



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO MATEMATIČKI FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU

---

# Istraživanja kompleksnih oblika spektralnih linija berilijuma u prisustvu berilijumske prašine

---

DOKTORSKA DISERTACIJA

*Mentor:*  
dr Igor SAVIĆ

*Kandidat:*  
Biljana STANKOV

*Mentor:*  
dr Milivoje IVKOVIĆ

*Novi Sad, 2020. godine*



*“Žao mi je što nisam učio školu, makar doktor da budem.”*

deda Daga





*Mojim roditeljima Dušku, Slavici i sestri Jeleni...*



*Ovaj rad je u potpunosti urađen u Laboratoriji za spektroskopiju plazme i lasere Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu.*

*Rukovodilac rada bio je dr Miliwoje Ivković kome se iskreno zahvaljujem na strpljenju, prenesenom znanju, ukazanom poverenju, utrošenom vremenu, kao i na pružanju nesebične pomoći i podrške.*

*Posebno se zahvaljujem prof. dr Igoru Saviću na strpljenju, ukazanim nepravilnostima, korisnim sugestijama i pomoći da ova teza dobije svoj finalni oblik.*

*Dugujem zahvalnost dr Marco Antonio Gigosos-u i dr Evgeny Stambulchik-u na računanju teorijskih profila linija berilijuma, prikazanih u ovom radu.*

*Iskreno se zahvaljujem svojim dragim kolegama članovima Laboratorije za spektroskopiju plazme i lasere Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu, dr Sonji Jovićević, Stanku Milanoviću, dr Marijani Gavrilović Božović, Milici Vinić, dr Milošu Vlaniću na kreativnim diskusijama i ukazanoj podršci.*

*Zahvaljujem se svim članovima Laboratorije za fizičku elektroniku Departmana za fiziku PMF Univerziteta u Novom Sadu.*

*Zahvaljujem se na bliskoj saradnji i savetima akademiku Nikoli Konjeviću.*

*Neizmernu zahvalnost dugujem svojoj porodici i prijateljima.*

*Biljana Stankov*

*u Beogradu, 04. februar 2020.*



# Sadržaj

<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>1 Teorijske osnove</b>	<b>5</b>
1.1 Hemijske i fizičke osobine berilijuma . . . . .	6
1.2 Hemijske i fizičke osobine berilijum oksida . . . . .	8
1.3 Značaj berilijuma u prirodi i njegova primena u industriji . . .	9
1.3.1 Zastupljenost berilijuma u zvezdama . . . . .	10
1.3.2 Berilijum kao element prvog zida fuzionih reaktora, ITER i JET . . . . .	10
Prašina u ITER-u i JET-u . . . . .	12
1.4 Mehanizmi ablacije materijala zida cevi za pražnjenje u plazmi	12
1.4.1 Raspršivanje u tinjavom pražnjenju . . . . .	13
1.4.2 Udarni talasi . . . . .	14
1.5 Prašina u plazmi i praškaste plazme . . . . .	15
1.5.1 Prašina i praškaste plazme u astrofizici . . . . .	16
1.5.2 Prašina u DC i RF pražnjenjima . . . . .	17
1.5.3 Naelektrisanje čestica u praškastim plazmama . . . . .	18
1.5.4 Dinamika čestica u praškastim plazmama . . . . .	20
1.6 Teorijski rezultati Stark-ovog širenja spektralnih linija berilijuma	22
1.6.1 Stark-ovi parametri izolovanih linija berilijuma prema semiklasičnoj aproksimaciji Jones-a, Benett-a i Griem-a (SC) . . . . .	22
1.6.2 Stark-ovi parametri izolovanih linija berilijuma prema semiklasičnoj teoriji Dimitrijević-a i Sahal-Breschot (DSB)	25
1.6.3 Teorijski profili spektralnih linija berilijuma prema kom- pjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009) . . .	27
1.6.4 Teorijski profili spektralnih linija berilijuma prema kom- pjuterskoj simulaciji (Stambulchik and Maron, 2006; Stam- bulchik and Maron, 2010) . . . . .	33
1.7 Pregled dosadašnjih eksperimentalnih rezultata ostalih autora za berilijum . . . . .	35

