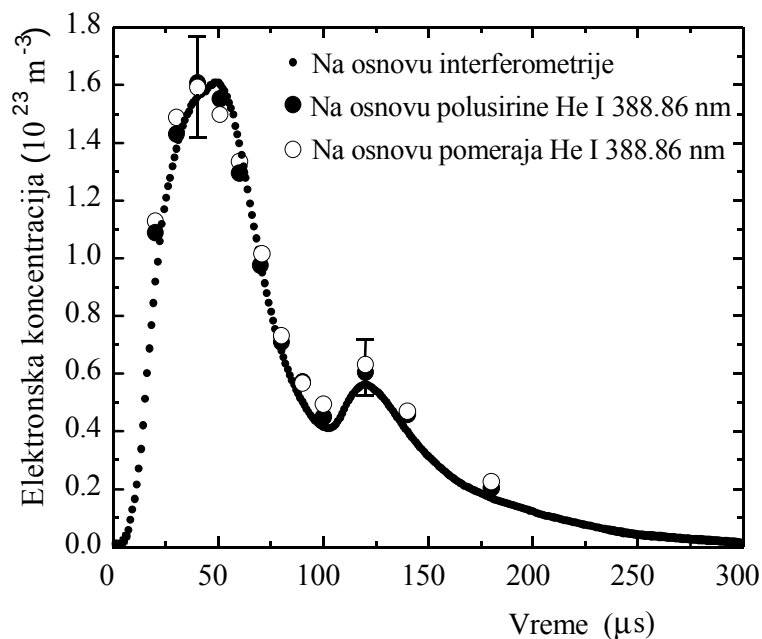
Na ovaj način se poboljšava tačnost merenja. U ovom eksperimentu je korišćen tzv. Twyman-Greenov interferometar čija je optička šema data na slici 7. Korišćena su dva lasera, He-Ne laser talasne dužine 632.8 nm i argonski laser talasne dužine 543.0 nm. Princip rada ovog interferometra je opisan u poglavlju 2.2. Primer snimljenog interferograma je prikazan na slici 11.



Slika 11. Primer interferograma

Nakon proboja elektronska koncentracija plazme raste u prvih 50 μs kada dostiže maksimum. Nakon toga plazma počinje da se gasi i elektronska koncentracija opada. Na tom mestu dolazi do promene faze u interferogramu. Kako struja pražnjenja nije kritično prigušena javlja se još jedan maksimum struje, a time i mali porast koncentracije elektrona pa ponovni pad do potpunog gašenja plazme. To uzrokuje još dve promene faze. Ove promene su na slici 11 označene strelicama.

Za svaki snimljeni spektar snimana su i dva laserska interferograma. Iz svakog interferograma se određuje evolucija faze i zatim elektronska koncentracija. Primer promene elektronske koncentracije tokom vremena života plazme prikazan je na slici 12. Elektronska koncentracija se kretala u intervalu od $0.2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ do $1.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Greška određivanja elektronske koncentracije ovim metodom je procenjena na oko 10%.

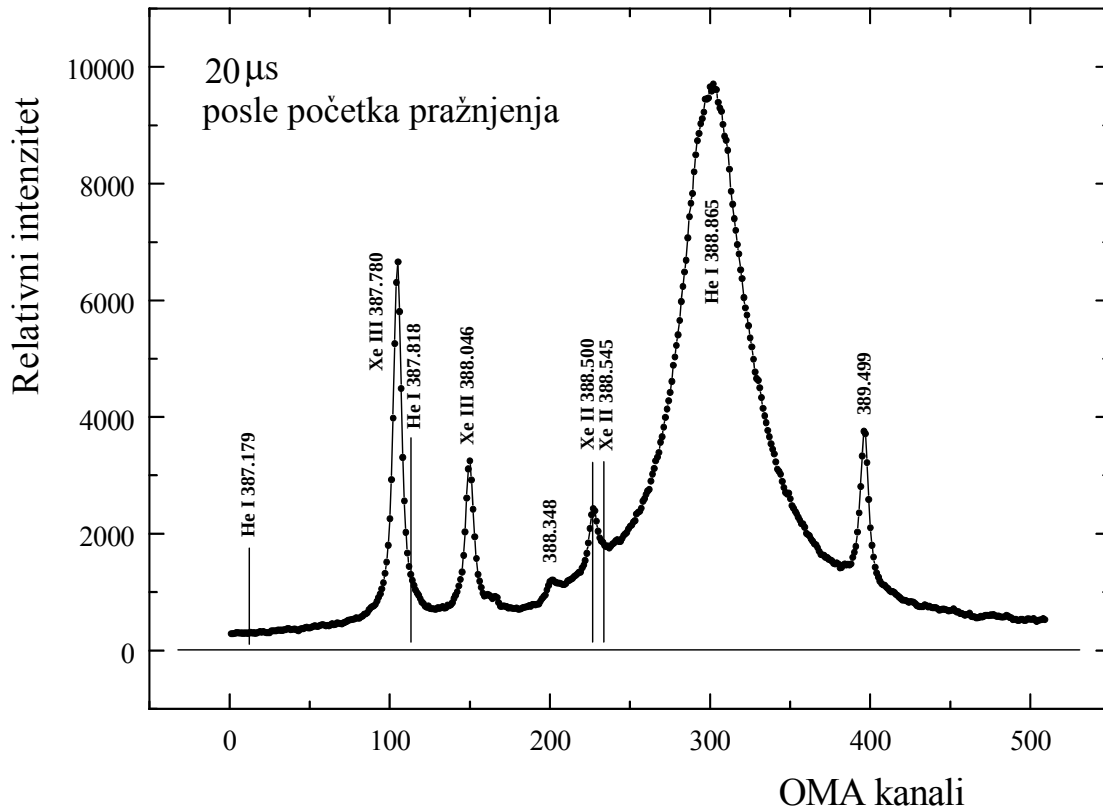


Slika 12. Promena elektronske koncentracije sa vremenom života plazme.

Interferometrijska merenja elektronske koncentracije su upoređena sa spektroskopskim. Mereni su Starkova poluširina i pomeraj linije He I 388.865 nm. Profil ove linije prikazan je na slici 13.

Korišćenjem Griemovog teorijskog modela [3] kao i kalibracije urađene u radu [112] određena je elektronska koncentracija. Na slici 12, rezultati određivanja elektronske koncentracije na osnovu poluširine i na osnovu pomeraja linije He I 388.865 nm upoređeni su sa interferometrijskim merenjima. Greška određivanja elektronske koncentracije na osnovu Starkovih parametara je procenjena na ispod $\pm 15\%$.

Razlike između vrednosti elektronske koncentracije dobijenih preko Starkove poluširine i Starkovog pomeraja su ispod 10% u svim slučajevima, a razlike između vrednosti elektronske koncentracije dobijene na osnovu Starkove poluširine i interferometrijskih merenja su ispod 15%.



Slika 13. Profil spektralne linije He I 388.865 nm

Pri budućim razmatranjima u ovom radu, biće korišćene vrednosti elektronske koncentracije dobijene interferometrijskim metodom.

3.2. Određivanje elektronske temperature

U slučaju lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR), broj atoma u ekscitovanom stanju N_m sa energijom ekscitacije E_m određen je Boltzmannovom raspodelom [38]:

$$N_m = \frac{g_m}{g_0} N_0 e^{-\frac{E_m}{k T_e}} \quad (105)$$

gde je N_0 broj emitera u osnovnom stanju, T_e temperatura elektrona, a g_m i g_0 su statističke težine ekscitovanog i osnovnog stanja emitera. Kako u plazmi obično postoje čestice različitih vrsta (neutralni atomi, jednostruko i višestruko jonizovani atomi) onda se prethodni izraz može napisati za čestice vrste r :

$$N_{r,m} = \frac{g_{r,m}}{\sum_{S=0}^{S_{\max}} g_{r,S} e^{-\frac{E_{r,S}}{k T_e}}} N_r e^{-\frac{E_{r,m}}{k T_e}} \quad (106)$$

gde je:

$$Z_r(T_e) = \sum_{S=0}^{S_{\max}} g_{r,S} e^{-\frac{E_{r,S}}{k T_e}} \quad (107)$$

statistička suma za čestice vrste r. Ako se posmatra zračenje koje nastaje prelazom iz stanja m u stanje n , onda se intenzitet zračenja po jedinici vremena, po jednom atomu i jediničnom prostornom uglu može izraziti kao:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h\nu_{nm} \quad (108)$$

gde je A_{nm} verovatnoća prelaza. Ako se u stanju m nalazi N_m atoma po jedinici zapremine optički tanke plazme dužine l , onda se intenzitet spektralne linije može izraziti kao:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_m h\nu_{nm} l \quad (109)$$

Kombinacijom izraza (106) i (109) dobija se:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_r h\nu_{nm} l \frac{g_{r,m}}{Z_r} e^{-\frac{E_{r,m}}{k T_e}} \quad (110)$$

Napisan u odnosu na osnovno stanje prethodni izraz glasi:

$$J_{nm} = \frac{1}{4\pi} A_{nm} N_0 h\nu_{nm} l \frac{g_m}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{k T_e}} \quad (111)$$

Ako na desnoj strani prethodnog izraza ostanu samo veličine koje karakterišu spektralnu liniju, dobija se:

$$J^* = \frac{N_0}{Z_0} \frac{g_m A_{nm}}{\lambda_{nm}} e^{-\frac{E_m}{k T_e}} \quad (112)$$

gde je J^* relativni intenzitet spektralne linije. Ovaj izraz je pogodan za određivanje elektronske temperature. U tom cilju izraz treba napisati u obliku:

$$\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}} = \frac{N_0}{Z_0} e^{-\frac{E_m}{k T_e}} \quad (113)$$

pa zatim logaritmovati:

$$\log\left(\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}}\right) = \log\left(\frac{N_0}{Z_0}\right) - \frac{E_m}{k T_e} \log e \quad (114)$$

Iz ovog izraza se vidi da je zavisnost $\log\left(\frac{J^* \lambda_{nm}}{g_m A_{nm}}\right)$ od energije ekscitacije gornjih nivoa

E_m , spektralnih linija emitera jednog stepena jonizacije, prava linija. Koeficijent pravca te prave određuje elektronsku temperaturu:

$$\text{tg } \alpha = -\frac{\log e}{k T_e} \quad (115)$$

Grafik koji se dobija na ovaj način zove se Boltzmann plot.

Teorijski gledano, tačnost ovog metoda zavisi od razlike energija gornjih nivoa linija korišćenih za merenje i od ispunjenosti uslova lokalne termodinamičke ravnoteže. Za primenu LTR modela plazme svakako postoji neko ograničenje. Na ograničenost primene LTR modela ukazali su Griem [113], McWhirter [114], i Wilson [115] izvođeći slične kriterijume za važenje LTR. U ovim proračunima oni podrazumevaju da je broj sudarnih procesa u odnosu na procese spontane emisije za red veličine veći. Ovo dovodi do kriterijuma [116]:

$$N_e \geq 10^{12} T_e^{1/2} (E_k - E_i)^3 \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (116)$$

gde je T_e izraženo u K, a razlika energija prelaza u eV. Ako se ovaj kriterijum primeni na uslove u plazmi u ovom eksperimentu ($T_e \approx 20000$ K, $E_k - E_i \approx 2.5$ eV) dobija se da elektronska koncentracija treba da bude veća od $2.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = 2.3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Uslovi u plazmi u ovom eksperimentu uveliko zadovoljavaju ovaj uslov.

Postoji svakako i greška određivanja relativnog intenziteta linije. Relativni intenzitet je proporcionalan površini ispod profila spektralne linije:

$$J^* = c \int_{-\infty}^{+\infty} J_\lambda d\lambda \quad (117)$$

Osim toga potrebno je odabrati linije za koje postoje pouzdani podaci o verovatnoćama prelaza.

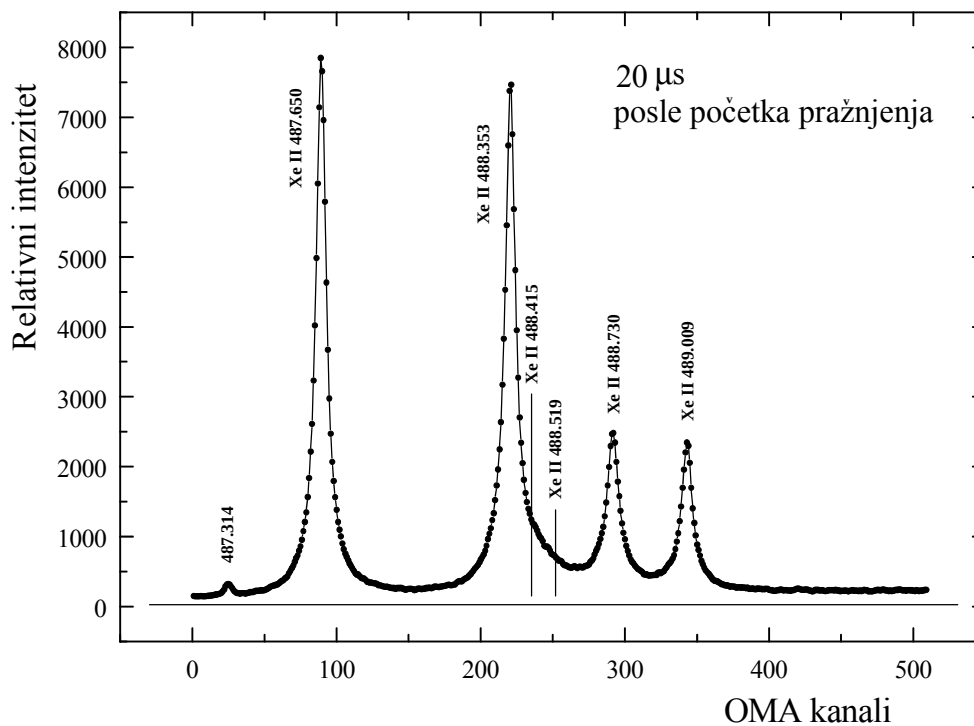
Za određivanje elektronske temperature na osnovu relativnog intenziteta korišćene su 24 spektralne linije Xe II. Spisak linija sa odgovarajućim podacima dat je u tabeli 1. Podaci za gornje energijske nivoe, verovatnoće prelaza i statističke težine su uzeti iz [19, 117, 188]. Intenziteti spektralnih linija mereni su sa eksperimentalnih profila za različita vremena života plazme.

Na slici 14 je prikazan deo spektra Xe II gde se nalaze neke spektralne linije korišćene za određivanje elektronske temperature.

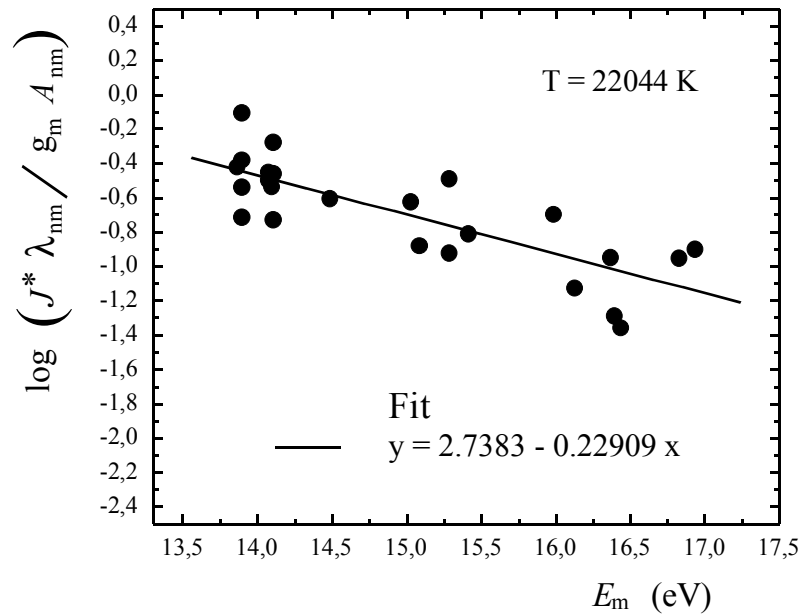
Na slici 15 je prikazan primer Boltzmann plota za jedan trenutak života plazme (20 μs). Boltzmann plot je inače urađen za uslove u plazmi za 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140 i 180 μs posle proboja.

Tabela 1. Lista linija korišćenih za Boltzmann plot.

R. Br	Talasna dužina (nm)	Energija ekscitacije gornjeg nivoa (eV)	Verovatnoća prelaza (10^8 s^{-1})	Statistička težina
1.	418.010	16.82	2.2	4
2.	433.052	16.93	1.4	8
3.	441.484	16.39	1.0	6
4.	460.303	14.48	0.82	4
5.	484.433	14.10	1.1	8
6.	486.254	16.43	0.67	6
7.	487.650	16.12	0.63	8
8.	488.353	15.08	0.67	4
9.	488.730	15.28	0.27	4
10.	498.877	15.41	0.21	4
11.	526.044	15.28	0.22	4
12.	526.195	16.36	0.85	4
13.	529.222	13.89	0.89	6
14.	537.239	14.09	0.71	2
15.	541.915	14.07	0.62	6
16.	543.896	15.02	0.74	2
17.	546.039	14.10	0.064	8
18.	547.261	14.10	0.099	8
19.	553.107	14.07	0.088	6
20.	597.646	13.86	0.28	4
21.	603.620	13.89	0.075	6
22.	605.115	13.89	0.17	6
23.	627.082	15.98	0.18	6
24.	627.754	13.89	0.036	6

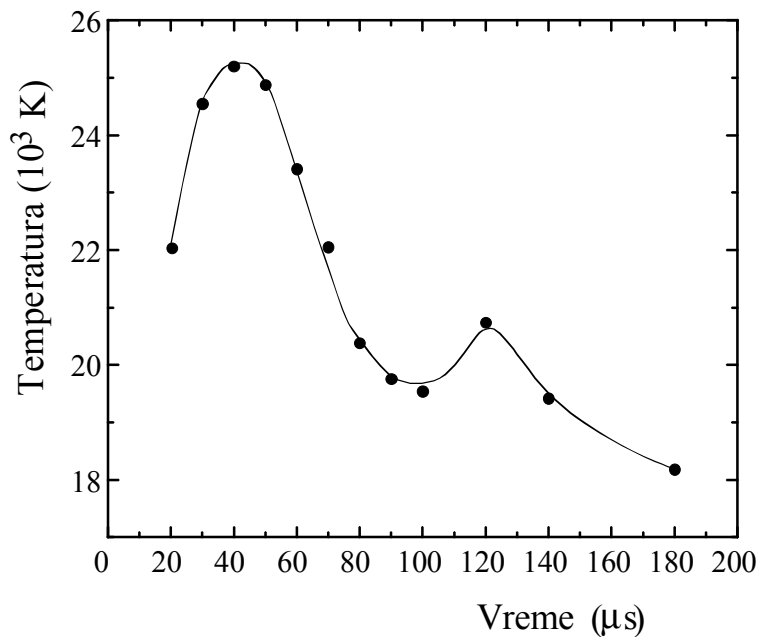


Slika 14. Primer dela spektra Xe II sa linijama korišćenim za određivanje temperature



Slika 15. Primer određivanja elektronske temperature pomoću Boltzmann plota.

Na slici 16 je dat grafik elektronskih temperatura, određenih za različita vremena života plazme.



Slika 16. Promena elektronske temperature u zavisnosti od vremena života plazme.