1.8	Spektralne linije sa zabranjenim komponentama . . . . .	36
1.8.1	Selekciona pravila i zabranjene komponente linija . . . . .	36
1.8.2	Linije sa zabranjenim komponentama neutralnog He . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Opis aparature</b>	<b>43</b>
2.1	Električni sistem . . . . .	43
2.2	Eksperimentalna postavka, optički i merni sistem . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Dijagnostika plazme</b>	<b>49</b>
3.1	Ravnotežna stanja plazme . . . . .	49
3.2	Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja . . . . .	51
3.3	Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija dva uzastopna jonizaciona stanja istog elementa . . . . .	53
3.4	Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem Stark-ovih poluširina jonskih linija . . . . .	55
3.5	Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem Stark-ovih poluširina jonskih linija . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Rezultati i obrada podataka</b>	<b>59</b>
4.1	Izvor plazme . . . . .	59
4.1.1	Centriranje keramike i eliminisanje parazitskog pražnjenja . . . . .	61
4.2	Vakuumski i gasni sistem . . . . .	63
4.2.1	Optimizacija protoka gasa . . . . .	63
4.3	Optimizacija električnog sistema . . . . .	64
4.4	Optimizacija eksperimentalnih uslova za snimanje spektralnih linija berilijuma . . . . .	65
4.4.1	Vrsta gasa . . . . .	65
4.4.2	Napon pražnjenja i pritisak . . . . .	70
4.5	Drugi materijali cevi za pražnjenje . . . . .	73
4.6	Formiranje prašine i oblik struje . . . . .	75
4.7	Dijagnostika parametara plazme . . . . .	78
4.8	Oblici profila spektralnih linija berilijuma . . . . .	82
4.8.1	Spektar Be . . . . .	82
4.8.2	Asimetrija jonske linije berilijuma $3p^2P^0 - 4s^2S$ talasne dužine 527,0 nm . . . . .	83
4.8.3	Zabranjena komponenta prelaza $3d^2D - 4f^2F^0$ . . . . .	89
4.8.4	Zabranjena komponenta prelaza $3p^2P^0 - 4d^2D$ . . . . .	94

4.9 Izoelektronski niz litijuma . . . . .	100
4.10 Odnos intenziteta i rastojanje izmedju pikova dozvoljene i za- branjene komponente . . . . .	103
<b>Zaključak</b>	<b>107</b>
<b>Bibliografija</b>	<b>111</b>





# Spisak slika

1.1	Obrađeni poludrugi kamen, akvamarin . . . . .	6
1.2	Primeri vrednosti toplotne provodljivosti za različite materijale . . . . .	9
1.3	Šematski prikaz poprečnog preseka ITER-a . . . . .	11
1.4	Profili linija <i>Be II</i> dobijeni kompjuterskom simulacijom za različite vrednosti redukovane mase, prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine . . . . .	29
1.5	Promena profila <i>Be II</i> 527,1 nm pri promeni temperature prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	30
1.6	Promena profila <i>Be II</i> 467,3 nm pri promeni temperature prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	30
1.7	Promena profila <i>Be II</i> 436,2 nm pri promeni temperature prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	31
1.8	Izgled profila <i>Be II</i> 527,1 nm pri promeni koncentracije a konstantnoj temperaturi, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	31
1.9	Izgled profila <i>Be II</i> 467,3 nm pri promeni koncentracije a konstantnoj temperaturi, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	32
1.10	Izgled profila <i>Be II</i> 436,2 nm pri promeni koncentracije a konstantnoj temperaturi, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014) . . . . .	32
1.11	Izgled profila <i>Be II</i> 436,2 nm pri promeni koncentracije, prema kompjuterskoj simulaciji (Stambulchik and Maron, 2006) . . . . .	34
1.12	<i>He I</i> 447,1 nm kao primer spektralne linije sa zabranjenom komponentom . . . . .	40
2.1	Ciklusi punjenja i pražnjenja kondenzatora . . . . .	44
2.2	Vremenska evolucija strujnog impulsa za cevi za pražnjenje napravljenih od različitih materijala . . . . .	44
2.3	Eksperimentalna postavka 1 . . . . .	45
2.4	Eksperimentalna postavka 2 . . . . .	47

4.1	Konstrukcija cevi za pražnjenje . . . . .	60
4.2	Presek izvora plazme . . . . .	62
4.3	Prašina sakupljena na prozoru i oštećenje prozora . . . . .	64
4.4	Prvi put snimljene linije berilijuma u ovoj tezi . . . . .	66
4.5	Merenja u mešavini 97 % $Ar$ i 3 % $H_2$ na različitim pritiscima . . . . .	69
4.6	Merenja spektralnih linija berilijuma u različitim gasnim mešavinama . . . . .	70
4.7	Uticaj različitih vrednosti napona i pritiska u mešavini 97 % $Ar$ sa 3 % $H_2$ na spektralne linije berilijuma . . . . .	71
4.8	Vremenska evolucija dela spektra između 450 $nm$ i 490 $nm$ pri primeni optimalnih uslova za snimanje spektralnih linija berilijuma . . . . .	73
4.9	Adapter korišćen za postavljanje $SiO_2$ cevi . . . . .	74
4.10	Poređenje spektara iz impulsnog pražnjenja na niskom pritisku snimljenih u tri cevi za pražnjenje . . . . .	75
4.11	Topografija uzorka prašine $Al_2O_3$ dobijena pomoću AFM-a . . . . .	76
4.12	Profil čestica prašine duž pravca $S_1$ i $S_2$ . . . . .	77
4.13	Eksperimentalni profili Be I i Be II linije . . . . .	79
4.14	Eksperimentalni profili $H_\beta$ linije za različita vremena života plazme . . . . .	80
4.15	Rezultati dijagnostike plazme . . . . .	81
4.16	Spektar dobijen snimanjem pražnjenja u $BeO$ cevi u različitim vremenima, pri naponu 7 $kV$ , pritisku 1,2 $mbar$ u mešavini 97 % $Ar$ sa 3 % $H_2$ , (Stankov et al., 2018b) . . . . .	83
4.17	Asimetrija jonske linije berilijuma talasne dužine 527,0 $nm$ . . . . .	84
4.18	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 10 $\mu s$ sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^0 - 4s^2S$ talasne dužine 527,0 $nm$ . . . . .	86
4.19	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 12 $\mu s$ sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^0 - 4s^2S$ talasne dužine 527,0 $nm$ . . . . .	86
4.20	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 14 $\mu s$ sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^0 - 4s^2S$ talasne dužine 527,0 $nm$ . . . . .	87
4.21	Poređenje izmerenih i izračunatih poluširina linije 527,0 $nm$ . . . . .	88

4.22	Vremenska evolucija linije Be II 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u mešavini 97 % Ar i 3 % $H_2$ . . . . .	89
4.23	Vremenska evolucija linije Be II 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u mešavini 97 % He i 3 % $H_2$ . . . . .	90
4.24	Vremenska evolucija linije Be II 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u kriptonu . . . . .	91
4.25	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 10 $\mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3d^2D - 4f^2F^0$ talasne dužine 467,3 nm . . . . .	92
4.26	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 12 $\mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3d^2D - 4f^2F^0$ talasne dužine 467,3 nm . . . . .	92
4.27	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 14 $\mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3d^2D - 4f^2F^0$ talasne dužine 467,3 nm . . . . .	93
4.28	Poređenje izmerenih i izračunatih poluširina linije 467,3 nm . . . . .	94
4.29	Vremenska evolucija linije Be II 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljene u mešavini 97 % Ar sa 3 % $H_2$ . . . . .	95
4.30	Vremenska evolucija linije Be II 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljene u mešavini 97 % He sa 3 % $H_2$ . . . . .	96
4.31	Vremenska evolucija linije Be II 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljena u kriptonu . . . . .	97
4.32	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 10 $\mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^0 - 4d^2D$ talasne dužine 436,2 nm . . . . .	99
4.33	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na 12 $\mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^0 - 4d^2D$ talasne dužine 436,2 nm . . . . .	99

4.34	Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na $14 \mu s$ sa teorijskim profilima određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza $3p^2P^o - 4d^2D$ talasne dužine $436,2 \text{ nm}$	100
4.36	Grottrijanov dijagram za $3p^2P^o - 4d^2D$ talasne dužine $436,2 \text{ nm}$	102
4.35	Grottrijanov dijagram za prelaz $3d^2D - 4f^2F^o$ talasne dužine $467,3 \text{ nm}$	102
4.37	Promena parametara $s$ i $F/A$ linije <i>Be II</i> $467,3 \text{ nm}$ sa elektronskom koncentracijom	104
4.38	Izmerene vrednosti parametara $s$ i $F/A$ u zavisnosti od $N_e$ , za liniju <i>Be II</i> $436,1 \text{ nm}$	105