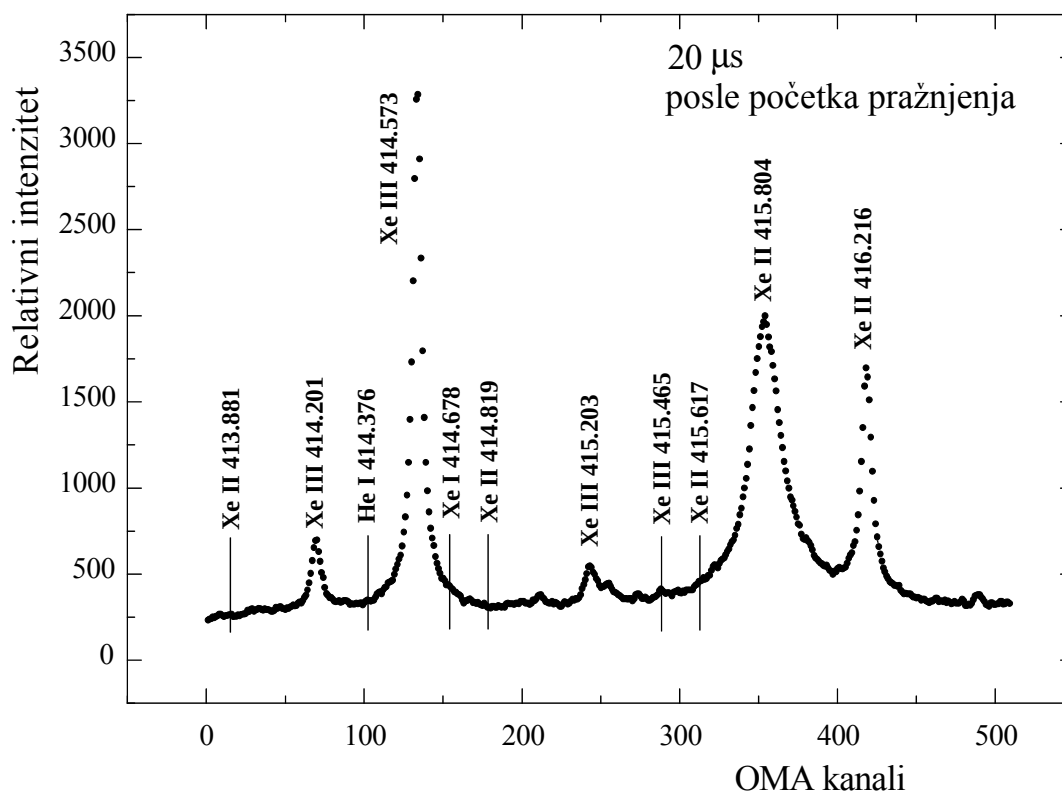
Sa grafika 12 i 16 se vidi da temperatura prati promenu elektronske koncentracije u plazmi. Elektronska temperatura se kretala u intervalu od 18300 K do 25500 K. Greška određivanja elektronske temperature je procenjena na ispod 15%.

GLAVA IV

Obrada eksperimentalnih profila

4.1. Analiza spektra

Spektar jonizovanog ksenona je sniman u širokom intervalu talasnih dužina od 300 do 650 nm. Širina vidnog polja glave multikanalnog analizatora je oko 3 nm što je podeljeno na 509 kanala. Primer dela snimljenog dela spektra je prikazan na slici 17.



Slika 17. Primer snimljenog dela spektra jonizovanog ksenona.

Svaka tačka na slici predstavlja intenzitet očitani na jednom OMA kanalu. Procesom snimanja upravlja se pomoću kompjutera, sa za tu svrhu posebno napravljenim programom. U spektru su se pojavljivale spektralne linije Xe II i Xe III, a u ovom radu su obrađivani podaci samo za linije Xe II. U spektru helijuma detektovano je samo nekoliko linija. Posebnim kompjuterskim programom koji sadrži bazu podataka spektralnih linija ksenona i helijuma [117] izvršena je identifikacija linija.

Kalibracija, sa greškom manjom od 0.5%, iskorišćena je za konvertovanje eksperimentalnih poluširina spektralnih linija iz jedinica OMA kanala u talasne dužine. Linearna disperzija je iznosila 6.20 pm/kanalu na talasnoj dužini 310 nm, i 4.08 pm/kanalu na talasnoj dužini 640 nm u prvom redu difrakcije.

4.2. Samoapsorpcija

U svakom izvoru plazme konačnih dimenzija može doći do pojave samoapsorpcije. Samoapsorpcija zračenja može dovesti do toga da se dobije manje ili više deformisan i proširen profil spektralne linije. Često se dešava da samoapsorpcija samo malo deformiše oblik profila spektralne linije, tako da je u tom slučaju veoma teško proceniti stepen samoapsorpcije samo na osnovu snimljenog oblika profila linije. U ovom radu je prethodno ispitivano postojanje samoapsorpcije za niz spektralnih linija od interesa. U radni gas helijum dodavan je mali procenat ksenona i ispitivana je pojava samoapsorpcije. Procenat ksenona je podešen tako da se postigne minimalna ili zanemarljiva samoapsorpcija za većinu spektralnih linija.

Postoji niz metoda koje se koriste da se utvrdi prisustvo samoapsorpcije i da se otklone uzroci ili da se samoapsorpcija svede na meru kada je moguće izvršiti korekciju snimljenog profila spektralne linije.

Intenzitet zračenja koje emituje plazma debljine l u uslovima lokalne termodinamičke ravnoteže dat je izrazom [119]:

$$I_{\lambda} = B_{\lambda,T} [1 - \exp(-k_{\lambda}l)] \quad (118)$$

gde je $B_{\lambda,T}$ - Planckova funkcija, a k_{λ} - koeficijent apsorpcije, koji je sa emisionim koeficijentom ϵ_{λ} povezan relacijom:

$$\epsilon_{\lambda} = k_{\lambda} B_{\lambda,T} \quad (119)$$

U zavisnosti od vrednosti optičke debljine plazme $\tau_{\lambda} = k_{\lambda}l$ razlikuju se tri slučaja:

1. $k_{\lambda}l \ll 1$ (optički tanka plazma) kada je apsorpcija mala, pa se izraz (118) može razviti u red i zanemarivanjem viših članova reda dobja se: $I_{\lambda} \cong B_{\lambda,T} k_{\lambda}l$

2. $k_{\lambda}l \gg 1$ (optički debela plazma) kada je apsorpcija velika. Tada je: $I_{\lambda} \cong B_{\lambda,T}$ tj. intenzitet zračenja plazme je približno jednak intenzitetu zračenja koje emituje apsolutno crno telo na temperaturi T i u tom slučaju spektralna linija gubi svoj karakterističan oblik.

3. $k_{\lambda}l \leq 1$ kada se profil linije može svesti na slučaj optički tanke plazme korekcijom na samoapsorpciju.

U cilju provere postojanja samoapsorpcije u ovom eksperimentu, korišćen je sledeći metod. Iza izvora plazme postavljeno je jedno ravno ogledalo. Između ovog ogledala i impulsnog luka (tj. izvora plazme) postavljen je zaklon C (Slika 18a) koji promenom položaja može da prekine ili ne prekine optički put između ogledala i izvora plazme. Na taj način se na ulaznu pukotinu spektrometra naizmenično dovodi zračenje iz plazme impulsnog luka sa ili bez povratnog zračenja odbijenog od ogledala postavljenog iza luka.

Proveravanje postojanja samoapsorpcije i izračunavanje stepena samoapsorpcije svodi se na upoređivanje intenziteta zračenja iz plazme sa intenzitetom kada postoji i povratno zračenje. To se radi u oblasti talasnih dužina gde se nalazi spektralna linija i u oblasti dalekoj od centra linije tj. na mestu gde postoji samo kontinualno zračenje i gde nema apsorpcije.

Na slici 18a je dat šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu, u slučaju direktnog zračenja J_λ i u slučaju kada postoji i reflektovano zračenje J_λ^* , a na slici 18b prikazani su odgovarajući intenziteti zračenja na primeru spektralne linije. Punom linijom je označen apsorbovani profil, a isprekidanom linijom korigovani tj. pravi profil linije.

Apsorpcioni koeficijent ima najveću vrednost u centru linije, dok na kontinuumu ima vrednost nula. Prema tome, u cilju rekonstrukcije profila linije, mora se izvršiti izračunavanje ovog koeficijenta tačku po tačku duž celog profila linije, posebno u slučaju vrlo širokih linija. Ako se sa I_λ označi intenzitet zračenja koji nastaje u centru plazme, tada će nakon prolaska kroz plazmu optičke debljine $\tau_\lambda = k_\lambda l$, na ulaznu pukotinu monohromatora padati zračenje intenziteta [120]:

$$J_\lambda = I_\lambda \exp(-k_\lambda l) \quad (120)$$

Intenzitet reflektovanog zračenja koje pada na pukotinu monohromatora, nakon prolaska kroz celu dužinu plazme se može napisati u obliku:

$$J_\lambda^* = I_\lambda^* \exp(-2k_\lambda l) = r J_\lambda \exp(-2k_\lambda l) = r I_\lambda \exp(-3k_\lambda l) \quad (121)$$

gde je r - koeficijent refleksije ogledala. Prema oznakama na slici 18 može se napisati:

$$I_\lambda = J_\lambda + \Delta J_\lambda \quad (122)$$

$$I_\lambda^* = J_\lambda^* + \Delta J_\lambda^* \quad (123)$$

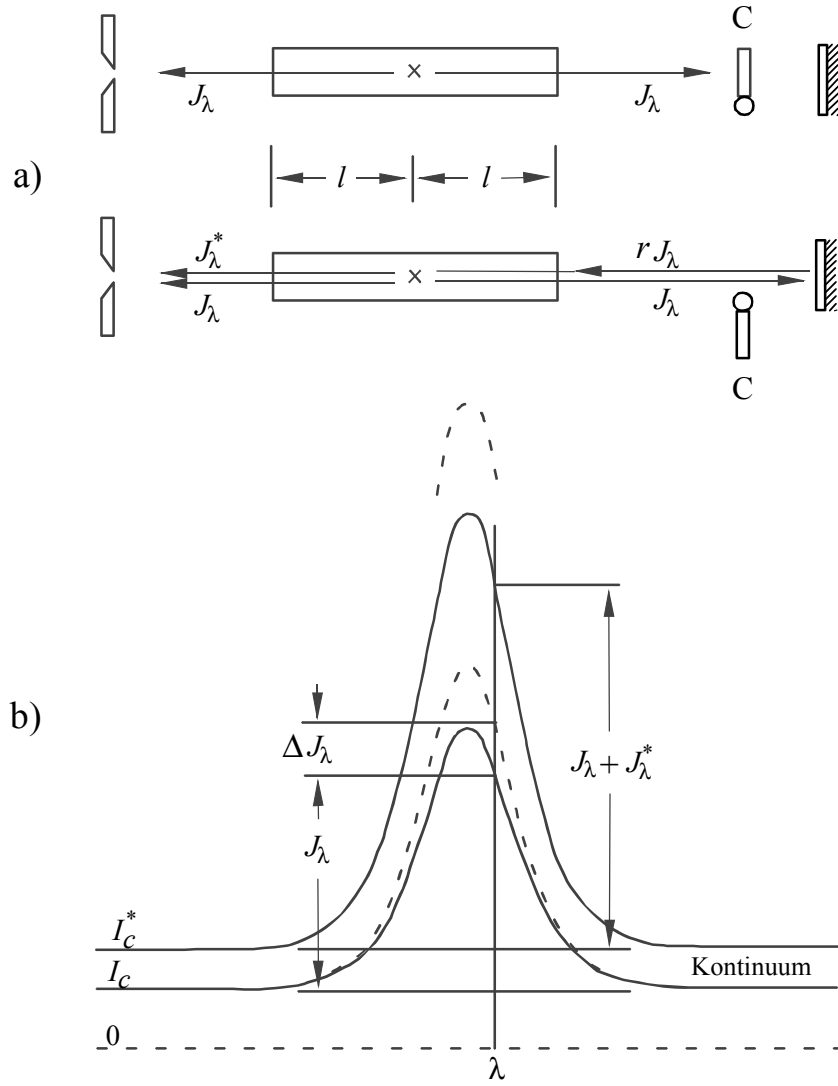
gde su ΔJ_λ i ΔJ_λ^* - odgovarajuće korekcije na samoapsorpciju.

Koeficijent refleksije ogledala se može izraziti kao odnos pravih tj. neapsorbovanih intenziteta zračenja ili pomoću intenziteta zračenja na kontinuumu gde nema apsorpcije:

$$r = \frac{I_\lambda^*}{I_\lambda} = \frac{I_C^* - I_C}{I_C} \quad (124)$$

Na osnovu izraza (122), (123) i (124) može se napisati da je:

$$\Delta J_\lambda^* = r(J_\lambda + \Delta J_\lambda) - J_\lambda^* \quad (125)$$



Slika 18. Šematski prikaz prolaska zračenja kroz plazmu (a) i prikaz odgovarajućih intenziteta zračenja na primeru spektralne linije (b)

dok na osnovu izraza (123) i (121) sledi:

$$\Delta J_{\lambda}^* = I_{\lambda}^* - J_{\lambda}^* = r J_{\lambda} \left[\exp(k_{\lambda} l) - \frac{1}{\exp(2k_{\lambda} l)} \right] \quad (126)$$

Zamenom $\exp(k_{\lambda} l) = \frac{I_{\lambda}}{J_{\lambda}}$ i koristeći izraze (122) i (120), dobija se:

$$\Delta J_{\lambda}^* = r \frac{(J_{\lambda} + \Delta J_{\lambda})^3 - J_{\lambda}^3}{(J_{\lambda} + \Delta J_{\lambda})^2} \quad (127)$$

Izjednačavanjem izraza (125) i (127) dobija se izraz za korekciju profila spektralne linije na samoapsorpciju za datu vrednost talasne dužine:

$$\Delta J_{\lambda} = J_{\lambda} \left[\left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (128)$$

Prema tome, na osnovu ovog izraza i izraza (122) može se dobiti pravi tj. neapsorbovani intenzitet za datu talasnu dužinu λ :

$$I_{\lambda} = J_{\lambda} \left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right)^{1/2} \quad (129)$$

Pomoću ovog izraza sada je moguće rekonstruisati ceo profil apsorbovane spektralne linije. Ova korekcija se može primeniti jedino ukoliko važi uslov $k_{\lambda}l \leq 1$, pri čemu se optička debljina plazme može izračunati kao:

$$\tau_{\lambda} = k_{\lambda}l = \frac{1}{2} \ln \left(r \frac{J_{\lambda}}{J_{\lambda}^*} \right) \quad (130)$$

Ukoliko samoapsorpcija postoji, treba pokušati eliminisati uzrok. Najjednostavnije je pokušati smanjiti koncentraciju odgovarajućih atoma. Ako to nije moguće učiniti u potpunosti, onda treba stvoriti uslove da se može izvršiti korekcija profila spektralne linije na samoapsorpciju.

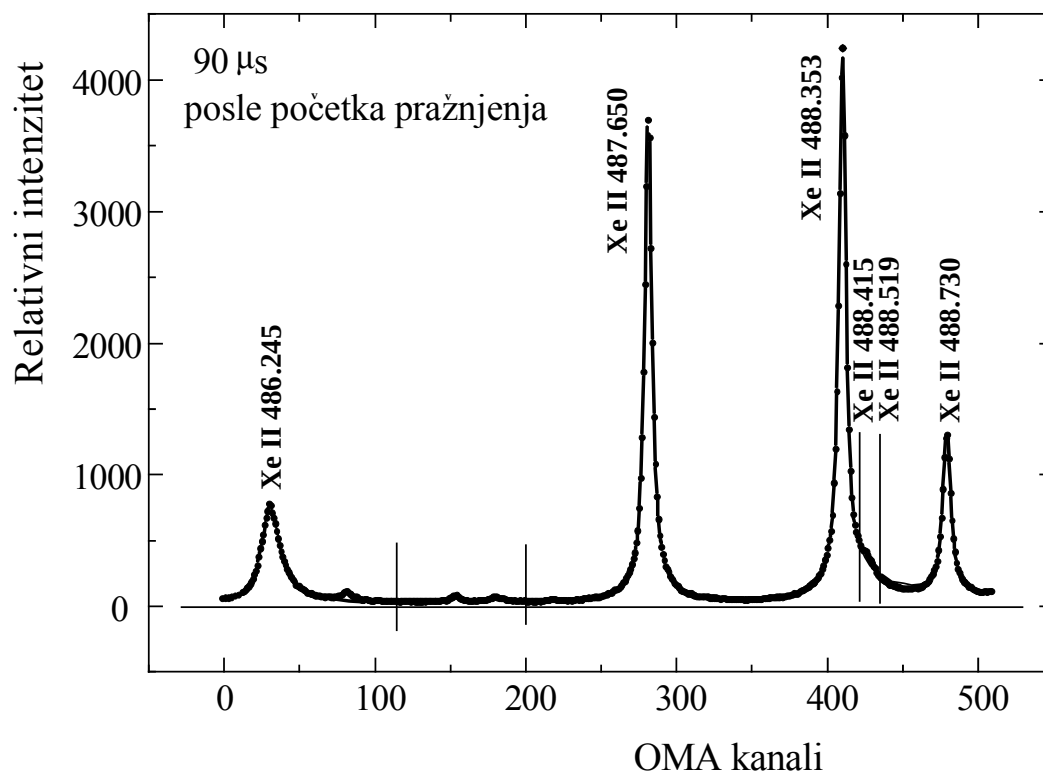
Za svaki razmatrani profil u svakom merenom trenutku života plazme snimljeno je po pet spektara sa i bez ogledala M_6 (slika 7.), koji su zatim usrednjeni. Poređenjem ova dva usrednjena spektra moguće je odrediti optičku debljinu plazme za svaku analiziranu liniju i iskoristiti je za rekonstrukciju profila. Većina snimljenih spektralnih linija nisu pokazale postojanje efekta samoapsorpcije. U slučaju rekonstruisanih profila, intenzitet linije u piku bio je između 1.0 i 1.2 puta veći od intenziteta originalnog profila. U svim slučajevima, procenat rekonstrukcije za svaku liniju uziman je u obzir pri određivanju greške merene Starkove poluširine.

4.3. Numerički fit

Nakon korekcije snimljenih spektara na osetljivost spektrometra i eventualne korekcije na samoapsorpciju izvršeno je fitovanje spektralnih linija na sumu asimetričnih Lorentzovih funkcija, koje predstavljaju profile spektralnih linija, i linearnu funkciju, koja karakteriše kontinualno zračenje. Ukupna fit funkcija je bila:

$$I(\lambda) = F_0 + F_1 \lambda + \sum_i \frac{I_i + \frac{A_i(\lambda - \lambda_i)}{a_i}}{\left(\frac{\lambda - \lambda_i}{a_i} \right)^2 + 1} \quad (131)$$

gde su F_0 , F_1 , I_b , A_b , λ_i i a_i podešavani parametri. Suma obuhvata sve linije koje se pojavljuju u delu spektra koji se analizira. Korišćeni algoritam u kompjuterskom programu sprovodi iterativne proračune u cilju minimiziranja standardne devijacije fitovanog spektra u odnosu na eksperimentalno dobijeni spektar. Devijacije između ova dva profila su, u većini slučajeva, bile manje od 1%. Primer eksperimentalnih profila i njihovog fita dati su na slici 19.



Slika 19. Fitovani eksperimentalni profili Xe II.

Dobijeni parametri fitovanja za svaku liniju (I_b , A_b , λ_i i a_i) omogućuju merenje intenziteta pika, određivanje centra i poluširine spektralne linije, čak i u slučaju kada se linije preklapaju. Parametar A_i karakteriše asimetriju linije i njegova vrednost, kao što je i očekivano za linije emitovane od strane višeelektronskih jednostruko jonizovanih atoma, je vrlo bliska nuli.