# Spisak tabela

1.1	Dominantne sile u kompleksnim plazmama, (Shukla and Mamun, 2010) . . . . .	21
1.2	Teorijske vrednosti poluširina, $w_{SC}$ , i pomeraja, $d_{SC}$ , po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz: $3p - 4s/2p - 2s$ , 5271 A, $\Delta S/S = -0,04$ , $kT/E = 4,24$ , <i>multiplet</i> = 3 (Jones, Benett, and Griem, 1971) . . . . .	24
1.3	Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz: $3d - 4f/2d - 4f$ , 4673 A, $\Delta S/S = 0,08$ , $kT/E = 267,23$ , <i>multiplet</i> = 6 (Jones, Benett, and Griem, 1971) . . . . .	24
1.4	Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz: $3p - 4d/2p - 2d$ , 4361 A, $\Delta S/S = 0,08$ , $kT/E = 267,23$ , <i>multiplet</i> = 4 (Jones, Benett, and Griem, 1971) . . . . .	24
1.5	Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za: $1s^2 3p^2 P^0 - 1s^2 4s^2 S$ , 5272,1 A, $c = 4,3 \cdot 10^{19} \text{ A/cm}^3$ , $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , <i>multiplet</i> = 47, (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) . . . . .	26
1.6	Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za: $1s^2 3d^2 D - 1s^2 4f^2 F^0$ , 4674,7 A, $c = 5,6 \cdot 10^{17} \text{ A/cm}^3$ , $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) . . . . .	26
1.7	Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za: $1s^2 3p^2 P^0 - 1s^2 4d^2 F^0$ , 4362,1 A, $c = 4,8 \cdot 10^{17} \text{ A/cm}^3$ , $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) . . . . .	26
1.8	Izmerene vrednosti Stark-ove poluširine ( $w_m$ ) i pomeraja ( $d_m$ ) za prelaz 2s-2p . . . . .	35
3.1	Koeficijenti A i B za različite vrednosti elektronske temperature, (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015) . . . . .	58
4.1	Vrednosti toplotne provodljivosti ( $\frac{W}{m \cdot K}$ ) za pojedine gasove . . . . .	67
4.2	Odnos maksimuma intenziteta neutralne Be I 457,2 nm i jonske Be II 467,3 nm linije po vremenima . . . . .	78

4.3	Parametri $A$ i $B$ za izračunate vrednosti temperatura u datim vremenima i rastojanje između pikova . . . . .	79
4.4	Izračunate vrednosti elektronske temperature i koncentracije u datim vremenima, korišćenjem metoda opisanih u 3.3 i 3.4 . . . . .	81
4.5	Izračunate vrednosti elektronske temperature iz odnosa jon-skih i neutralnih linija berilijuma u pražnjenju dobijenom u mešavini 97 % $Ar$ i 3 % $H_2$ . . . . .	98
4.6	Tabela dozvoljenih i zabranjenih komponenata pojedinih linija izoelektronskog niza za litijum . . . . .	101
4.7	Promena elektronske koncentracije i temperature, parametara $s$ i $F/A$ , linije $Be II$ 467,3 nm sa vremenom u pražnjenju u mešavini 97 % $Ar$ sa 3 % $H_2$ , $p = 1,2$ mbar i $U = 7$ kV . . . . .	103
4.8	Promena elektronske koncentracije i temperature, parametara $s$ i $F/A$ , linije $Be II$ 436,1 nm, sa vremenom u pražnjenju u mešavini 97 % $Ar$ sa 3 % $H_2$ , $p = 1,2$ mbar i $U = 7$ kV (Stankov et al., 2018a) . . . . .	104

# Uvod

Cilj ove teze je omogućavanje detekcije prisustva berilijuma u plazmi primenom spektroskopskih metoda, kao i primena spektralnih linija Be za dijagnostiku plazme. Da bi se ovaj cilj ostvario, u okviru ove teze vršiće se ispitivanje spektralnih linija berilijuma u prisustvu berilijumske prašine.

Berilijum je tema ovih proučavanja jer je element sa neobičnim sklopom osobina. U pitanju je najlakši element iz grupe zemnoalkalnih metala. Poznat je po visokom modulu elastičnosti i visokoj specifičnoj toploti (Buschow, 2001) kao i velikoj toksičnosti (Strupp, 2011; Toxic Substances and Registry, 2002). Duga izlaganja prašini berilijuma dovode do oboljenja poznatog pod imenom berilioza (Strupp, 2011). U poređenju sa ostalim lakim metalima poseduje visoku temperaturu topljenja i veliku toplotnu provodljivost (Buschow, 2001). Ovaj element je prozračan za X zrake, a između ostalog se koristi u avioindustriji, medicinskoj radiografiji (Klug, 1941; Brackney and Atlee, 1943), itd.

Berilijum je element koji se nalazi u sastavu pojedinih zvezda. Analizom zračenja zvezda dobijaju se podaci o profilima spektralnih linija lakih elemenata, na osnovu kojih se može doći do informacija o zastupljenosti ovih elemenata u zvezdama. Merenje zastupljenosti lakih elemenata, kao što je berilijum, u zvezdama siromašnim metalima daje pregršt informacija o nukleosintezi i evoluciji hemijskih elemenata na početku Univerzuma, (Gilmore, Edvardsson, and Nissen, 1991; Gilmore et al., 1992; Gálvez-Ortiz et al., 2011).