4.4. Dekonvolucija eksperimentalnih profila

Na širenje spektralne linije istovremeno utiču različiti efekti. U opštem slučaju, rezultujući profil ne mora biti algebarska suma profila koje daju pojedinačni efekti. Ako se profil koji daje jedan efekat može izraziti funkcijom $A(x)$, a drugi funkcijom $B(x)$, rezultujući profil definisan je konvolucijom ova dva profila [4]:

$$K(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} A(y)B(x-y)dy \quad (132)$$

Ako su obe funkcije Gaussovog tipa, poluširina rezultujućeg profila je:

$$w_{RG} = \sqrt{w_{G1}^2 + w_{G2}^2} \quad (133)$$

Ovo se, na primer, može iskoristiti kod dekonvolucije Dopplerovog i instrumentalnog profila:

$$w_{RG} = \sqrt{w_D^2 + w_I^2} \quad (134)$$

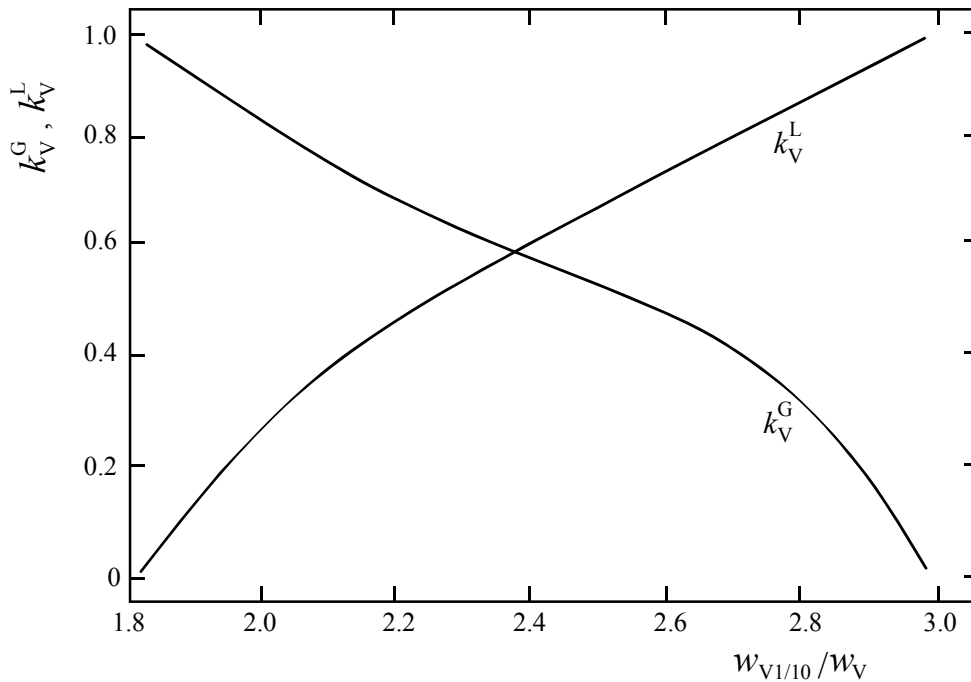
Ako su obe funkcije Lorentzovog tipa, poluširina rezultujućeg profila je:

$$w_L = w_{L1} + w_{L2} \quad (135)$$

Ako su funkcije $A(x)$ i $B(x)$ različitog tipa, dekonvolucija je naravno složenija. Dekonvolucija Voigtovog profila, koji predstavlja konvoluciju Lorentzovog i Gaussovog profila, opisana je u [121]. Ova referenca sadrži tabelirane vrednosti za

$$k_V^G = w_G / w_V \quad \text{i} \quad k_V^L = w_L / w_V \quad (136)$$

kao funkcije odnosa $w_{V1/10} / w_V$, što je grafički prikazano na slici 20. Sa w_G , w_L i w_V označene su poluširine Gaussovog, Lorentzovog i Voigtovog profila, a sa $w_{V1/10}$ širina Voigtovog profila na 1/10 visine.



Slika 20. Zavisnost koeficijenata k_V^G i k_V^L od $w_{V1/10} / w_V$

Ako se sa w_E označi poluširina eksperimentalnog profila, tada će odgovarajuća Gaussova i Lorentzova poluširina biti:

$$w_G = k_V^G w_E \quad \text{i} \quad w_L = k_V^L w_E \quad (137)$$

Ako je cela procedura urađena korektno, tada vrednost w_G dobijena iz (137) i vrednost w_{RG} izračunata iz (134) (Dopplerova poluširina w_D računata je iz (17), a instrumentalna poluširina w_I je izmerena) moraju biti približno jednake. Kada je Starkov efekat dominantan, dobijena vrednost w_L je istovremeno i Starkova poluširina linije. Ako, međutim, postoje makar i mali doprinosi drugih efekata, kao što su van der Waalsovo i rezonantno širenje, ova poluširina se mora korigovati prema formuli (135).

Ovaj postupak se može primeniti kod dekonvolucije profila jonskih linija, jer kod njih Starkov profil ima simetričnu Lorentzovu raspodelu.

Instrumentalna poluširina je snimljena pomoću laserskog zraka talasne dužine 632.8 nm i iznosila je približno 3 kanala (18 pm). Dopplerova poluširina obzirom na veliku težinu atoma emitera, je mala, manja od 7 pm (17).

Sa druge strane, van der Waalsova poluširina je iznosila 0.43 pm na temperaturi od 20000 K (20). Jonsko širenje je bilo uvek manje od 1 pm [2], a rezonantno širenje je iznosilo oko 0.2 pm (19). Ovo znači da su jonsko, van der Waalsovo i rezonantno širenje zanemarljivo mali za prisutne uslove u plazmi, i ovi mehanizmi nisu bili razmatrani u konačnim proračunima. Nakon računanja ukupne Gaussove poluširine (134), opisanom procedurom dekonvolucije iz eksperimentalne poluširine određivana je Starkova poluširina.

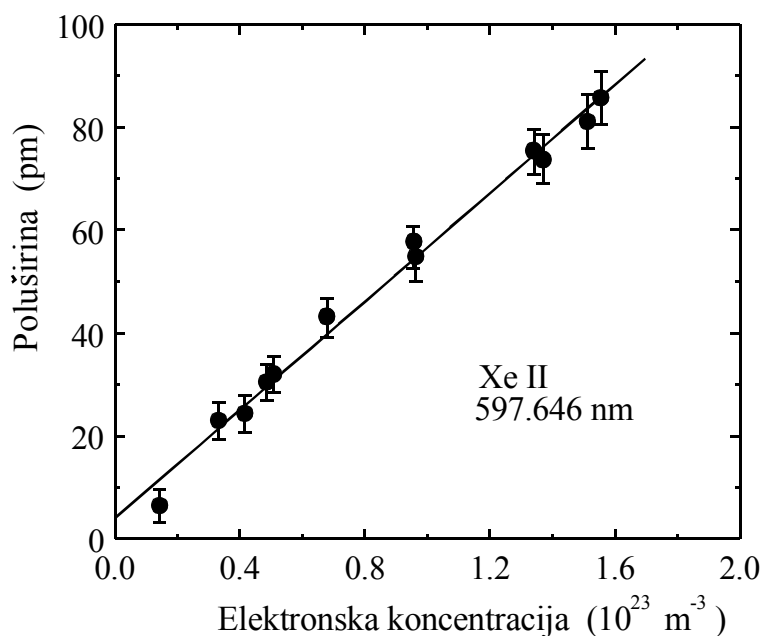
GLAVA V

Rezultati merenja

5.1. Određivanje Starkovih poluširina linija Xe II

Spektar jonizovanog ksenona je sniman u širokom intervalu talasnih dužina od 300 do 650 nm. Širina vidnog polja glave multikanalnog analizatora je oko 3 nm što je podeljeno na 509 kanala. Starkove poluširine su određivane iz eksperimentalnih profila procedurom dekonvolucije (poglavlje 4.4.) nakon procedure fitovanja (poglavlje 4.3.).

Primer zavisnosti Starkove poluširine w_m od elektronske koncentracije prikazan je na slici 21. Može se primetiti da tu postoji jasna linearna zavisnost. Primer je dat za liniju Xe II 596.646 nm. Vrednosti w_m dobijene iz ovakvih fitova za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ date su u tabeli 2. Elektronska koncentracija od 10^{23} m^{-3} u ovom eksperimentu je dostignuta pri elektronskoj temperaturi od 22000 K.



Slika 21. Primer zavisnosti Starkove poluširine od elektronske koncentracije

Merene su Starkove poluširine za 48 linija Xe II iz 37 multipleta. Sve merene vrednosti w_m date su u tabeli 2. U prve četiri kolone dati su broj multipleta, konfiguracija, term pri jK -kuplovanju i talasna dužina analizirane spektralne linije. U sledeće tri kolone date su merene poluširine w_m , klasifikacija rezultata i poređenje sa računima baziranim na modifikovanoj semiempirijskoj formuli [23]. U zavisnosti od procene eksperimentalne greške, mereni podaci su klasifikovani kao A (6 – 10%), B (10 – 15%) i C (15 – 20%). Poslednje tri kolone sadrže podatke o merenim vrednostima poluširina drugih autora. Različiti autori su vršili merenja na različitim temperaturama, dok su merenja u ovom radu data za temperaturu 22000 K. Svi podaci su normirani na elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Redosled multipleta dat je redosledom kao u NISTovoj bazi podataka atomskih parametara [122].

*Tabela 2. Vrednosti eksperimentalno određenih Starkovih poluširina w_m za linije Xe II. Svi mereni podaci iz ovog rada su dati za temperaturu $T_e = 22000 \text{ K}$. Rezultati su klasifikovani kao: A (6 – 10%), B (10 – 15%) i C (15 – 20%). Podaci su upoređeni sa semiempirijskim proračunom [23], w_m/w_{th} . Dato je i poređenje sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora, w koji su dati za njihove vrednosti temperatura. Temperatura označena sa * je srednja vrednost. Svi podaci su dati za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$.*

Br.	Konfiguracija	Termovi	Talasna dužina (nm)	w_m (pm)	Kl.	$\frac{w_m}{w_{th}}$	Drugi autori		
							T (K)	w (pm)	Lit.
1	$5s5p^6 - 5p^4(^3P_2) 6p$	$^2S_{1/2} - [2]^{\circ}_{3/2}$	477.918	41.24	A				
2		$^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{1/2}$	438.493	44.76	A				
3	$5s5p^6 - 5p^4(^3P_0) 6p$	$^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{3/2}$ $^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{1/2}$	325.056 338.413	28.52 30.9	C B				
4	$5p^4(^3P_2) 6s - 5p^4(^3P_2) 6p$	$[2]_{5/2} - [2]^{\circ}_{5/2}$	529.222	49.03	C	1.04	11000 11300* 10000 14800 15800 12600 13400 13900 11000 13000 20600 14300* 15800	88.0 93.0 42.7 44.7 40.7 41.4 40.8 39.0 79.0 59.1 105 75.9 41.0	5 6 8 10 10 10 10 10 12 15 17 19 20

		$[2]_{3/2} - [2]_{3/2}^{\circ}$	597.646	54.01	B	0.86	10000 14500 20600 14500*	57.5 70.1 86.5 64.3	8 16 17 19
							14500	53.4	20
5		$[2]_{3/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	460.303	42.57	B	1.07	11000 11300* 10000 11000 14500 20600 14600* 14500	81.0 84.0 43.6 65.0 57.6 85.5 57.5 33.9	5 6 8 12 16 17 19 20
		$[2]_{3/2} - [1]_{1/2}^{\circ}$	537.239	43.05	B	0.85	11000 11300* 8000 10000 11000 14500 20600 14500*	84.0 90.0 67.0 48.0 65.0 58.8 64.0 58.3	5 6 7 8 12 16 17 19
							14500	45.2	20
6	$5p^4 (^3P_2) 6s - 5p^4 (^3P_0) 6p$	$[2]_{5/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	350.036	20.59	C	0.99			
7	$5p^4 (^3P_2) 6s - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[2]_{3/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	342.073	33.67	C	1.53			
8	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_2) 6p$	$[2]_{5/2} - [2]_{5/2}^{\circ}$	603.620	56.45	B		10000 11000 14500 14600*	64.1 75.0 55.0 73.4	8 12 16 19
		$[2]_{3/2} - [2]_{5/2}^{\circ}$	627.754	59.98	A				
		$[2]_{3/2} - [2]_{3/2}^{\circ}$	634.396	60.60	B				
9		$[2]_{5/2} - [3]_{7/2}^{\circ}$	546.039	46.59	B		14500 14400*	54.0 65.2	16 19
10	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_0) 6p$	$[2]_{5/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	381.105	23.28	B				
11	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_2) 6p$	$[3]_{7/2} - [2]_{5/2}^{\circ}$	605.115	59.39	B		11000 11300* 10000	91.0 96.0 66.8	5 6 8

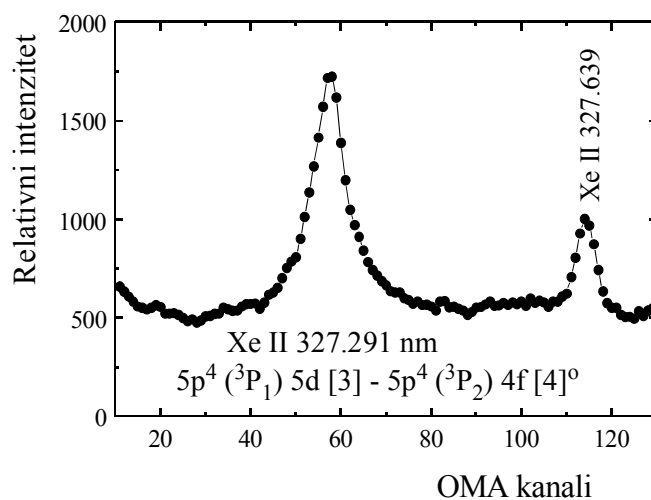
							11000 14600*	75.0 75.9	12 19
12		$[3]_{7/2} - [3]_{7/2}^{\circ}$	547.261	52.37	B		11000 11300* 10000 11000 14600*	90.0 96.0 57.9 82.0 58.9	5 6 8 12 19
		$[3]_{7/2} - [3]_{5/2}^{\circ}$	553.107	50.90	B		11000 14500	63.0 48.5	12 16
13	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[3]_{7/2} - [2]_{5/2}^{\circ}$	361.237	27.04	C				
14	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_2) 6p$	$[1]_{1/2} - [1]_{1/2}^{\circ}$	594.553	55.75	A		14500	53.4	16
15	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[1]_{3/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	526.831	115.13	C				
16	$5p^4 (^3P_0) 6s - 5p^4 (^3P_2) 6p$	$[0]_{1/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	639.799	69.80	C	0.92			
17		$[1]_{3/2} - [2]_{3/2}^{\circ}$	488.730	47.86	B	1.13	14500 20600 14300* 14500	45.1 64.0 55.2 45.1	16 17 19 20
		$[1]_{3/2} - [2]_{5/2}^{\circ}$	492.148	46.47	B	1.13	11000 14500 20600 14500* 14500	56.0 55.8 75.0 53.1 42.8	12 16 17 19 20
18		$[1]_{1/2} - [1]_{1/2}^{\circ}$	565.938	66.66	B	1.05			
19	$5p^4 (^3P_1) 6s - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[1]_{3/2} - [1]_{3/2}^{\circ}$	372.080	23.07	B	0.99			
		$[1]_{1/2} - [1]_{1/2}^{\circ}$	386.963	29.15	C	1.05			
20		$[2]_{3/2}^{\circ} - [2]_{3/2}$	418.010	119.20	C		11000 11000	116 58.0	12 20
		$[2]_{5/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	423.825	107.54	C				

21		$[2]_{5/2}^{\circ} - [4]_{7/2}$	405.746	110.28	B				
22		$[3]_{5/2}^{\circ} - [3]_{5/2}$	390.791	167.81	B				
		$[3]_{7/2}^{\circ} - [3]_{7/2}$	454.523	169.05	B				
23		$[3]_{7/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	457.706	115.35	C				
24		$[3]_{5/2}^{\circ} - [4]_{7/2}$	433.052	129.94	B		11000 14700* 11000	132 167 69.5	12 19 20
		$[3]_{7/2}^{\circ} - [4]_{9/2}$	446.219	144.04	B				
25	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 7s$	$[1]_{1/2}^{\circ} - [2]_{3/2}$	512.242	155.82	C	1.13			
26	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{1/2}^{\circ} - [1]_{1/2}$	436.920	130.47	C				
27	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{1/2}^{\circ} - [0]_{1/2}$	399.033	160.98	C				
28	$5p^4 (^3P_0) 6p - 5p^4 (^3P_0) 6d$	$[1]_{3/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	439.320	121.34	C				
29	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 6d$	$[0]_{1/2}^{\circ} - [1]_{1/2}$	415.804	121.63	B		23000	101	9
30	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 7s$	$[2]_{5/2}^{\circ} - [1]_{3/2}$	518.804	171.28	C				
31	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 6d$	$[2]_{3/2}^{\circ} - [3]_{5/2}$	422.300	157.79	A				
32		$[1]_{1/2}^{\circ} - [1]_{3/2}$	425.157	181.84	C				
33		$[1]_{3/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	454.089	163.50	B				
34	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^1D_2) 4f$	$[2]_{3/2} - [3]_{5/2}^{\circ}$	336.672	126.66	C				

35	$5p^4 (^1D_2) 6p - 5p^4 (^1D_2) 7s$	$[3]^\circ_{7/2} - [2]_{5/2}$	509.193	182.77	B				
36	$5p^4 (^1D_2) 6p - 5p^4 (^1D_2) 6d$	$[3]^\circ_{7/2} - [4]_{9/2}$	439.577	133.86	C				
37		$[3]^\circ_{5/2} - [2]_{5/2}$	397.258	184.72	C				

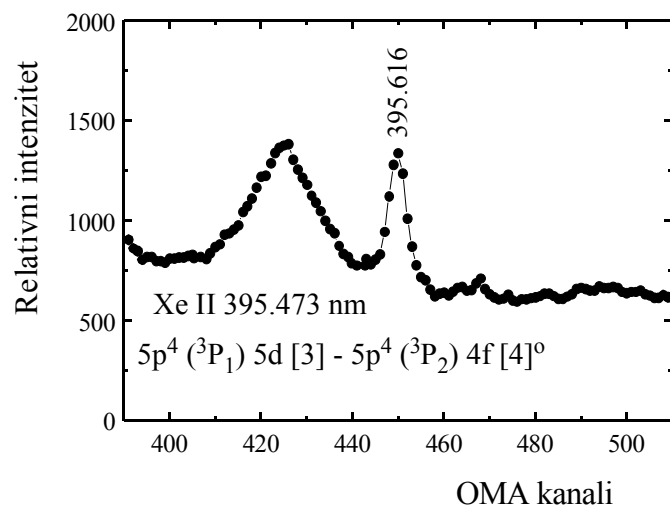
Kao što se iz tabele 2 vidi, za 33 spektralne linije poluširine su merene prvi put. Može se takođe zapaziti da se u većini multipleta pojavljuje samo po jedna linija. U multipletima gde ima dve ili tri linije zapaža se manje ili više saglasnost sa regularnostima vezanim za multiplet, ustanovljenim u radu Wiesea i Konjevića [123]. Starkove poluširine linija unutar multipleta treba da se razlikuju za nekoliko procenata. Za multiplete 3, 4, 20 i 24 ova razlika je do 10%, za multiplet 8 je razlika manja od 7% dok je za multiplete 5, 12 i 17 razlika u poluširinama manja od 2%. Razlika od 10% je nešto veća od očekivane, ali ako se uzme u obzir greška merenja i to je u relativno dobroj saglasnosti.