Jedna od najznačajnijih primena berilijuma je svakako u izgradnji fuzionih reaktora (Thomas, 1990; Hackmann and Uhlenbusch, 1984; Isler et al., 1985). Iako se berilijum koristi u tokamacima u poslednjih 30 godina, najveća količina berilijuma biće upotrebljena za izgradnju ITER-a, (International Experimental Thermonuclear Reactor) (IAEA/ITER, 2002; Dombrowski, 1997; Cardella et al., 2000). Procenjuje se da će u ovu svrhu biti iskorišćeno 12 t berilijuma. Takođe, procenjuje se da će se tokom rada novog fuzionog reaktora stvoriti velika količina prašine, 7-10,3 kg po disrupciji (IAEA/ITER, 2002). Disrupcije su opšti naziv za iznenadne događaje praćene oslobađanjem velike količine energije na zidove reaktora, što može dovesti do oštećenja istog, i stvaranja prašine (Wesson, 1987; Dolan, 2013; Kupriyanov, G. N. Nikolaev, and N.P.

Porezanov, 2015).

Do stvaranja prašine, ne nužno berilijumske, dolazi i u različitim gasnim pražnjenjima, (Vossen and Cuomo, 1978; Musil, Viček, and Baroch, 2005; Waits, 1978; Chapman, 1980; Thornton, 1980) pri čemu, u industriji mikročipova, to predstavlja vrlo nepoželjni događaj. Zbog toga će u okviru ove teze biti analizirani i uslovi pri kojima dolazi do pojave Be prašine.

Jedan od glavnih motiva za proučavanje berilijuma je nedostatak podataka o Stark-ovim parametara za Be linije u literaturi. Naime, dosadašnja istraživanja spektralnih linija berilijuma, prema preglednim radovima (Konjević and Roberts, 1976; Konjević and Wiese, 1976; Konjević, M.S.Dimitrijević, and Wiese, 1984a; Konjević, M.S.Dimitrijević, and Wiese, 1984b; Konjević and Wiese, 1990; Konjević et al., 2002; Lesage, 2009), fokusirana su na analizu rezonantnih *Be II* linija na 313 nm (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972; Hadžiomerspahić et al., 1973; Sanchez, Blaha, and Jones, 1973). U radovima (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972; Hadžiomerspahić et al., 1973) kao izvor plazme korišćena je elektromagnetna T cev. Berilijum je deponovan u formi tankih slojeva  $BeCl_2$  na elektrodama (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972), i posipanjem kvarcne cevi prahom  $BeCl_2$  (Hadžiomerspahić et al., 1973). U radu (Sanchez, Blaha, and Jones, 1973) berilijum je deponovan u formi hlorida na elektrodi Z-pinča. U pomenutim radovima snimani su profili i pomeraji rezonantnih linija berilijuma, i ponekih zemnoalkalnih metala.

Uprkos širokoj primeni berilijuma, ostale linije berilijuma, pored rezonantnih, nisu zastupljene u literaturi. Jedan od razloga za slabu zastupljenost berilijuma u naučnoj literaturi može biti otežan rad sa njim usled toksičnosti berilijumove prašine. Zbog toksičnosti Be prašine, kreiranje izvora plazme bezbednog za rukovanje je prevashodni zadatak ove disertacije.

Analizom literature koja se bavi gasnim pražnjenjima, primećeno je da se ponekad u gasnim pražnjenjima u kvarcnoj cevi,  $SiO_2$ , u spektru zračenja pojavljuju spektralne linije silicijuma i kiseonika. Očekivano je da se ovaj efekat ispolji i kod cevi za pražnjenje koja u svom sastavu sadrži berilijum. Kako bi se potvrdila relevantnost rezultata, u ovom radu će biti ispitivane i cevi za pražnjenje sačinjene od alumine,  $Al_2O_3$ , i kvarca.

Pored uvoda i zaključka, teza je izdvojena na četiri glave.

U prvoj glavi ove teze biće dat pregled teorijskih osnova potrebnih za razumevanje dobijenih rezultata. Na početku glave biće pobrojane osobine berilijuma i berilijum oksida, i pobrojane najznačajnije primene ovog elementa i keramike u čiji sastav ulazi. U posebnom poglavlju biće analizirana



uloga berilijuma u izgradnji najvećeg fuzionog reaktora. Posebno poglavlje je posvećeno prašini u plazmi i praškastim plazmama. Mehanizmi nastajanja prašine u pražnjenjima, takođe su pojašnjeni u ovoj glavi. U ovoj glavi opisan je teorijski osnov nastanka zabranjenih komponenti spektralnih linija. Dat je pregled teorijskih rezultata Stark-ovog širenja spektralnih linija berilijuma, kao i pregled eksperimentalnih rezultata publikovanih od strane drugih autora.