Analizirajući sve snimljene spektralne linije nađen je jedan zanimljiv slučaj. Naime, poluširine linija Xe II 327.291 nm i 395.473 nm iz multipleta $5p^4 (^3P_1) 5d [3] - 5p^4 (^3P_2) 4f [4]^\circ$ se znatno razlikuju. Poluširina za liniju 327.291 nm iznosi 36.69 pm i prema greški merenja je klasifikovana kao B, a poluširina za liniju 395.473 nm iznosi 89.29 pm i klasifikovana je kao C. Obe vrednosti su date za elektronsku koncentraciju 10^{23} m^{-3} . Primeri snimljenih profila ovih linija prikazani su na slikama 22 i 23.



Slika 22. Profil linije Xe II 327.291 nm

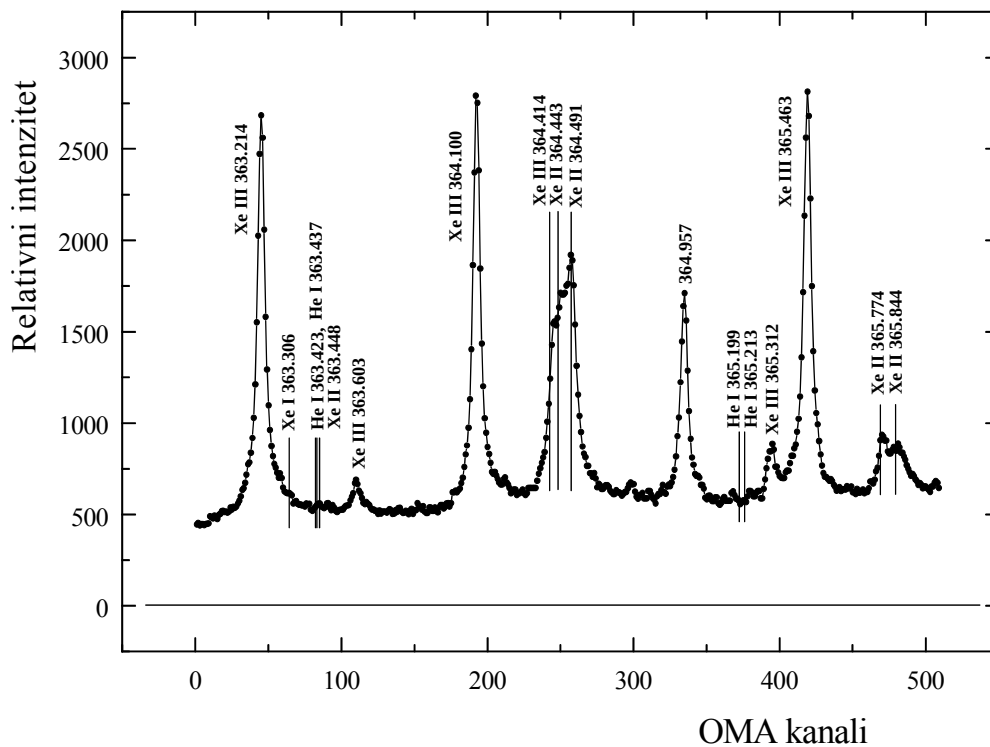
Izmerene vrednosti pokazuju da je poluširina linije 395.473 nm dva puta veća od poluširine linije 327.291 nm. To je očigledno i na slikama 22 i 23, a očigledno je takođe da ne može postojati ovolika razlika u poluširini linija iz istog multipleta. Razlog ovome bi moglo biti preklapanje linije 395.473 nm sa nekom spektralnom linijom nečistoća kao što su linije O I, O II, Si II ili Kr II. Linije ovih atoma ili jona nisu međutim, nađene u



Slika 23. Profil linije Xe II 327.291 nm

drugim delovima spektra. Greške u identifikaciji ovih linija u spektru ne bi trebalo da bude jer se sve ostale identifikovane linije u potpunosti slažu sa tabelarnim podacima. Mogući razlog ovog neslaganja je pogrešna identifikacija multiplleta za jednu od ovih linija. Ponekad postoje greške u identifikaciji pripadnosti linija pojedinim multipletima [124, 125]. Iz navedenog razloga poluširine ovih linija nisu prikazane u tabeli 2.

Za niz bliskih linija iz spektra jonizovanog ksenona nije bilo moguće fitovati profile, a samim tim ni izmeriti poluširine, jer im se profili preklapaju. Primer, za linije Xe III 364.414 nm i Xe II 364.443 nm i 364.491 nm, je prikazan na slici 24.



Slika 24. Primer preklapajućih spektralnih linija.

Rezultati iz ovog rada su upoređeni sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora. Ovo poređenje nije jednostavno jer su merenja vršena pri različitim eksperimentalnim uslovima. Na primer, veliko neslaganje između podataka različitih autora [5, 6, 8-10, 12, 15-17, 19, 20] je prikazano u koloni 9 u tabeli 2. Ovde je uz svaki podatak data i odgovarajuća temperatura. U ovim radovima korišćeni su različiti izvori plazme, kao i različiti metodi za dijagnostiku plazme. Osnovni eksperimentalni podaci za pomenute radove dati su u tabeli 3. Procenjene greške merenja poluširina uzete su iz svakog pojedinačnog rada. Analize ovih podataka mogu se naći u [87, 88, 119, 126].

Tabela 3. Osnovni podaci o eksperimentima drugih autora.

Lit.	Izvor plazme	Plazma dijagnostika Elektronska koncentracija Elektronska temperatura	Posmatrani prelazi	Procenjene greške
5	Klasična udarna cev	Laserska interferometrija i H_{β} Starkova poluširina, $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Sastav plazme 11000 K	6s-6p 5d-6p	$\pm 18-30\%$
6	Klasična udarna cev	H_{β} Starkova poluširina, $(0.6-1.8) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Apsolutni intenzitet linije Ne I 585.2 nm i H_{β} linije, 10200–12400 K	6s-6p 5d-6p	$\pm 15\%$
7	Klasična udarna cev	He-Ne laser interferometrija, $(0.1-1.5) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Sastav plazme i odnos intenziteta nekoliko linija Fe I, 7800–8400 K	6p-6d 6s-6p	$\pm 10-22\%$
8	Zidom stabilisani električni luk	Michelsonov interferometar sa 632.8 nm and 1152.3 nm, $(0.64-1.45) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Sastav plazme, 9370 – 10700 K	6s-6p 5d-6p	10-20%
9	Impulsni luk na niskom pritisku	He-Ne laser interferometar, 632.8 nm, $(0.9-1.4) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Relativni intenzitet linija O II iz nečistoća, 23000–28500 K	6p-6d	$\pm 20\%$
10	Impulsna lampa	Emisija kontinuuma, poluširina H_{α} linije i laserski interferometar na $3.39 \mu\text{m}$, $(4.7-13.4) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Intenziteti optički debelih infracrvenih linija, 12600–15800 K	6s-6p	-----
11	Klasična udarna cev	Michelsonov interferometar na $3.39 \mu\text{m}$, $(0.28-2.2) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Sastav plazme, 8300–16000 K	6s-6p	$\pm 15\%$

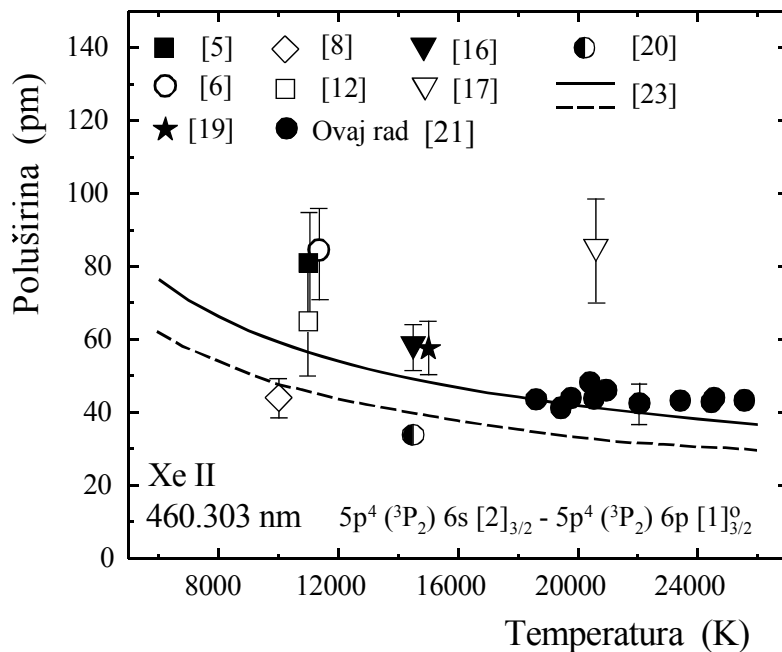
12	Klasična udarna cev	H_{β} Starkova poluširina, $(0.5-2) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Intenzitet linije Ne I 585.2 nm H_{β} linije, 10000-12000 K	6s-6p 5d-6p 6p-6d	$\pm 25\%$
15	Impulsna lampa	Laserska interferometrija na 632.8 nm and $3.39 \mu\text{m}$ $(9-11) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Na osnovu gustine struje i na osnovu inicijalnog pritiska Xe 12500–13000 K	6s-6p	$\pm 8\%$
16	Z pinč	Starkove poluširine tri linije Xe II, 543.8 484.4 i 460.3 nm, $0.265 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Saha jednačina, 14500 K	6s-6p 5d-6p	$\pm 10\%$
17	Z pinč	Starkove poluširine tri linije Xe II, 543.8 484.4 i 460.3 nm, $0.2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Saha jednačina, 20600 K	6s-6p	$\pm 3\%$
19	Impulsni luk	Laserska interferometrija na 632.8 nm i Starkova poluširina He I 501.6 nm, $(0.06-0.99) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ Boltzmann plot linija Xe II, 11100–15300 K	6p-6d 6s-6p 6p-7s 5d-6p	$\pm 15\%$

Poređenje rezultata iz ovog rada w_m , sa teorijskim podacima, w_{th} dobijenim pomoću modifikovane semiempirijske formule [23] dato je u sedmoj koloni tabele 2. Za semiempirijske proračune korišćena je jK -sprega. Slaganje teorijskih podataka i eksperimentalno dobijenih rezultata iz ovog rada je vrlo dobro, pri čemu se w_m/w_{th} kreće u intervalu od 0.85 do 1.18 za sve upoređivane podatke. Postoji samo jedan izuzetak $w_m/w_{th} = 1.53$ za liniju 342.073 nm (multiplet 7). Teorijski proračuni [20] u svim slučajevima daju niže vrednosti od odgovarajućih vrednosti dobijenih modifikovanom semiempirijskom formulom [23].

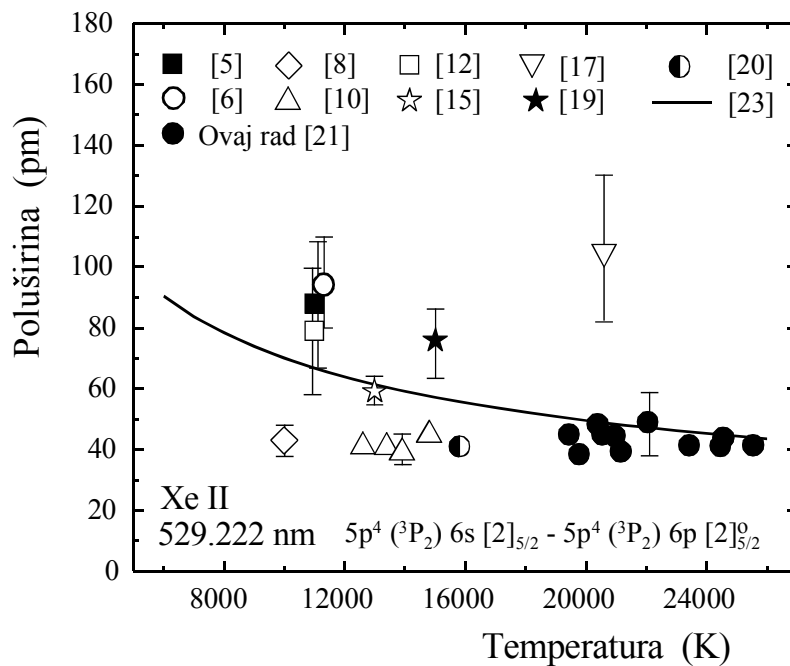
Za poređenje svih rezultata je bolje koristiti grafički prikaz zavisnosti merene poluširine w_m od temperature. Na slikama 25 i 26 su dati primeri za linije 460.303 nm i 529.222 nm. Svi rezultati iz tabele 2 pokazuju slično ponašanje. Na slikama je dato i poređenje sa predviđanjima koje daje teorija. Proračuni na osnovu semiempirijske formule [23] su sprovedeni samo za slučajeve gde su na raspolaganju bili kompletni setovi perturbujućih nivoa. Ukoliko samo jedan perturbujući nivo nedostaje, proračuni daju loše teorijske vrednosti. Ilustracija ovoga data je na slici 25, punom linijom je prikazan rezultat proračuna kada je uzet u obzir kompletan set perturbujućih nivoa, a isprekidana linija prikazuje rezultat sa nekompletnim setom perturbacionih nivoa.

Teorijski proračun na osnovu [23] pokazuje blagu zavisnost Starkovih poluširina od temperature. Vrednosti poluširina su nešto veće za niže temperature. To pokazuju i eksperimentalni rezultati [5, 6, 12, 16, 19] na slici 25 i [5, 6, 12, 15, 19] na slici 26, ali samo kvalitativno. Rezultati [8, 10] leže niže od ove zavisnosti. Jedini eksperiment koji se nalazi u oblasti temperatura dostignutih u ovom radu je eksperiment [17]. Vrednosti Starkovih poluširina u [17] su međutim od 1.33 do 2.15 puta veće od izmerenih poluširina

u ovom radu. Eksperiment [17] je rađen u čistom ksenonu na niskom pritisku. Autori su samo procenili da nema samoapsorpcije, ali nije sprovedena korektna procedura. To ukazuje da je mogući uzrok neslaganja postojanje samoapsorpcije u eksperimentu [17].



Slika 25. Starkova poluširina linije Xe II 460.303 nm u funkciji temperature za elektronsku koncentraciju 10^{23} m^{-3} .

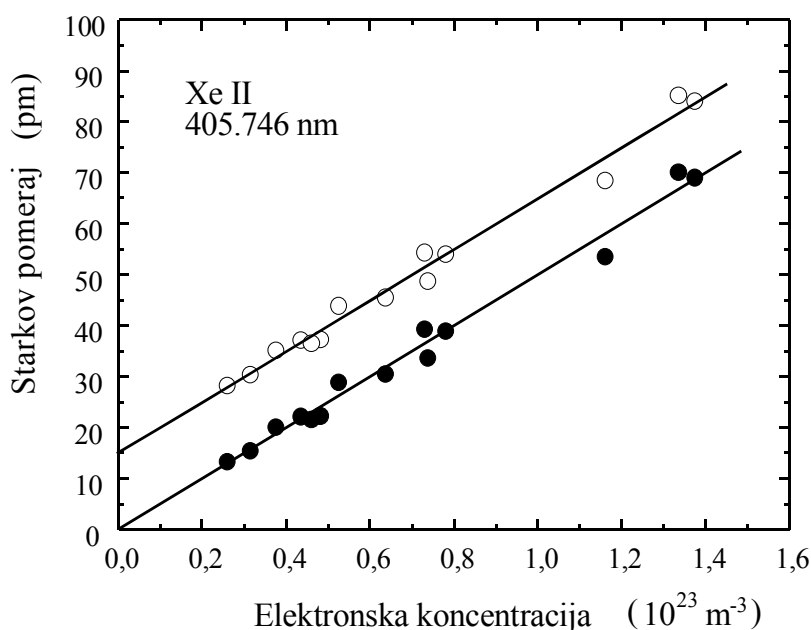


Slika 26. Starkova poluširina linije Xe II 529.222 nm u funkciji temperature za elektronsku koncentraciju 10^{23} m^{-3} .

Radi tačnijeg utvrđivanja temperaturske zavisnosti poluširine neophodno bi bilo uraditi preciznija merenja na nižim temperaturama.

5.2. *Određivanje Starkovih pomeraja linija Xe II*

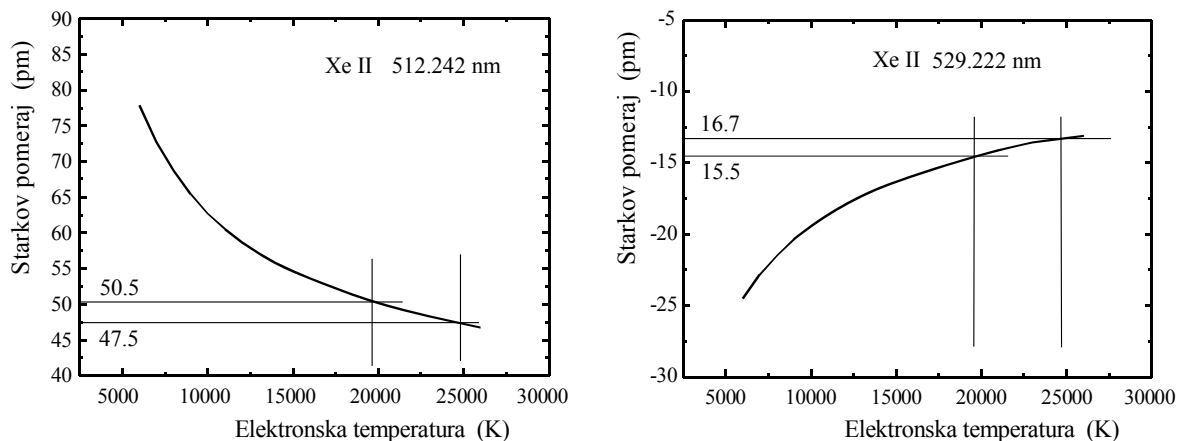
Starkov pomeraj spektralnih linija Xe II određivan je na osnovu merenja relativnog položaja linije za različite vrednosti elektronske koncentracije u toku vremena života plazme. Prilikom fitovanja profila određuje se i položaj linije u odnosu na OMA kanale. Ovim položajima se pridruže talasne dužine očitane sa spektrografa. Zatim se računa razlika položaja linije u odnosu na tabličnu talasnu dužinu. Na taj način se dobije zavisnost položaja od elektronske koncentracije. Ova zavisnost, za liniju Xe II 405.746 nm, prikazana je na slici 27 kružićima. Fit prava koja prolazi kroz kružiće, seče y osu na nekoj vrednosti, na primer na 15. Prilikom određivanja položaja spektralne linije, za različite vrednosti elektronskih koncentracija, čini se sistematska greška jer je talasna dužina na spektrografu uvek pomerena u odnosu na pravu talasnu dužinu. Jasno je da pomeraj mora biti jednak nuli kada je vrednost elektronske koncentracije jednaka nuli. Translatornim pomeranjem grafika, tako da fit prava prolazi kroz koordinatni početak, dobijaju se vrednosti pomeraja izražene u apsolutnim jedinicama. Ovo je na slici 27 prikazano tačkama i pravom koja prolazi kroz koordinatni početak.



Slika 27. Primer određivanja Starkovog pomeraja

Ako se položaj spektralne linije sa povećanjem elektronske koncentracije pomera ka višim vrednostima talasne dužine u odnosu na referentni položaj, pomeraj je tada pozitivan. Ako ovo pomeranje raste ka nižim vrednostima talasne dužine, pomeraj je negativan.

Postoji svakako i zavisnost pomeraja od elektronske temperature ali je ta zavisnost znatno slabija u odnosu na zavisnost od elektronske koncentracije. Ova zavisnost, dobijena na osnovu semiempirijskog proračuna [108], prikazana je na slici 28 na primeru spektralne linije Xe II 512.242 nm za pozitivan pomeraj i na primeru linije Xe II 529.222 nm za negativan pomeraj.



Slika 28. Semiempirijski proračun Starkovog pomeraja [108], za linije Xe II 512.242 nm i Xe II 529.222 nm.