U drugom poglavlju će biti dat opis primenjenog eksperimentalnog postupka i pratećih sistema korišćenih u ovoj disertaciji (vakuumskog, gasnog, električnog, optičkog).

U trećem poglavlju će biti opisana dijagnostika plazme. U ovom poglavlju biće dat opis metoda koje će biti korišćene za određivanje elektronske temperature i koncentracije, neophodne za analizu parametara spektralnih linija.

Rezultati merenja i njihovo tumačenje će biti predstavljeni u četvrtom poglavlju.



# Glava 1

## Teorijske osnove

Budući da je tema ovog rada vezana za element berilijum, u prvom poglavlju teze biće pobrojane njegove osnovne fizičke i hemijske osobine.

U drugom poglavlju biće pobrojane osobine keramike, berilijum oksida,  $BeO$ . Ako se korsiti cev za pražnjenje od  $BeO$ , za očekivati je da se u spektru plazme pojave i spektralne linije berilijuma.

Treće poglavlje je rezervisano za značaj ovog elementa u prirodi i industriji. U okviru ovog poglavlja biće dat kratak pregled rezultata koji govore o zastupljenosti berilijuma u zvezdama. S obzirom da je jedna od najznačajnijih primena berilijuma, primena u izgradnji fuzionih reaktora, to je posebno izdvojeno u ovom poglavlju. Vodeći problem koji se očekuje u fuzionim reaktorima, izgrađenim od berilijuma, je pojava berilijumske prašine, o čemu će biti reči u posebnom delu poglavlja.

Pošto se očekuje pojava prašine u izvoru plazme konstruisanom prilikom eksperimentalnog rada na ovoj tezi, u poglavlju 1.4 biće opisani mehanizmi usled kojih dolazi do pojave prašine, odnosno ablacije zidova cevi za pražnjenje.

Nakon ablacije sa zidova cevi, prašina ulazi u sastav plazme, te uticaj prašine na osobine plazme postaje pitanje brojnih istraživanja. Plazma koja u svom sastavu sadrži čestice prašine može biti kompleksna odnosno praškasta plazma. Osnovne odlike ovih plazmi biće date u poglavlju 1.5. Pojava prašine je, osim u fuzionim reaktorima, nepoželjna i u proizvodnji mikročipova, gde može umanjiti efikasnost proizvodnje, 1.5.2.

U poglavlju 1.6 biće dat pregled teorijskih rezultata Stark-ovog širenja spektralnih linija berilijuma.

U poglavlju 1.7 biće dat pregled eksperimentalnih rezultata za berilijum, publikovanih od strane drugih autora.

Nakon konstrukcije novog izvora i snimanja emitovanog zračenja, u dobijenom spektru primećene su linije berilijuma složenog oblika. Jedan od razloga koji bi mogao da dovede do pojave spektralnih linija atipičnog profila

je pojava zabranjenih komponenti linija. Kako nastaju i zašto se u spektrima vide zabranjene komponente linija elemenata, pojašnjeno je u poglavljima 1.8.1 i 1.8.2. Jedan od načina provere da li se određena linija pojavljuje sa zabranjenom komponentom, je posmatranje izoelektronskog niza kome pripada dati element. Očekuje se da se u okviru izoelektronskog niza javljaju konzistentnosti. Te, ukoliko su kod određenih članova niza detektovane zabranjene linije, to može biti povod za detaljnije ispitivanje ekvivalentnih prelaza drugih članova niza.

## 1.1 Hemijske i fizičke osobine berilijuma

Berilijum pripada grupi zemnoalkalnih metala, II A grupe periodnog sistema elemenata, atomskog broja 4, atomske mase 9,012182  $u$ . U pitanju je dvovalentni element sa heksagonalnom gusto pakovanom strukturom, (Dombrowski, Deksnis, and Pick, 1995) koji se u prirodi ne pojavljuje samostalno već se može naći samo u sastavu minerala. Najpoznatija ruda iz koje se dobija berilijum je beril  $Be_3Al_2(SiO_3)_6$ , (Buschow, 2001), dok su najpoznatiji plemeniti minerali u čiji sastav ulazi berilijum, akvamarin i smaragd (Walsh, 2009).



SLIKA 1.1: Obraden poludragi kamen, akvamarin, (*Aquamarine Quality Factors*)

Berilijum je poznat po neobičnom sklopu osobina. Najlakši je element iz grupe zemnoalkalnih metala, gustine  $1848 \frac{kg}{m^3}$ , te je samo 1,85 puta je teži od vode. Prepoznatljiv je po velikom modulu elastičnosti ( $3,03 \times 10^5 MPa$ ) i velikoj specifičnoj toploti ( $1,88 \frac{J}{gK}$  na sobnoj temperaturi), (Buschow, 2001).