Na slici 28 je označen interval elektronskih temperatura dostignutih u plazmi u ovom eksperimentu, a naznačene su i promene pomeraja u datom temperaturskom intervalu za obe linije. Vrednost Starkovog pomeraja, za liniju Xe II 512.242 nm, u posmatranom temperaturskom intervalu se menja za 6.1%. Za liniju Xe II 529.222 nm ova promena iznosi 7.5%. Slično je i za ostale spektralne linije. Promena Starkovog pomeraja usled promene elektronske temperature je mala i kreće se u okviru eksperimentalne greške. Iz tog razloga ova promena nije uzimana u obzir prilikom razmatranja promene Starkovog pomeraja u odnosu na elektronsku koncentraciju.

Mereri su Starkovi pomeraji za linije Xe II za koje su merene i poluširine. Sve merene vrednosti d_m date su u tabeli 4, a sadržaj tabele je uređen kao i kod tabele 2. U prve četiri kolone dati su broj multipleta, konfiguracija, term pri jK -kuplovanju i talasna dužina analizirane spektralne linije. Rezultati su takođe prema grešci merenja klasifikovani na isti način A (6 – 10%), B (10 – 15%) i C (15 – 20%), s tim što je ovde dodata i klasifikacija D (20 – 40%). Neki podaci su van ove klasifikacije, pa je dat samo broj u odnosu na koji su izmereni pomeraji veći ili manji. To je slučaj za linije iz multipleta 3, 10, 13 i 19. Za neke linije pomeraji nisu izmereni. Greške merenja pomeraja su nešto veće u odnosu na greške merenja poluširina linija. Određivanje položaja linije je osetljivije na statističko rasipanje eksperimentalnih tačaka, te je i greška određivanja pomeraja veća.

Eksperimentalne vrednosti Starkovih pomeraja su upoređene sa proračunima baziranim na modifikovanoj semiempirijskoj formuli [108]. Rezultati merenja drugih autora su dati za odgovarajuće temperature, dok rezultatima iz ovog rada odgovara temperatura 22000 K. Svi podaci su normirani na elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Upoređivanje izmerenih pomeraja sa teorijski izračunatim vrednostima prema modifikovanoj semiempirijskoj formuli [108] pokazuje znatno neslaganje. I u ovom slučaju kao i kod poluširina upoređeni su samo oni teorijski podaci za koje postoji

kompletan set perturbacionih nivoa. Količnik d_m/d_{th} se uglavnom kreće od 0.38 do 0.62. Izuzeci su, linija 259.222 nm iz multipleta 4 ($d_m/d_{th} = 0.76$), linija 488.730 nm iz multipleta 17 ($d_m/d_{th} = 0.10$) i linija 512.242 nm iz multipleta 25 ($d_m/d_{th} = 1.40$). Slično kao kod merenja tako i kod izračunavanja, znatno je teže dobro predvideti pomeraj nego poluširinu linije. Naime, izračunavanje pomeraja je znatno osetljivije na tačnost kojom su određene vrednosti energijskih nivoa kod posmatranog atoma ili jona. Kao primer neslaganja merenih i teorijskih pomeraja pogledati referencu [20] gde je takođe korišćen modifikovani semiempirijski proračun [108]. Osim ovoga treba primetiti da postoji kvalitativno slaganje, red veličine i znak teorijski predviđenog pomeraja je u saglasnosti sa eksperimentom.

Tabela 4. Vrednosti eksperimentalno određenih Starkovih pomeraja d_m za linije Xe II. Svi mereni podaci iz ovog rada su dati za temperaturu $T_e = 22000$ K. Rezultati su klasifikovani kao: A (6 – 10%), B (10 – 15%), C (15 – 20%) i D (20 – 40%). Podaci su upoređeni sa semiempirijskim proračunom [108], d_m/d_{th} . Dato je i poređenje sa rezultatima drugih autora d , koji su dati za njihove vrednosti temperatura. Svi podaci dati za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

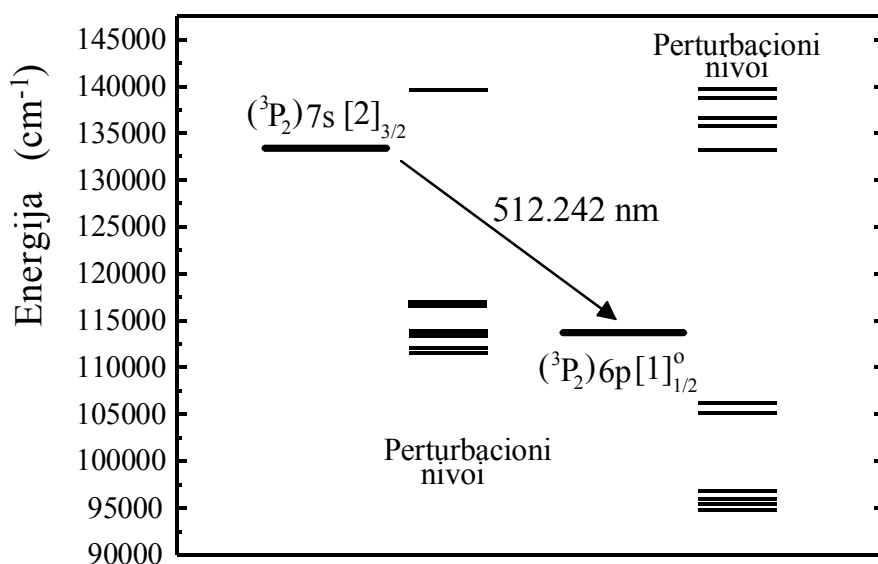
Br.	Konfiguracija	Termovi	Talasna dužina (nm)	d_m (pm)	Kl.	$\frac{d_m}{d_{th}}$	Drugi autori		
							T (K)	d (pm)	Lit.
1	$5s5p^6 - 5p^4(^3P_2)6p$	$^2S_{1/2} - [2]^{\circ}_{3/2}$	477.918	6.67	B				
2		$^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{1/2}$	438.493	7.22	B				
3	$5s5p^6 - 5p^4(^3P_0)6p$	$^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{3/2}$ $^2S_{1/2} - [1]^{\circ}_{1/2}$	325.056 338.413	1.62 < 0.2	D				
4	$5p^4(^3P_2)6s - 5p^4(^3P_2)6p$	$[2]_{5/2} - [2]^{\circ}_{5/2}$ $[2]_{3/2} - [2]^{\circ}_{3/2}$	529.222 597.646	-10.44 -10.87	B B	0.76 0.52	12600 13400 13900 14800 15800 15000 15000	-2.74 -4.08 -4.88 -6.38 -5.09 -7.00 -9.00	10 10 10 10 10 19 19
5		$[2]_{3/2} - [1]^{\circ}_{3/2}$ $[2]_{3/2} - [1]^{\circ}_{1/2}$	460.303 537.239	-5.43 -5.86	C C	0.59 0.42	15000 15000	< 1 < 1	19 19

6	$5p^4 (^3P_2) 6s -$ $5p^4 (^3P_0) 6p$	$[2]_{5/2} -$ $[1]_{3/2}^{\circ}$	350.036	-2.16	D	0.38			
7	$5p^4 (^3P_2) 6s -$ $5p^4 (^3P_1) 6p$	$[2]_{3/2} -$ $[1]_{3/2}^{\circ}$	342.073	----					
8	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_2) 6p$	$[2]_{5/2} -$ $[2]_{5/2}^{\circ}$ $[2]_{3/2} -$ $[2]_{5/2}^{\circ}$ $[2]_{3/2} -$ $[2]_{3/2}^{\circ}$	603.62 627.754 634.396	---- ---- ----			15000	12	19
9		$[2]_{5/2} -$ $[3]_{7/2}^{\circ}$	546.039	7.36	B		15000	11.0	19
10	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_0) 6p$	$[2]_{5/2} -$ $[1]_{3/2}^{\circ}$	381.105	> -1					
11	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_2) 6p$	$[3]_{7/2} -$ $[2]_{5/2}^{\circ}$	605.115	----			15000	8.0	19
12		$[3]_{7/2} -$ $[3]_{7/2}^{\circ}$ $[3]_{7/2} -$ $[3]_{5/2}^{\circ}$	547.261 553.107	8.14 3.88	B D		15000	9.0	19
13	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_1) 6p$	$[3]_{7/2} -$ $[2]_{5/2}^{\circ}$	361.237	< 0.4					
14	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_2) 6p$	$[1]_{1/2} -$ $[1]_{1/2}^{\circ}$	594.553	4.78	C				
15	$5p^4 (^3P_2) 5d -$ $5p^4 (^3P_1) 6p$	$[1]_{3/2} -$ $[1]_{3/2}^{\circ}$	526.831	3.24	C				
16	$5p^4 (^3P_0) 6s -$ $5p^4 (^3P_2) 6p$	$[0]_{1/2} -$ $[1]_{3/2}^{\circ}$	639.799	----					
17		$[1]_{3/2} -$ $[2]_{3/2}^{\circ}$ $[1]_{3/2} -$ $[2]_{5/2}^{\circ}$	488.730 492.148	-1.13 -4.74	D C	0.10 0.38	15000 15000	< 1 -4.00	19 19
18		$[1]_{1/2} -$ $[1]_{1/2}^{\circ}$	565.938	-7.60	C	0.43			

19	$5p^4 (^3P_1) 6s - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[1]_{3/2}^\circ - [1]_{3/2}^\circ$ $[1]_{1/2}^\circ - [1]_{1/2}^\circ$	372.080 386.963	-4.38 > -1	C	0.62			
20		$[2]_{3/2}^\circ - [2]_{3/2}^\circ$ $[2]_{5/2}^\circ - [2]_{5/2}^\circ$	418.010 423.825	46.91 42.11	A A				
21		$[2]_{5/2}^\circ - [4]_{7/2}^\circ$	405.746	46.96	B				
22		$[3]_{5/2}^\circ - [3]_{5/2}^\circ$ $[3]_{5/2}^\circ - [3]_{7/2}^\circ$	390.791 454.523	62.53 53.27	B B				
23		$[3]_{7/2}^\circ - [2]_{5/2}^\circ$	457.706	53.31	B				
24		$[3]_{5/2}^\circ - [4]_{7/2}^\circ$ $[3]_{7/2}^\circ - [4]_{9/2}^\circ$	433.052 446.219	45.22 ----	C		15000	68	19
25	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 7s$	$[1]_{1/2}^\circ - [2]_{3/2}^\circ$	512.242	68.82	B	1.40			
26	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{1/2}^\circ - [1]_{1/2}^\circ$	436.920	44.80	A				
27	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{1/2}^\circ - [0]_{1/2}^\circ$	399.033	46.06	B				
28	$5p^4 (^3P_0) 6p - 5p^4 (^3P_0) 6d$	$[1]_{3/2}^\circ - [2]_{5/2}^\circ$	439.320	35.89	C				
29	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 6d$	$[0]_{1/2}^\circ - [1]_{1/2}^\circ$	415.804	57.22	A				
30	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 7s$	$[2]_{5/2}^\circ - [1]_{3/2}^\circ$	518.804	74.99	A				

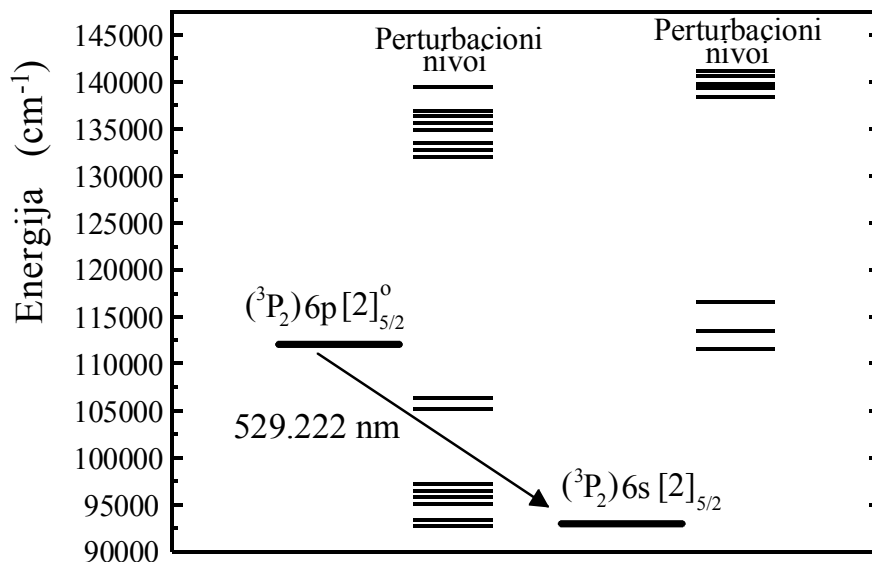
31	$5p^4 (^3P_1) 6p - 5p^4 (^3P_1) 6d$	$[2]_{3/2}^{\circ} - [3]_{5/2}$	422.300	54.65	A				
32		$[1]_{1/2}^{\circ} - [1]_{3/2}$	425.157	60.81	B				
33		$[1]_{3/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	454.089	51.34	B				
34	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^1D_2) 4f$	$[2]_{3/2} - [3]_{5/2}^{\circ}$	336.672	-6.94	C				
35	$5p^4 (^1D_2) 6p - 5p^4 (^1D_2) 7s$	$[3]_{7/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	509.193	88.37	B				
36	$5p^4 (^1D_2) 6p - 5p^4 (^1D_2) 6d$	$[3]_{7/2}^{\circ} - [4]_{9/2}$	439.577	55.57	C				
37		$[3]_{5/2}^{\circ} - [2]_{5/2}$	397.258	59.91	A				

Već je ranije napomenuto, a i iz tabele 4 se vidi da neke linije imaju pozitivan, a neke negativan pomeraj. Na slikama 29 i 30 dati su primeri energijskih nivoa prelaza i njihovih perturbacionih nivoa za linije Xe II 512.242 nm i 529.222 nm. Kao što se može primetiti sa slike 29, za liniju 512.242 nm, perturbacioni nivoi deluju tako da se energijski



Slika 29. Energijski nivoi prelaza i odgovarajući perturbacioni nivoi za liniju Xe II 512.242 nm.

razmak između gornjeg (3P_2) $7s [2]_{3/2}$ i donjeg nivoa prelaza (3P_2) $6p [1]_{3/2}^0$ smanjuje. To znači da se talasna dužina emitovanih fotona povećava i linija se pomera ka većim talasnim dužinama tj. pojavljuje se pozitivan pomeraj (68.82 pm, multiplet 25, tabela 4). Sa slike 30, za liniju 529.222 nm, se vidi da perturbacioni nivoi deluju tako da se energijski razmak između gornjeg (3P_2) $6p [2]_{5/2}^0$ i donjeg nivoa prelaza (3P_2) $6s [2]_{5/2}$ povećava. Znači pomeraj će biti negativan (-10.44 pm, multiplet 4, tabela 4).

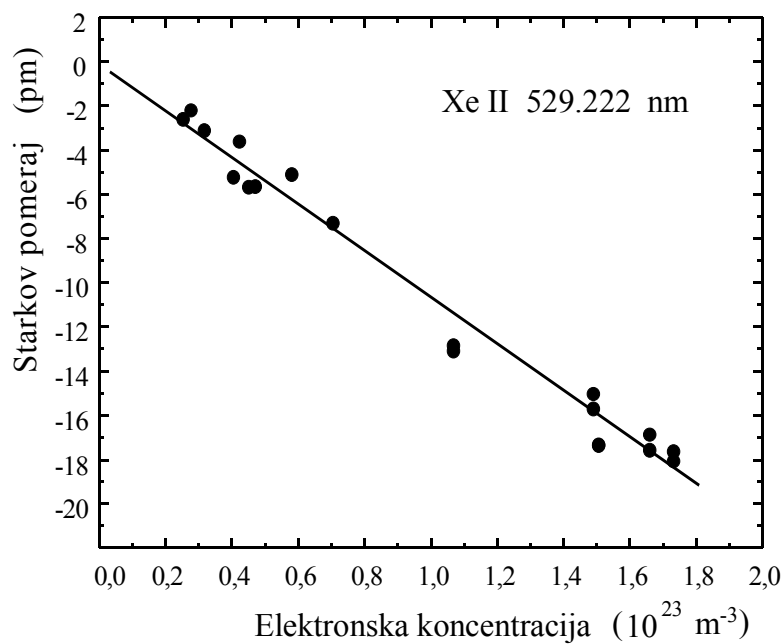


Slika 30. Energijski nivoi prelaza i odgovarajući perturbacioni nivoi za liniju Xe II 529.222 nm.

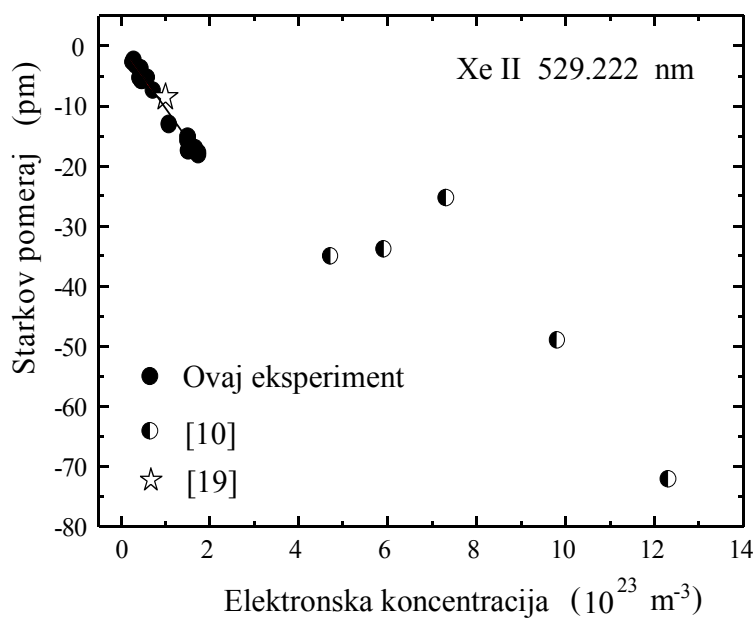
Zavisnost izmerenih vrednosti Starkovog pomeraja od elektronske koncentracije za liniju Xe II 529.222 nm prikazana je na slici 31. Sa slike se uočava jasna linearna zavisnost. Starkovi pomeraji za ovu liniju upoređeni su sa drugim eksperimentalnim podacima [10, 19] u tabeli 4, za vrednost elektronske koncentracije 10^{23} m^{-3} .

Na slici 32 dat je grafički prikaz upoređivanja izmerenih Starkovih pomeraja sa rezultatima iz [10, 19] za različite elektronske koncentracije. Slaganje sa rezultatom [19] je unutar greške merenja. Rezultati [10] pokazuju, međutim, samo relativno dobru zavisnost od elektronske koncentracije. Kako su vrednosti pomeraja u radovima [10, 19] date za elektronske temperature koje se prilično razlikuju od temperatura u ovom eksperimentu (videti tabelu 4) one su korigovane na temperatursku zavisnost kao $1/\sqrt{T}$ [108]. Položaj tačaka [10] na grafiku (slika 32) ukazuje na probleme prilikom merenja pomeraja. Iz rada se vidi da profili linije 529.222 nm nisu bili baš najbolje definisani. Kada se međutim, uzme u obzir da su merene vrlo male vrednosti pomeraja može se smatrati da je slaganje dobro.

Upoređivanje eksperimentalnih vrednosti Starkovih pomeraja [ovaj rad, 10, 19] i teorijski izračunatih vrednosti na osnovu modifikovane semiempirijske formule [108], u zavisnosti od elektronske temperature, za liniju Xe II 529.222 nm, dato je na slici 33. U ovom slučaju sve vrednosti su preračunate za elektronsku koncentraciju 10^{23} m^{-3} .

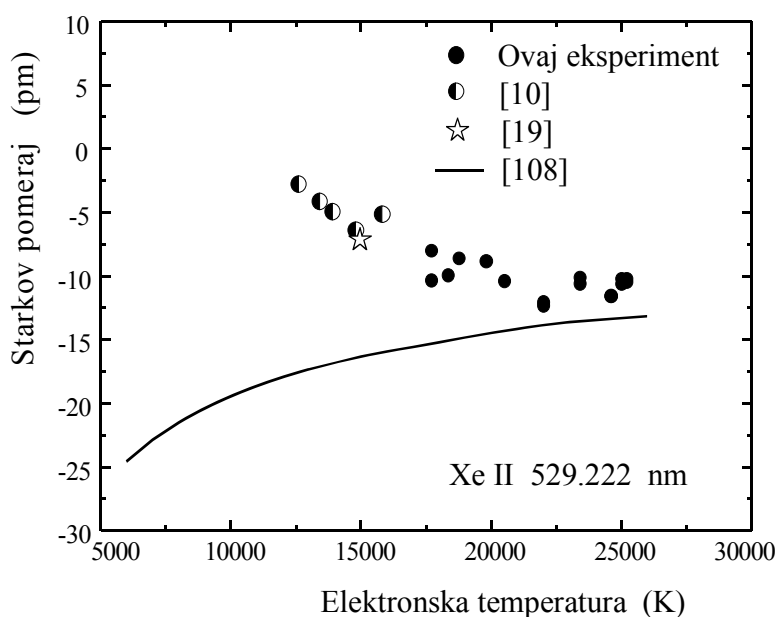


Slika 31. Zavisnost izmerenih vrednosti Starkovog pomeraja od elektronske koncentracije za liniju Xe II 529.222 nm.



Slika 32. Upoređivajne izmerenih Starkovih pomeraja sa rezultatima iz [10, 19] za različite elektronske koncentracije za liniju Xe II 529.222 nm.

Sve brojne vrednosti pomeraja, eksperimentalne i teorijske pokazuju da je pomeraj za liniju Xe II 529.222 nm, negativan. Temperaturna zavisnost eksperimentalnih vrednosti pomeraja i teorijski predviđenih [108] prilično se razlikuje. Eksperimentalne vrednosti pokazuju porast negativnog pomeraja sa porastom temperature, dok teorijski proračun pokazuje smanjenje negativnog pomeraja za liniju Xe II 529.222 nm. Opšte neslaganje sa semiempirijskim proračunom [108] je već komentarisano ranije. Slična analiza nije mogla biti sprovedena za ostale spektralne linije za koje je meren pomeraj jer u literaturi nema ili ima vrlo malo eksperimentalnih podataka za poređenje, a temperaturski interval u ovom eksperimentu je relativno uzan.



Slika 33. Upoređivajne izmerenih Starkovih pomeraja sa eksperimentalnim rezultatima iz [10, 19] i teorijskim rezultatima iz [108] za različite elektronske temperature za liniju Xe II 529.222 nm.

Treba napomenuti da postoje dva rada [127, 128] u kojima autori daju merene i računate vrednosti Starkovih pomeraja za niz spektralnih linija jonizovanog ksenona, ali na žalost ne daju vrednosti elektronske koncentracije i temperature, za koje date vrednosti pomeraja važe, te nisu mogle biti uzete u razmatranje.

Kao i za poluširine, tako se i za Starkove pomeraje može razmotriti regularnost unutar multiplleta, ali samo u 7 slučajeva i to ne u svih 7 u potpunosti. Prema [129] Starkovi pomeraji unutar multiplleta treba da se nađu unutar $\pm 10\%$. U slučaju relativno većih vrednosti pomeraja i relativno manje greške merenja dobijeni rezultati su u saglasnosti sa [129]. Kod multiplleta 4 izmereni pomeraji se razlikuju za 4%, kod multiplleta 5 za 7.7%, kod multiplleta 22 za 16%. Kod ostalih multiplleta 3, 12, 17 i 19, gde bi se moglo vršiti poređenje, uvek je jedan rezultat okarakterisan velikom greškom (D) ili je van klasifikacije te ovi rezultati nisu pogodni za neke opšte zaključke. Bez obzira na veliku grešku merenja neki od ovih rezultata su ipak uvršteni u tabelu 4 jer se ovde pojavljuju prvi put.

Izmeren je Starkov pomeraj za 41 spektralnu liniju. Za 32 linije do sada nije bilo podataka u literaturi.

5.3. Određivanje Starkovih parametara za linije malog intenziteta

Spektralne linije Xe II malog intenziteta su posebno razmatrane. U ovom poglavlju su prikazani rezultati merenja za 25 Starkovih poluširina i 5 pomeraja. Rezultati za 19 poluširina i 4 pomeraja su po prvi put dati u ovom radu.

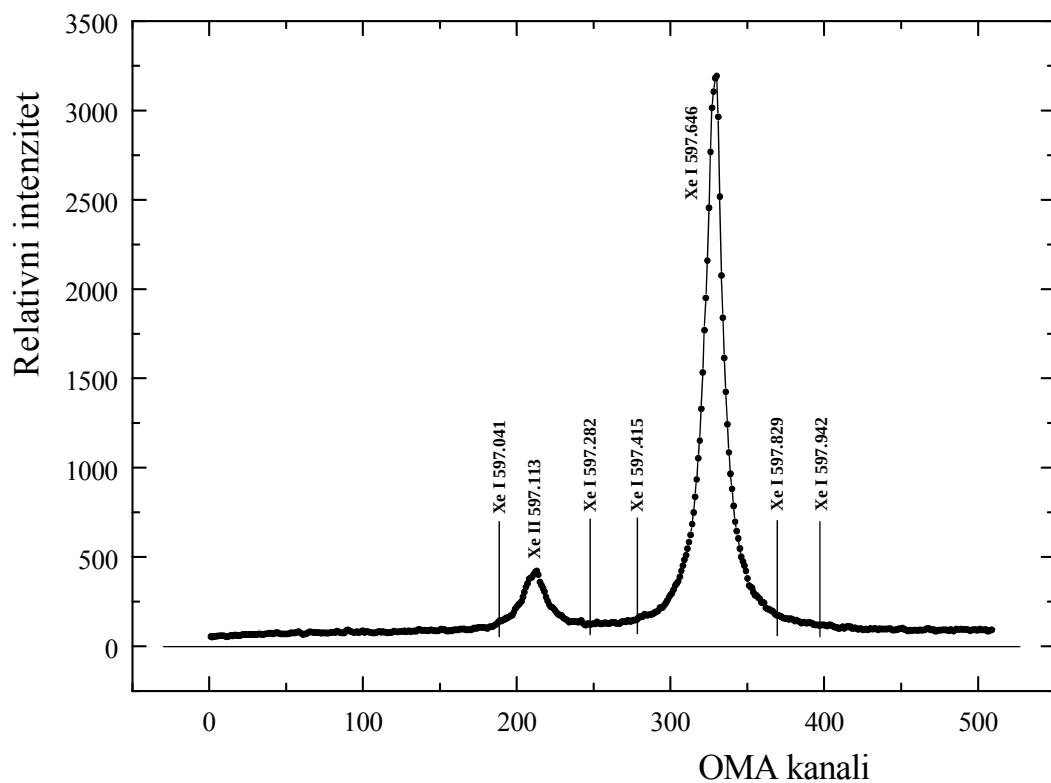
Rezultati merenih Starkovih poluširina su organizovani u dve grupe. U prvoj grupi dati su rezultati za spektralne linije u vidljivoj oblasti (410 – 650 nm). Ovi rezultati prikazani su u tabeli 5 za 15 spektralnih linija. Tabela 5 je organizovana na isti način kao i tabela 2 ili tabela 4.

Tabela 5. Vrednosti eksperimentalno određenih Starkovih poluširina w_m za linije Xe II malog intenziteta. Svi mereni podaci iz ovog rada su dati za temperaturu $T_e = 22000$ K. Rezultati su klasifikovani kao: C (15 – 20%), D (20 – 40%) i E (> 40%). Podaci su upoređeni sa semiempirijskim proračunom [23], w_m/w_{th} . Dato je i poređenje sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora w , koji su dati za njihove vrednosti temperatura. Svi podaci su dati za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Br.	Konfiguracija	Termovi	Talasna dužina (nm)	w_m (pm)	Kl.	$\frac{w_m}{w_{th}}$	Drugi autori		
							T (K)	w (pm)	Lit.
1	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_2) 6p$	$[2]_{5/2} - [1]_{3/2}^o$	497.456	43.29	E				
2	$5p^4 (^3P_1) 5d - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[1]_{3/2} - [1]_{3/2}^o$	651.283	98.41	C				
3	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[0]_{1/2} - [1]_{1/2}^o$	536.807	57.21	D		14500 10000	47.9 102.7	16 19
4	$5p^4 (^3P_0) 5d - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[2]_{5/2} - [3]_{7/2}^o$	453.249	37.27	E		11000	55.0	12
5	$5p^4 (^3P_0) 5d - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[2]_{5/2} - [2]_{5/2}^o$	413.101	30.90	C				
6	$5p^4 (^1D_2) 6s - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[2]_{3/2} - [1]_{1/2}^o$	504.492	67.51	C	1.39	14500 20600	63.4 64.0	16 17
		$[2]_{3/2} - [1]_{3/2}^o$	597.113	65.60	C	1.44			
7	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{3/2}^o - [1]_{3/2}$	437.378	193.93	C				
8	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^3P_2) 4f$	$[3]_{5/2} - [4]_{7/2}^o$	477.319	121.81	E				

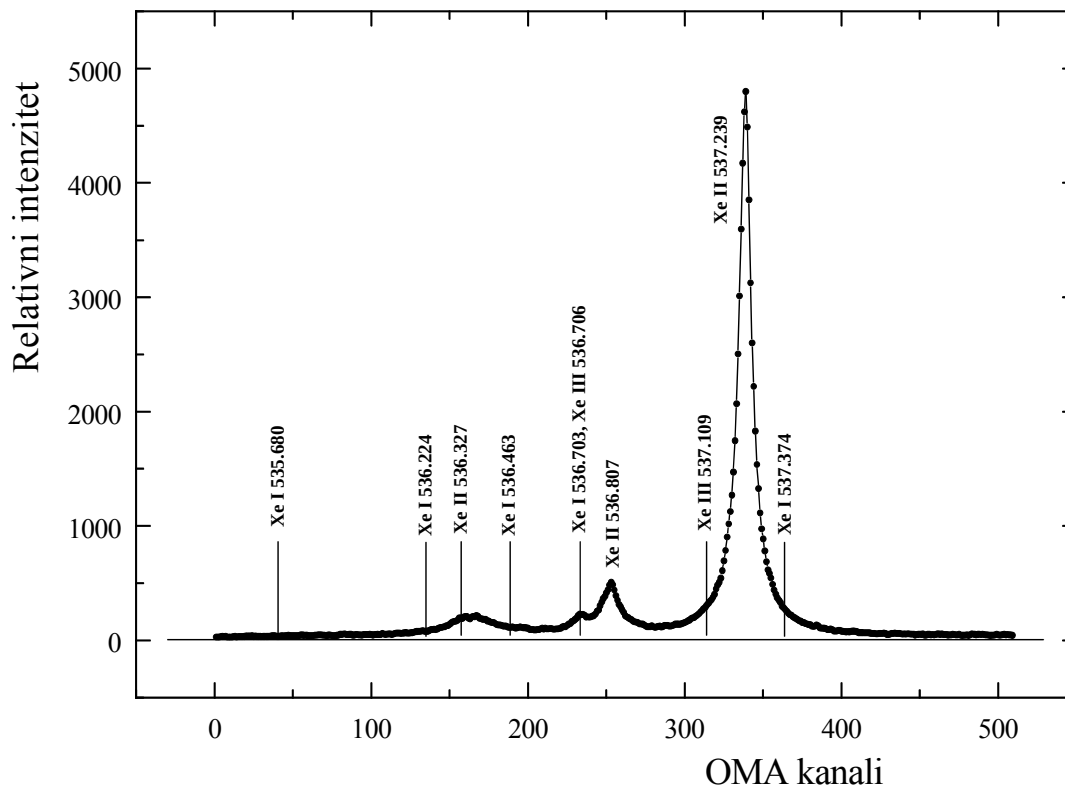
9	$5p^4 (^3P_0) 6p -$ $5p^4 (^3P_1) 6d$	$[1]_{3/2}^{\circ} -$ $[2]_{3/2}$	411.214	135.82	D				
10	$5p^4 (^3P_1) 6p -$ $5p^4 (^3P_1) 7s$	$[0]_{1/2}^{\circ} -$ $[1]_{3/2}$	471.518	185.31	D				
11	$5p^4 (^3P_1) 6p -$ $5p^4 (^3P_1) 6d$	$[2]_{5/2}^{\circ} -$ $[3]_{7/2}$	444.813	146.23	C		11000	132.0	12
12	$5p^4 (^3P_1) 6p -$ $5p^4 (^3P_1) 6d$	$[2]_{3/2}^{\circ} -$ $[2]_{3/2}$	440.688	136.41	D		23000	147.8	9
13	$5p^4 (^3P_1) 6p -$ $5p^4 (^3P_1) 7s$	$[1]_{1/2}^{\circ} -$ $[1]_{1/2}$	544.545	122.75	C				
14	$5p^4 (^1D_2) 6p -$ $5p^4 (^1D_2) 7s$	$[1]_{3/2}^{\circ} -$ $[2]_{5/2}$	499.117	214.13	D		10000	256.0	19

Procenjene greške za merene poluširine su u ovom slučaju klasifikovane kao C (15 – 25%), D (20 – 40%) i E (>40%). Velike greške su posledica malog intenziteta linija. Rasipanje eksperimentalnih tačaka usled šuma mnogo više utiče na eksperimentalni profil linije malog intenziteta. Na slici 34 je prikazan primer linije Xe II 597.113 nm



Slika 34. Primer izolovane linije malog intenziteta (Xe II 597.113 nm).

malog intenziteta gde se vidi da profil linije nije dobro definisan. Ovde se pominje pojam linije malog intenziteta. Mali intenzitet nije precizno definisan, ali je intenzitet linije Xe II 597.113 nm sa slike 34 čiji je relativni intenzitet oko 300 relativnih jedinica svakako mali u poređenju sa intenzitetom susedne linije Xe II 597.646 ili u poređenju sa intenzitetima linija sa slika 13 i 14. U nekim slučajevima dodatnu grešku unosi preklapanje sa susednim linijama. Primer je dat na slici 35.



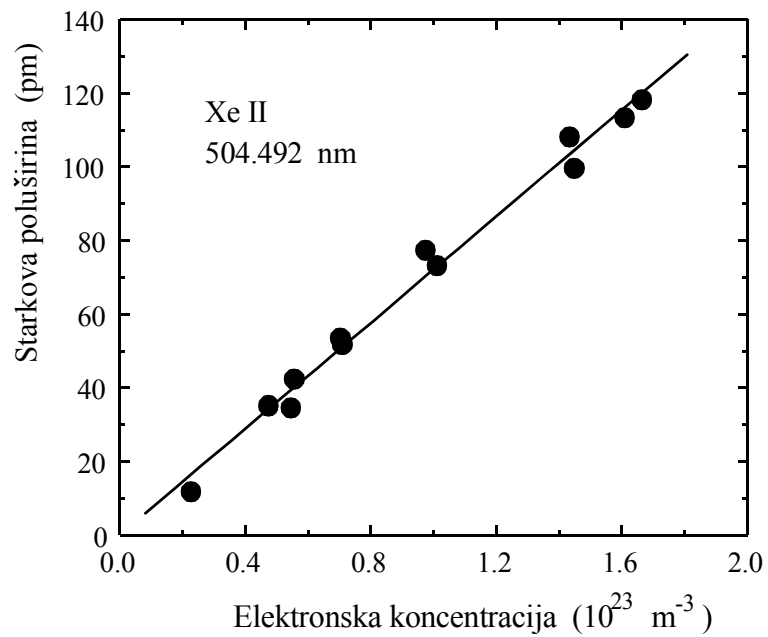
Slika 35. Primer linije malog intenziteta (Xe II 536.807 nm) koja se preklapa sa susednom.

Semiempirijski proračuni [23] su sprovedeni za dve linije iz multipleta (1D_2) 6s [2] – (1D_2) 6p [1]^o obzirom da samo za ove dve linije postoji kompletan set perturbujućih nivoa. Pri ovim semiempirijskim proračunima korišćena je šema jK sprege. Odnos između merenih i računatih poluširina je $w_m/w_{calc} \approx 1.4$

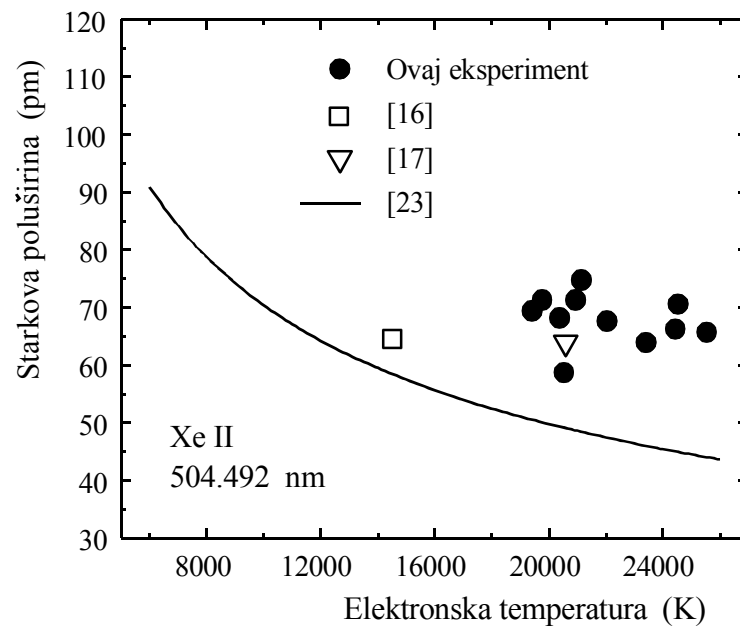
Zavisnost Starkove poluširine linije Xe II 504.492 nm od elektronske koncentracije data je kao primer na slici 36. Očigledno je da tu postoji jasna linearna zavisnost.

Rezultati drugih autora za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ dati su u tabeli 5 zajedno sa odgovarajućim vrednostima temperature. Primer poređenja eksperimentalnih podataka, računatih podataka i rezultata drugih autora dati su na slici 37.

Poređenje ovih i eksperimentalnih podataka drugih autora dato u tabeli 5 pokazuje približno dobro slaganje. Dve poluširine u multipletu 6 se razlikuju za 3%, što je u saglasnosti sa [123]. U svakom slučaju, obzirom na mali broj postojećih eksperimentalnih podataka teško je izvesti neke opšte zaključke. Ista situacija je i u slučaju poređenja eksperimentalnih i teorijskih podataka, kao i u slučaju temperaturne zavisnosti poluširine.



Slika 36. Primer zavisnosti Starkove poluširine od elektronske koncentracije za liniju malog intenziteta



Slika 37. Upoređivanje Starkove poluširine linije Xe II 504.492 nm za različite elektronske temperature.