Prema istom izvoru, berilijum ima izuzetno visoku temperaturu topljenja u poređenju sa ostalim lakim metalima, (1289 C °). Berilijum je dijamagnetik, odnosno ima negativnu vrednost magnetne susceptibilnosti ( $-9 \times 10^{-6}$ ), (Buschow, 2001). Najvažnija fizička svojstva ovog elementa, pored već rečenih, su velika toplotna provodljivosti ( $220 \frac{W}{mK}$  na sobnoj temperaturi), i mali koeficijent toplotnog širenja ( $10,66 \times 10^{-6} \frac{1}{K}$ ). Dvostruko je elastičniji od čelika. Ovaj element prozračan je za X zrake i ostalo radioaktivno zračenje.

Be ima mali poprečni presek za zahvat, a veliki poprečni presek za raseljanje termalnih neutrona. S toga se ovaj metal ponaša kao moderator neutrona (Dombrowski, Deksnis, and Pick, 1995; Buschow, 2001).

Jedna od bitnijih optičkih osobina ovog metala je reflektivnost u bliskoj infracrvenoj oblasti. Naime, berilijum reflektuje 50 % zračenja talasne dužine ispod  $3 \mu m$ , a 99 % zračenja talasne dužine između 4 i  $10,6 \mu m$  (Buschow, 2001).

Ovaj zemnoalkalni element je po svojim osobinama amfoterni, što znači da može reagovati i kao kiselina i kao baza. Berilijum u reakciji sa kiseonikom iz vazduha formira sloj oksida na površini, koji sprečava dalju koroziju, a slično se ponaša i u dodiru sa vodom. Rastvara se u kiselinama koje ne sadrže kiseonik, kao što je *HCl*.

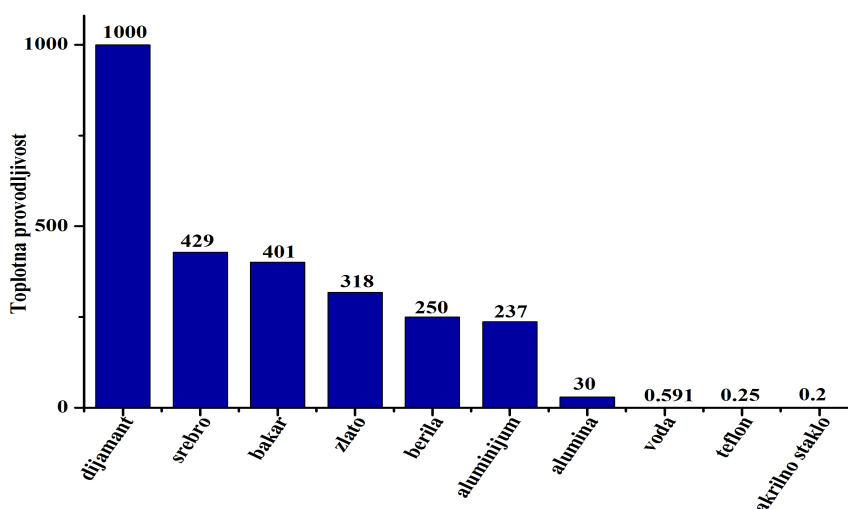
Poznato je da je berilijum vrlo toksičan. Ozbiljnost trovanja berilijumom zavisi od toga kako je ovaj element unesen u organizam, u kojoj količini, i tokom kog vremenskog perioda je osoba bila izložena dejstvu ovog metala. Udisanje prašine berilijuma izaziva oboljenje koje nosi naziv *berilioza*, a ima simptome slične upali pluća i bronhitisu (Strupp, 2011). Dugotrajna izloženost berilijumskoj prašini dovodi do akutne berilioze, dok izloženost koncentracijama manjim od  $0,5 \frac{\mu g}{m^3}$  dovodi do hronične berilioze (Strupp, 2011; Toxic Substances and Registry, 2002). Hronična berilioza je odgovor imunog sistema i javlja se ukoliko je osoba preosetljiva na berilijum. Preosetljivost na berilijum se javlja kod manje od 15% izložene populacije (Toxic Substances and Registry, 2002). Takođe, zabeležena je povećana učestalost pojave raka pluća kod populacija koje su bile izložene berilijumu duži vremenski period (duže od 25 godina). Ukoliko berilijum dođe u kontakt sa kožom, može doći do pojave dermatitisa i alergijskih reakcija. Podaci o posledicama oralnog unosa berilijuma u organizam kod ljudi nisu zabeleženi (Toxic Substances and Registry, 2002).