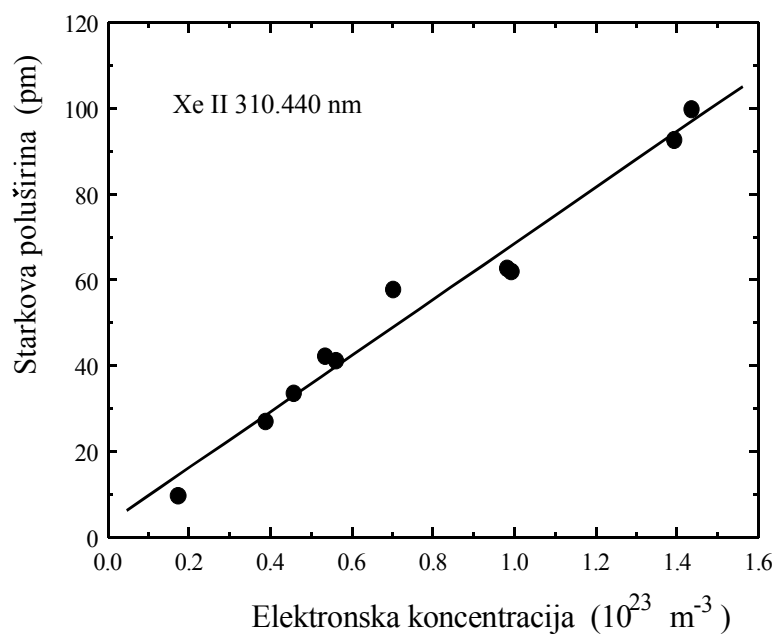
Druga grupa rezultata su Starkove poluširine linija Xe II iz ultraljubičastog dela spektra i oni su dati u tabeli 6. Tabela je organizovana na isti način kao i prethodne. Za ove linije ne postoje drugi eksperimentalni podaci u literaturi.

Semiempirijski proračuni [23] su sprovedeni za dve linije iz multiplleta (3P_2) 6s [2] – (3P_1) 6p [2]^o obzirom da kompletan set perturbujućih nivoa postoji samo za ove dve linije. Za ove semiempirijske proračune korišćena je šema jK sprege kao i u prethodnom slučaju. Odnos između merenih i računatih poluširina je $w_m/w_{calc} \approx 1.2$ za liniju 332.746 nm i 1.3 za liniju 356.430 nm.

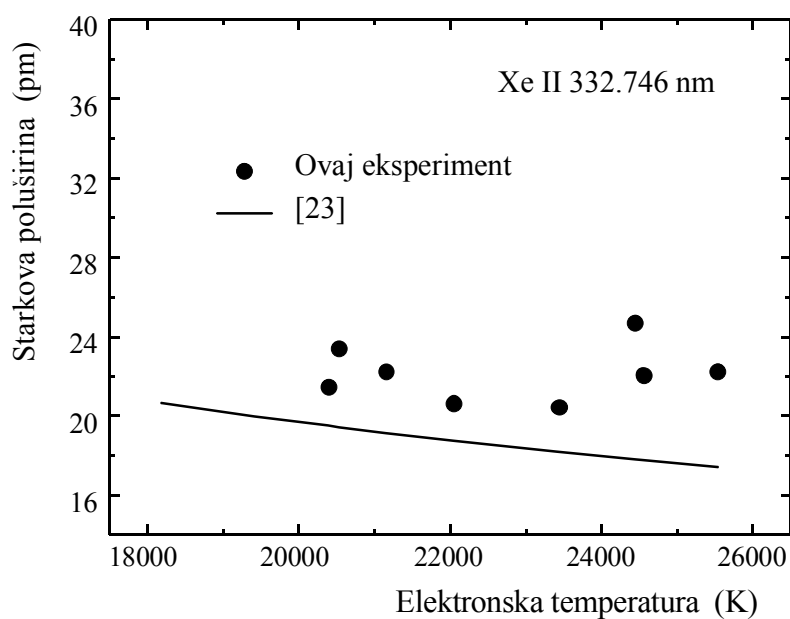
Tabela 6. Vrednosti eksperimentalno određenih Starkovih poluširina w_m za UV linije Xe II malog intenziteta. Svi mereni podaci iz ovog rada su dati za temperaturu $T_e = 22000$ K. Rezultati su klasifikovani kao: C (15 – 20%), D (20 – 40%) i E (> 40%). Podaci su upoređeni sa semiempirijskim proračunom [23], w_m/w_{th} . Svi podaci su dati za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} m^{-3}$.

Br.	Konfiguracija	Termovi	Talasna dužina (nm)	w_m (pm)	Kl.	$\frac{w_m}{w_{th}}$	Drugi autori		
							T (K)	w (pm)	Lit.
1	$5p^4 (^3P_2) 6s - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[2]_{5/2} - [2]_{5/2}^o$	332.746	22.08	C	1.18			
		$[2]_{3/2} - [2]_{5/2}^o$	356.430	28.13	D	1.32			
2	$5p^4 (^3P_2) 5d - 5p^4 (^1D_2) 6p$	$[0]_{1/2} - [2]_{3/2}^o$	384.858	23.68	D				
3	$5p^4 (^3P_0) 5d - 5p^4 (^3P_2) 4f$	$[2]_{5/2} - [2]_{3/2}^o$	310.440	59.71	D				
		$[2]_{3/2} - [2]_{3/2}^o$	311.274	56.50	C				
4	$5p^4 (^3P_1) 5d - 5p^4 (^3P_2) 4f$	$[2]_{3/2} - [1]_{3/2}^o$	346.126	85.49	C				
5	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 6d$	$[1]_{1/2}^o - [1]_{3/2}$	384.897	164.69	C				
6	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^3D_2) 4f$	$[1]_{1/2} - [2]_{3/2}^o$	310.151	67.84	D				
7	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^3P_1) 4f$	$[2]_{5/2} - [4]_{7/2}^o$	400.235	168.13	E				
8	$5p^4 (^1D_2) 5d - 5p^4 (^3P_1) 4f$	$[2]_{3/2} - [3]_{5/2}^o$	393.892	150.75	C				

Zavisnost Starkove poluširine linije Xe II 310.440 nm od elektronske koncentracije data je kao primer na slici 38. Ponovo je dobijena linearna zavisnost, ali se primećuje veće rasipanje eksperimentalnih tačaka. Primer poređenja eksperimentalnih i teorijskih podataka računatih na osnovu [23] za liniju 332.746 nm dat je na slici 39.



Slika 38. Primer zavisnosti Starkove poluširine od elektronske koncentracije za UV liniju malog intenziteta



Slika 39. Starkova poluširina linije Xe II 332.746 nm kao funkcija elektronske temperature.

Kod linija malog intenziteta iz ultraljubičastog dela spektra kao što se vidi iz tabele 6, postoje samo dva multipleta 1 i 3 gde se vrednosti poluširina unutar multipleta mogu uporediti. Poluširine linija u multipletu 1 se razlikuju za 24%, a u multipletu 3 za 5.5%. Razlika od 24% je malo velika jer teorijski proračun daje razliku od 12%. Ako se u obzir uzme greška merenja i male poluširine koje se mere, može se reći da su i ovi rezultati u skladu sa regularnostima unutar multipleta koje su ustanovljene u [123].

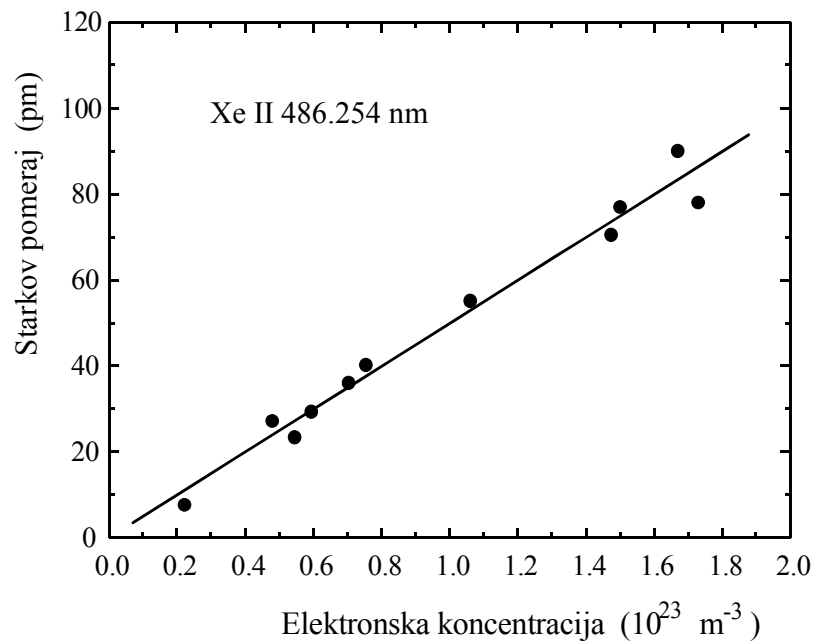
Merene vrednosti Starkovih pomeraja za linije malog intenziteta su date u tabeli 7. Tabela 7 je takođe organizovana na isti način kao i prethodne. Procenjene greške merenja pomeraja su klasifikovane kao C (15 – 20%).

Tabela 7. Vrednosti eksperimentalno određenih Starkovih pomeraja d_m za linije Xe II malog intenziteta. Svi mereni podaci iz ovog rada su dati za temperaturu $T_e = 22000$ K. Rezultati su klasifikovani kao: C (15 – 20%). Podaci su upoređeni sa semiempirijskim proračunom [108], d_m/d_{th} . Dato je i poređenje sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora d , koji su dati za njihove vrednosti temperatura. Svi podaci su dati za elektronsku koncentraciju $N_e = 10^{23} m^{-3}$.

Br.	Konfiguracija	Termovi	Talasna dužina (nm)	d_m (pm)	kl.	$\frac{d_m}{d_{th}}$	Drugi autori		
							T (K)	d (pm)	Lit.
1	$5p^4 (^3P_0) 6s - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[0]_{1/2} - [1]_{1/2}^\circ$	426.984	-5.42	C	0.64			
2	$5p^4 (^3P_2) 6s - 5p^4 (^3P_1) 6p$	$[2]_{5/2} - [2]_{5/2}^\circ$	332.746	-3.20	C	0.62			
		$[2]_{3/2} - [2]_{5/2}^\circ$	356.430	-3.95	C	0.57			
3	$5p^4 (^3P_2) 6p - 5p^4 (^3P_2) 7s$	$[2]_{3/2}^\circ - [2]_{5/2}$	482.335	57.52	C	1.49			
		$[2]_{5/2}^\circ - [2]_{5/2}$	486.245	55.15	C	1.40	15000	57.0	19

Za semiempirijske proračune na osnovu [108] korišćena je šema jK sprege. Odnos između merenih i računatih vrednosti pomeraja za prelaz $6s - 6p$ je $d_m/d_{calc} \approx 0.6$, dok je za prelaz $6p - 7s$ $d_m/d_{calc} \approx 1.4$. Semiempirijski proračun dobro predviđa znak pomeraja, a i slaganje eksperimentalnih i računskih vrednosti je dosta dobar s obzirom da je merenje rađeno za linije malog intenziteta. Od drugih autora nađen je samo jedan eksperimentalni rezultat i to za liniju Xe II 486.245 nm. Slaganje eksperimentalnog rezultata [19] i rezultata iz ovog rada je vrlo dobro.

Zavisnost Starkovog pomeraja za liniju Xe II 486.245 nm od elektronske koncentracije data je na slici 40. Linearna zavisnost ukazuje na konzistentnost rezultata i dobar kvalitet merenja bez obzira na mali intenzitet linija.



Slika 40. Primer zavisnosti Starkovog pomeraja od elektronske koncentracije za liniju malog intenziteta

Saglasnost sa regularnostima unutar multipleta [129] je i u ovom slučaju relativno dobro. U multipletu 2 u tabeli 7 eksperimentalno dobijene vrednosti pomeraja se razlikuju za 22%. Razlika pomeraja unutar multipleta 3 je 4%, što je vrlo dobro. Razlika od 22% je nešto veća nego što treba očekivati, ali ako se uzme u obzir da su merene vrednosti pomeraja izuzetno male, oko 3 pm, ovakav rezultat se može okarakterisati kao zadovoljavajući.

Zaključak

Ovaj rad je imao za temu eksperimentalno određivanje Starkovih parametara spektralnih linija Xe II u plazmi impulsnog luka niskog pritiska.

Radni gas je bio helijum uz dodatak oko 5% ksenona. Emisija plazme trajala je oko 300 μ s. Optički signal je sniman pomoću optičkog multikanalnog analizatora. Spektar jonizovanog ksenona je sniman u širokom intervalu talasnih dužina od 310 nm do 650 nm. Radi veće preciznosti pri određivanju parametara širenja spektralnih linija vođeno je računa o pojedinim eksperimentalnim detaljima koji se odnose na izvor plazme i ceo merni sistem kao i na snimanje profila spektralnih linija.

Posebna pažnja je posvećena dijagnostici plazme i obradi eksperimentalnih podataka. Elektronska koncentracija je određivana interferometrijskim metodom, ali je urađena i provera spektroskopskim metodom. Za interferometriju je korišćen Twyman-Greenov interferometar sa dva lasera, He-Ne 632.8 nm i argonski 543.0 nm. Na ovaj način se poboljšava tačnost merenja jer se izdvaja samo uticaj elektrona na indeks prelamanja plazme, a eliminiše uticaj drugih čestica. Interferometrijski dobijeni rezultati su upoređeni sa rezultatima dobijenim na osnovu poluširine i pomeraja linije He I 388.865 nm. Saglasnost rezultata je bila dobra, u okviru greške za ovaj metod, $\pm 15\%$. Za elektronsku koncentraciju su u daljem radu korišćene vradnosti dobijene interferometrijskim metodom, a kretale su se u intervalu od $0.2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ do $1.6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Greška određivanja elektronske koncentracije je procenjena na oko 10%.

Elektronska temperatura je određena na osnovu relativnog intenziteta 24 spektralne linije Xe II pomoću tzv. Boltzmann plota i kretala se u intervalu od 18300 K do 25500 K. Kako su korišćene linije iz različitih delova spektra, urađena je i kalibracija mernog optičkog sistema na spektralnu osetljivost. Greška određivanja elektronske temperature je procenjena na ispod 15 %.

Osim dobrih eksperimentalnih uslova i dobro urađene dijagnostike plazme od velike važnosti je i pravilan postupak pri obradi eksperimentalnih profila spektralnih linija. Prvo je urađena analiza kompletnog snimljenog spektra. U spektru su se nalazile uglavnom spektralne linije Xe II i Xe III i poneka linija neutralnog helijuma. Tema ovog rada su bile linije Xe II, a linije Xe III su ostavljene za kasniju obradu.

Prilikom snimanja profila spektralnih linija, za svaku liniju je proveravana mogućnost pojave samoapsorpcije. Naime pre početka merenja su ispitivani uslovi pri kojima spektralne linije neće biti samoapsorbovane ili će samoapsorpcija biti zanemarljiva. U izvesnom procentu je bilo samoapsorpcije samo kod najintenzivnijih linija i to kod nekih linija koje su korišćene za određivanje elektronske temperature. U tim slučajevima je izvršena korekcija.

Da bi se odredila poluširina i položaj linije, korišćen je za ovu namenu posebno napisan kompjuterski program, koji u sebi sadrži numeričku proceduru fitovanja eksperimentalnih profila. Na dobijene fit podatke za poluširine linija primenjena je zatim odgovarajuća procedura dekonvolucije [121] tj. procedura razdvajanja različitih uticaja na širinu linije. Van der Waalsovo i rezonantno širenje su, za uslove koji su vladali u plazmi u ovom eksperimentu, bili zanemarljivi. Najveći uticaj na oblik i širinu linije ima Starkov efekat. Jedinu značajniji uticaj u ovom slučaju ima instrumentalni profil koji zajedno sa Dopplerovim daje Gaussov profil linije. Prema tome, sprovedena je procedura dekonvolucije u kojoj je iz eksperimentalnog profila izdvojena Lorentzova tj. Starkova poluširina i Gaussova poluširina.

U ovom radu su prikazani izmereni Starkovi parametri za 78 spektralnih linija Xe II u bliskoj ultraljubičastoj i vidljivoj oblasti spektra. Određene su Starkove poluširine za 48 linija iz 37 multiplleta. Za 33 linije do sada nisu postojali eksperimentalni podaci. Posmatrane spektralne linije pripadaju 6s-6p, 5d-6p, 5d-4f, 6p-7s i 6p-6d prelazima. Eksperimentalne greške su klasifikovane kao A (6 - 10%), B (10 - 15%) i C (15 - 20%). Dato je poređenje sa teorijskim predviđanjima [23] i sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora [5-10, 12, 15-17, 19]. Slaganje sa teorijskim vrednostima je veoma dobro, količnik merenih i teorijskih poluširina se kreće od 0.85 do 1.18. Eksperimentalni rezultati drugih autora su dati za temperature niže od 15000 K i prilično se međusobno razlikuju. Pregled eksperimentalnih uslova za [5-10, 12, 15-17, 19] dat je u tabeli 3. Postoje dva eksperimenta koji su u opsegu temperatura sličnom kao u ovom eksperimentu. Rezultat iz [9] je u dobroj saglasnosti sa ovim eksperimentom (vidi tabelu 2, multiplet 29). Rezultati [17] su upoređeni za više linija i uvek pokazuju više vrednosti u odnosu na vrednosti poluširina u ovom radu od 1.34 do 2.14 puta. Mogući razlog neslaganja je pojava samoapsorpcije u eksperimentu [17] jer je rađen u čistom ksenonu.

Starkovi pomeraji su određeni za 41 liniju iz 34 multiplleta. Naime razmatrane su iste linije kao i kod merenja poluširina, ali za neke linije nije bilo moguće odrediti pomeraj. Za 32 linije do sada nisu postojali eksperimentalni podaci. Greške kod merenja pomeraja su nešto veće nego kod merenja poluširina, pa je ovde dodata i klasa D (20 - 40%). Izmereni pomeraji, međutim, pokazuju jasnu linearnu zavisnost od elektronske koncentracije. Rezultati poređenja izmerenih pomeraja sa modifikovanim semiempirijskim proračunom [108] su znatno lošiji nego kod poređenja izmerenih poluširina sa modifikovanim semiempirijskim proračunom [23]. Količnik izmerenih i računatih [108] pomeraja se kreće od 0.1 do 0.76. Treba naglasiti da se znak eksperimentalno određenog i teorijski predviđenog pomeraja poklapaju u svim razmatranim slučajevima. U literaturi postoji veoma malo eksperimentalnih podataka drugih autora [10, 19] pa je teško dati neki opšti zaključak. Temperaturna zavisnost eksperimentalnih vrednosti Starkovog pomeraja se takođe znatno razlikuje od teorijski predviđene [108] (vidi sliku 33).

Posebno je razmatrano određivanje Starkovih parametara za spektralne linije malog intenziteta. Rezultati izmerenih poluširina su dati u dve tabele 5 i 6, posebno za linije iz vidljivog dela spektra, a posebno za linije iz bliskog ultraljubičastog dela spektra dok su izmerene vrednosti pomeraja date u tabeli 7. Linije pripadaju 6s-6p, 5d-6p, 5d-4f, 6p-7s i 6p-6d prelazima.

Ovde su izmerene poluširine za 25 linija iz 22 multiplleta. Zbog malog intenziteta linija i greške merenja su veće i u ovom slučaju su klasifikovane kao C (15 - 20%), D (20 - 40%) i E (> 40%). Sa teorijskim proračunom [23] upoređene su izmerene vrednosti poluširina samo za multiplet 6 (tabela 5) i slaganje je relativno dobro. Za ostale linije ne postoji kompletan set perturbacionih nivoa pa proračun ne bi bio korektan. Izmerene

vrednosti su takođe upoređene i sa eksperimentalnim rezultatima drugih autora [9, 12, 16, 19]. Slaganje je relativno dobro. Ovde su za 8 linija rezultati prikazani prvi put. Za 10 linija iz ultraljubičastog spektra za sada ne postoje podaci u literaturi. Poređenje je izvršeno samo sa modifikovanim semiempirijskim proračunom prema [23] i to samo za multiplet 1 (tabela 6). Za ostale linije ne postoji kompletan set perturbacionih nivoa.

Starkov pomeraj kod linija malog intenziteta je izmeren samo za 5 linija. Kako kod poluširina tako i kod pomeraja postoji veoma mali broj eksperimentalnih podataka drugih autora da bi se dalo neko generalno poređenje. Greška određivanja pomeraja kod linija malog intenziteta je klasifikovana kao C (15 - 20%). Izvršeno je poređenje za svih 5 linija sa modifikovanim semiempirijskim proračunom [108]. Količnik merenih i teorijskih vrednosti pomeraja za linije iz multipleta 1 i 2 (tabela 7), gde su pomeraji negativni, kreću se od 0.57 do 0.64. Za dve linije iz multipleta 3, gde su pomeraji pozitivni, ovaj količnik je 1.4 i 1.49.

Opšti zaključak je da su dobijeni rezultati, kako za poluširine tako i za pomeraje, kao što je u tekstu već ranije napomenuto, u skladu sa utvrđenim pravilnostima vezanim za pojedine multiplete [123, 129].

Na kraju još treba napomenuti da je ovim merenjima, u poređenju sa drugim eksperimentima, proširen temperaturski interval ka višim temperaturama u oblast od 18300 K do 25500 K. Kako postoji veliko rasipanje eksperimentalnih tačaka kod eksperimenata [5-10, 12, 15-17, 19] (vidi slike 25 i 26), bila bi neophodna nova precizna merenja Starkovih poluširina za temperature ispod 15000 K, kako bi se razjasnilo ovo neslaganje.

Literatura

1. H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 515 (1962).
2. H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill Book Company, USA 1964
3. H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974).
4. N. Konjević, J. R. Roberts, J. Phys. Chem. Ref. Data **5**, 209 (1976).
5. A. Lesage, M. H. Miller, J. Richou and T. Bach, In *Spectral Line Shapes.*, Ed. B. Wende, Walter De Gruyter, New York, p. 257 (1981).
6. M. H. Miller, A. Lesage and D. Abadie, Phys. Rev. A **25**, 2064 (1982).
7. J. Richou, S. Manola, J. L. Lebrun and A. Lesage, Phys. Rev. A **29**, 3181 (1984).
8. K. P. Nick and V. Helbig, Physica Scripta **33**, 55 (1986).
9. T. L. Pitman and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **35**, 247 (1986).
10. Y. Vitel and M. Skowronek, J. Phys. B **20**, 6493 (1987).
11. S. Manola, N. Konjević, J. Richou, J. L. Lebrun and A. Lesage, Phys. Rev. A **38**, 5742 (1988).
12. A. Lesage, D. Abadie and M. H. Miller, Phys. Rev. A **40**, 1367 (1989).
13. H. O. Di Rocco, J. Appl. Phys. **68**, 3732 (1990).
14. H. O. Di Rocco, Spectrosc. Lett. **23**, 283 (1990).
15. N. Konjević and N. I. Uzelac, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **44**, 61 (1990).
16. D. Bertuccelli, G. Bertuccelli and H. O. Di Rocco Physica Scripta **43**, 469 (1991).
17. D. Bertuccelli, G. Bertuccelli and H. O. Di Rocco, Rev. Sci. Instrum. **62**, 966 (1991).
18. D. Bertuccelli and H. O. Di Rocco, Physica Scripta **47**, 747 (1993).
19. M. A. Gigosos, S. Mar, C. Perez and I. de la Rosa, Phys. Rev. E **49**, 1575 (1994).
20. L. Č. Popović and M. S. Dimitrijević, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **116**, 359 (1996).
21. S. Djurović, R. J. Pelaez, M. Ćirišan, J. A. Aparicio and S. Mar, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **39**, 2901 (2006).
22. M. Ćirišan, R. J. Pelaez, S. Djurović, J. A. Aparicio and S. Mar, J. Phys. Res. (in press).
23. M. S. Dimitrijević, and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **24**, 451 (1980).
24. E. L. Patterson, G. E. Samlin, J. Appl. Phys. **76**, 2582 (1994).
25. T. Komi and M. Sugii, Rev. Sci. Instr. **65**, 2410 (1994).
26. J. Wieser, D. E. Murnick, A. Ulrich, H. A. Huggins, A. Liddle and W. L. Brown Rev. Sci. Instr. **68**, 1360 (1997).
27. A. El-Habachi A and K. H. Schoenbach, Appl. Phys. Lett. **72**, 22 (1998).
28. J. D. Ametepe, J. Diggs, D. M. Manos and M. J. Kelley J. Appl. Phys. **85**, 7505 (1999).
29. A. E. Whitford, Astron. J. **67**, 608 (1962).
30. W. P. Bidelman, Proc. from Symp. No. 26, Utrecht, Netherlands, Ed. H. Hubert, IAU, Academic Press, London, p 229 (1964).
31. S. J. Adelman, Mon. Not. R. Soc. **258**, 167 (1992).
32. K. Sadakane, ASP Conf. series Vol 44, Eds. M. M. Dworetzky, F. Castelli and R. Faraggiana, Astronomical society of the Pacific, p 72 (1993).

33. T. A. Ryabchikova, V. P. Malanushenko and S. J. Adelman, *Astron. Astrophys.* **351**, 963 (1999).
34. K. Sadakane, M. Takada-Hidai, Y. Takeda, H. Ando, W. Aoki, S. Honda, H. Izumiora, T. Kajino, E. Kambe, S. Kawanomoto, K. Noguchi, K. Okita, B. Sato and E. Watanabe, *Pub. Astron. Soc. Japan* **53**, 1223 (2001).
35. D. J. Bord, C. R. Cowley, S. Hubrig and W. P. Bidelman American astronomical society meeting 202, Nashville, USA, p 3210 (2003).
36. С. Е. Фриш, *Оптические Спектры Атомов*, Государственное издательство Физико-математической литературы, Москва-Ленинград (1963).
37. M. S. Dimitrijević, *Uticaj potencijala dugog dometa na Starkovo širenje spektralnih linija plazme*, Doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu (1978).
38. M. Mitchner, C. H. Kruger Jr., *Partially Ionized Gases*, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto (1973).
39. A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **140**, 1044 (1965).
40. A. W. Ali and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **144**, 366 (1966).
41. D. E. Kelleher, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **25**, 191 (1981).
42. C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed., Athlone press, New York (1973).
43. M. Baranger, *Phys. Rev.* **111**, 481 (1958).
44. M. Baranger, *Phys. Rev.* **111**, 494 (1958).
45. M. Baranger, *Phys. Rev.* **112**, 855 (1958).
46. A. C. Kolb and H. R. Griem, *Phys. Rev.* **111**, 514 (1958).
47. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb and G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **125**, 177 (1962).
48. S. M. Benett and H. R. Griem, Technical Report No 71-097, University of Maryland (1971).
49. W. W. Jons, S. M. Benett and H. R. Griem, Technical Report No 71-128, University of Maryland (1971).
50. A. A. Michelson, *Astrophys. J.* **2**, 25 (1895).
51. H. A. Lorentz, *Proc. Acad. Sci. Amsterdam* **8**, 591 (1906).
52. S. Sahal and H. van Regemorter, *Ann. D'Astrophys.* **24**, 432 (1964).
53. S. Sahal-Brechot, *Astron. Astrophys.* **1**, 91 (1969).
54. S. Sahal-Brechot, *Astron. Astrophys.* **2**, 322 (1969).
55. J. Cooper and G. K. Oertel, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 985 (1967).
56. J. Cooper and G. K. Oertel, *Phys. Rev.* **180**, 286 (1969).
57. J. Holtsmark, *Z. Physik* **20**, 162 (1919).
58. J. Holtsmark, *Z. Physik* **85**, 73 (1924).
59. G. Kuhn, *Phill. Mag.* **18**, 986 (1934).
60. H. Margenau, *Phys. Rev.* **48**, 775 (1935).
61. H. R. Griem, *Phys. Rev. A* **140**, 1140 (1965).
62. H. R. Griem, *Phys. Rev. A* **144**, 366 (1965).
63. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* **24a**, 1458 (1969).
64. D. Voslamber, *Z. Naturforsch* **27a**, 1733 (1972).
65. J. Dufty, *Phys. Rev.* **187**, 305 (1969).
66. E. W. Smith, J. Cooper and C. R. Vidal, *Phys. Rev.* **185**, 140 (1969).
67. C. R. Vidal, J. Cooper and E. W. Smith, *Astrophys. J. Suppl. Ser. No. 214*. **25**, 37 (1973).
68. J. Barnard, J. Cooper and E. W. Smith, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1025 (1974).
69. Tran Minh and H. van Regemorter, *J. Phys. B.* **5**, 903 (1972).
70. Tran Minh, N. Feautrier and H. van Regemorter, *J. Phys. B.* **8**, 1810 (1975).

71. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **11**, 1767 (1971).
72. A. Brissaud and U. Frisch, *J. Math. Phys.* **15**, 542 (1974).
73. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1129 (1976).
74. A. Brissaud, C. Goldbach, J. Leorat, A. Mazure and G. Nollez, *J. Phys. B* **9**, 1147 (1976).
75. J. Seidel, *Z. Naturforsch* **32a**, 1207 (1977).
76. A. Ohno, *J. Phys. Soc. Jap.* **16**, 2402 (1961).
77. D. W. Ross, *Ann. Phys.* **36**, 458 (1966).
78. C. A. Mead, *Int. J. Theor. Phys.* **1**, 317 (1968).
79. B. Bezzerides, *Phys. Rev.* **186**, 239 (1969).
80. R. G. Breene, in *Handbuch der Physik*, ed. by S. Flugge, Vol. 27, 1, Springer-Verlag, Berlin and New York (1964).
81. M. Baranger, in *Atomic and Molecular Processes*, ed. by D. R. Bates, Academic Press, New York, (1962).
82. H. R. Griem, in *Advances in Atomic and Molecular Physics*, ed. by D. R. Bates and B. Bederson, Vol. 11, Academic Press, New York and London, (1975).
83. I. I. Sobelman, *Broadening of Spectral Lines in An Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, ed. by G. K. Woodgate, Pergamon Press, New York, (1972).
84. V. S. Lisica, *UFN* **122**, 449 (1977).
85. N. Konjević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 259 (1976).
86. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619 (1984).
87. N. Konjević, M. S. Dimitrijević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649 (1984).
88. N. Konjević and W. L. Wiese, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1207 (1990).
89. J. R. Fuhr, W. L. Wiese and L. J. Roszman, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (1889-through March 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1972).
90. J. R. Fuhr, L. J. Roszman and W. L. Wiese, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (April 1972 through June 1973)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 1, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1974).
91. J. R. Fuhr, G. A. Martin and B. J. Specht, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1973 through May 1975)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 2, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1975).
92. J. R. Fuhr, B. J. Miller and G. J. Martin, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (June 1975 through June 1972)*, Nat. Bur. Stand. Spec. Publ. 366, Suppl. 3, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1978).
93. J. R. Fuhr and A. Lesage, *Bibliography of Atomic Line Shapes and Shifts (July 1978 through March 1992)*, Natl. Inst. Stand. Technology, Spec. Publ. 366, Suppl. 4, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1992).
94. J. Holtsmark, *Ann. Phys.* **58**, 57 (1919).
95. M. Baranger and B. Mozer, *Phys. Rev.* **115**, 521 (1959).
96. B. Mozer and M. Baranger, *Phys. Rev.* **118**, 626 (1960).
97. C. F. Hooper Jr., *Phys. Rev.* **149**, 77 (1966).
98. C. F. Hooper Jr., *Phys. Rev.* **165**, 215 (1968).
99. G. Wentzel, *Zs. Phys.* **38**, 518 (1927).
100. I. Waller, *Zs. Phys.* **38**, 635 (1927).

101. H. A. Bethe, E. E. Salpeter, Quantum mechanics of one- and two- electron atoms, Springer-Verlag, Berlin and New York, (1957).
102. U. Fano, Phys. Rev. **131**, 259 (1963).
103. U. Fano, in Lectures on the Many-body problem, Ed. E. R. Caianello, Vol. 2, 217, Academic Press, New York, (1964).
104. J. Cooper, Rev. Mod. Phys. **39**, 167 (1967).
105. S. Klarsfeld, Phys. Lett. **32A**, 26 (1970).
106. H. R. Griem, Phys. Rev. **165**, 258 (1968).
107. H. R. Griem, Phys. Rev. Lett. **17**, 509 (1966).
108. M. S. Dimitrijević and V. Kršljnin, Astron. Astrophys. **165**, 269 (1986).
109. R. A. Alpher and D. R. White, in Plasma Diagnostic Techniques, Ed. R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Academic Press, New York (1965)
110. M. I. de la Rosa, M. C. Perez, A. M. Frutos and S. Mar, Phys. Rev. A **42**, 7389 (1990).
111. H. j. Kunze, in Plasma diagnostics, Ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam (1968).
112. C. Perez, R. Santamarta, M. I. de la Rosa and S. Mar, Eur. Phys. J. **27**, 73 (2003).
113. H. R. Griem, Phys. Rev. **131**, 1170 (1963).
114. R. W. P. McWherter, in Plasma diagnostic techniques, Ed. R. H. Huddleston and S. L. Leonard, Academic Press, New York, (1965).
115. R. J. Wilson, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **2**, 477 (1962).
116. J. Richter, in Plasma diagnostics, Ed. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, (1968).
117. A. R. Striganov and N. S. Sventitskii, Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms, Plenum Press, New York, (1968).
118. J. R. Fuhr and W. L. Wiese, Nist Atomic Transition Probability Tables, Nat. Stand. Ref. Ser., Nat. Bur. Stand. U. S. 68, Washington, (1980).
119. N. Konjević, Phys. Reports **316**, 341 (1999).
120. S. Djurović, R. Kobilarov and B. Vujičić, Bull. Astron. Belgrade **153**, 41 (1996).
121. J. T. Davies and J. M. Vaughan, Astrophys. J. **137**, 1302 (1963).
122. NIST Atomic spectra database <http://physics.nist.gov/asd>.
123. W. L. Wiese and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **28**, 185 (1982).
124. G. Bertuccelli, H.O. Di Rocco, J. G. Reyna Almandos and M. Gallardo, Optica Pura y Aplicada **16**, 183 (1983).
125. J. E. Hansen and W. Persson, Phys. Scripta **36**, 602 (1987).
126. N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Data **31**, 819 (2002).
127. H. O. di Rocco, G. Bertuccelli, J. Reyna Almandos and M. Gallardo, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **35**, 443 (1986).
128. H. O. di Rocco, Il Nuovo Cimento **12**, 1485 (1990).
129. W. L. Wiese and N. Konjević, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **47**, 185 (1992).

Biografija



Mihaela Ćirišan rođena je 27.6.1978. godine u Novom Sadu. Osnovnu i srednju školu pohađala je u Novom Sadu. Nakon završetka Gimnazije 1997. godine upisuje Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, odsek Fizika, smer Diplomirani fizičar. Od druge godine studija postaje stipendista Fonda za stipendiranje darovitih studenata Univerziteta u Novom Sadu i uključuje se u istraživački rad Laboratorije za spektroskopiju plazme. Nakon diplomiranja 2002. godine zapošljava se na Departmanu za fiziku Prirodno-matematičkog fakulteta, a istovremeno upisuje i postdiplomske studije, smer Fizika plazme. Trenutno drži vežbe iz predmeta Fizika atoma i molekula i Elektronika studentima fizike, kao i Osnovi digitalne elektronike studentima informatike. Do sada ima niz objavljenih naučnih radova u međunarodnim i domaćim časopisima, kao i na međunarodnim i domaćim konferencijama.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj (RBR):

Identifikacioni broj (IBR):

Tip dokumentacije (TD): Monografska dokumentacija

Tip zapisa (TZ): Tekstualni štampani materijal

Vrsta rada (VR): Magistarski rad

Autor (AU): Mihaela Čirišan, br.dos. 27/02

Mentor (MN): Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF, Novi Sad

Naslov rada (NR): Određivanje Starkovih parametara spektralnih linija Xe II u plazmi impulsnog luka

Jezik publikacije (JP): Srpski (latinica)

Jezik izvoda (JI): Srpski / engleski

Zemlja publikovanja (ZP): Srbija

Uže geografsko područje (UGP): Vojvodina

Godina (GO): 2006.

Izdavač (IZ): Autorski reprint

Mesto i adresa (MA): Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4.,
21000 Novi Sad

Fizički opis rada (FO): (broj poglavlja/strana/lit.citata/tabela/slika/grafika/priloga)
(5/86/129/7/20/20/0)

Naučna oblast (NO): Fizika

Naučna disciplina (ND): Fizika plazme

Predmetna odrednica / ključne reči (PO): Plazma, impulsni luk, dijagnostika plazme

Čuva se (ČU): Biblioteka Departmana za fiziku, PMF, Novi Sad

Važna napomena (VN): Ovaj magistarski rad rađen je u Laboratoriji za spektroskopiju plazme Departmana Fisica Teorica Atomica y Optica, Facultad de Ciencias, Valladolid, Španija.

Izvod (IZ): Cilj ovog rada je da se izmere Starkovi parametri nekih spektralnih linija jednom jonizovanog ksenona. Razlog za ovo istraživanje je mali broj podataka koji se može naći u literaturi. Kao izor plazme korišćen je impulsni luk niskog pritiska. Radni gas je bio helijum uz dodatak oko 5% ksenona. Izmereni su Starkovi parametri za 78 spektralnih linija Xe II u bliskoj ultraljubičastoj i vidljivoj oblasti spektra, od čega su podaci za 40 linija ovde izmereni prvi put. Dobijeni podaci su upoređeni sa modifikovanim semiempirijskim proračunom, kao i sa eksperimentalnim podacima drugih autora.

Datum prihvatanja teme od strane Veća (DP): 12.7.2006.

Datum odbrane (DO):

Članovi komisije (KO): Dr Radomir Kobilarov, redovni profesor, PMF, Novi Sad, predsednik
Dr Stevica Đurović, redovni profesor, PMF, Novi Sad
Dr Milorad Kuraica, docent, Fizički fakultet, Beograd

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCES
KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number (ANO):

Identification number (INO):

Document type (DT): Monograph document

Type of record (TR): Printed text

Contents code (CC): MSc thesis

Author (AU): Mihaela Ćirišan, no. 27/02

Mentor (MN): Dr Stevica Đurović, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Title (TI): Stark parameters determination of Xe II spectral lines in pulsed arc plasma

Language of text (LT): Serbian (latin)

Language of abstract (LA): Serbian / english

Country of publication (CP): Serbia

Locality of publication (LP): Vojvodina

Publication year (PY): 2006.

Publisher (PU): Author's reprint

Publication place (PP): Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4., 21000 Novi Sad

Physical description (PD): (number of chapters/pages/literature/tables/pictures/graphs)

(5/86/129/7/20/20/0)

Scientific field (SF): Physics

Scientific discipline (SD): Plasma physics

Key words (KW): Plasma, pulsed arc, plasma diagnostics

Holding data (HD): Library of Department of physics, Faculty of Sciences, Novi Sad

Note (N): This work was conducted in Plasma spectroscopy laboratory of Departamento de Física Teórica Atomica y Optica, Facultad de Ciencias, Valladolid, Spain.

Abstract (AB): The aim of this work was measuring Stark parameters of Xe II spectral lines. The reason for this research was a lack of data in the literature. As a plasma source low pressure pulsed arc was used. Working gas was helium with small addition of xenon (5%). Stark parameters of 78 Xe II spectral lines in near UV and visible region were measured. Data for 40 spectral lines were presented here for the first time. Obtained results were compared with modified semiempirical calculations, as well as with experimental data of other authors.

Accepted by the Scientific Board on (ASB): 12.7.2006.

Defended (DE):

Thesis defending board (DB):

Dr Radomir Kobilarov, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad, president

Dr Stevica Đurović, full professor, Faculty of Sciences, Novi Sad

Dr Milorad Kuraica, assistant professor, Faculty of Physics, Belgrade