Uprkos toksičnosti, zbog svojih povoljnih fizičkih i hemijskih osobina, berilijum nailazi na široku primenu u industriji. Za primenu u raketnoj i avio industriji su zaslužne sledeće osobine: mala gustina, veliki toplotni kapacitet

i velik moduo elastičnosti (Buschow, 2001). Transparentnost *Be* prozora za *X* zračenje ih čini praktično nezamenjivim u medicinskoj radiografiji visoke rezolucije (Klug, 1941; Brackney and Atlee, 1943). Ovaj element se često koristi za izradu alata kod kojih je potrebna osobina da ne izazivaju varnice (Buschow, 2001). Materijali koji se koriste za izradu alata koji ne izazivaju varnice imaju manju čvrstoću i otpornost na kidanje od čelika, i brže se habaju.

## 1.2 Hemijske i fizičke osobine berilijum oksida

Berilijum ima veliki afinitet prema kiseoniku i u reakciji sa njim formira berilijum oksid. *BeO* se formira na površini berilijuma, kao što je spomenuto u prethodnom poglavlju, u dodiru sa vazduhom. *BeO* spada u keramike, bele je boje i navodi se kao primer izuzetnog izolatora (Licari and Enlow, 1998) poput gume, stakla, drugih oksida metala kao što su aluminijum oksid i silicijum dioksid,... Berilijum oksid poseduje izuzetne osobine za brojne primene, (Licari and Enlow, 1998) jer je, za razliku od većine izolatora, odlikuju velika električna otpornost i toplotna provodljivost. Toplotna provodljivost berilijum oksida je bliska toplotnoj provodljivosti aluminijuma, dok je njena električna otpornost bliska vrednosti za polimere, (Licari and Enlow, 1998). Kombinaciju ovih osobina imaju samo pojedini materijali na Zemlji: dijamant, aluminijum nitrid, jednoćelijski bor nitrid i silicijum karbid, (Licari and Enlow, 1998). Berilijum oksid ima negativni temperaturni koeficijent električne otpornosti, što znači da električna otpornost opada sa porastom temperature. *BeO* pripada dielektricima, sa negativnom vrednošću magnetne susceptibilnosti od  $-11 \times 10^{-6}$ , (Licari and Enlow, 1998). U dielektricima (izolatorima) gubici električne energije nastaju zbog jonizacije, nehomogenosti, polarizacije, itd. Rezonantni gubitci, koji spadaju u dielektrične gubitke zbog polarizacije, nastaju pri određenim frekvencijama promenljivog spoljašnjeg električnog polja. Ovaj dielektrični gubitak predstavlja svojstvo izolatora i karakteriše se faktorom disipacije, odnosno, tangensom ugla gubitka, koji predstavlja odnos realnog i imaginarnog dela impendence kondenzatora, za određenu vrednost frekvencije, (Licari and Enlow, 1998). Ova keramika ima nižu vrednost faktora disipacije, koji se kreće od 0,002 do 0,008 za široki opseg frekvencija od 1 *kHz* do 10 *GHz*, od alumine. Takođe, dielektrična konstanta, 6,7, je niža od dielektrične konstante alumine, 9,9. Alumina pokazuje bolje osobine u odnosu na beriliju jedino u oblasti mehaničke snage, (Licari and Enlow, 1998).



SLIKA 1.2: Primer vrednosti toplotne provodljivosti za različite materijale, (Licari and Enlow, 1998)

Na Slici 1.2 je prikazana toplotna provodljivost berilijum oksida zajedno sa materijalima koji su značajni u industriji.  $BeO$  keramika bi bila idealan materijal za široki opseg primena da nije skupoće izrade i toksičnosti. Ova keramika, a posebno prašina nastala obradom iste, izuzetno su toksični. Toksičnost ne predstavlja problem ukoliko keramika nije izložena mehaničkoj, hemijskoj obradi ili visokim temperaturama, usled kojih dolazi do stvaranja prašine.  $BeO$  se koristi kao električni izolator i provodnik toplote. Transparentna je za mikrotalasno zračenje. Takođe se koristi u izradi računara, lasera, kao i u automobilske industriji.

### 1.3 Značaj berilijuma u prirodi i njegova primena u industriji

Berilijum ulazi u sastav pojedinih zvezda, te se u svrhu analize porekla istih koriste podaci dobijeni analizom spektralnih linija berilijuma. Ovde je dato kratko poglavlje posvećeno berilijumu u zvezdama, 1.3.1. U poglavlju 1.3.2 kratko je opisana primena berilijuma u tokamacima, kao i nastanak prašine u istim 1.3.2.

### 1.3.1 Zastupljenost berilijuma u zvezdama

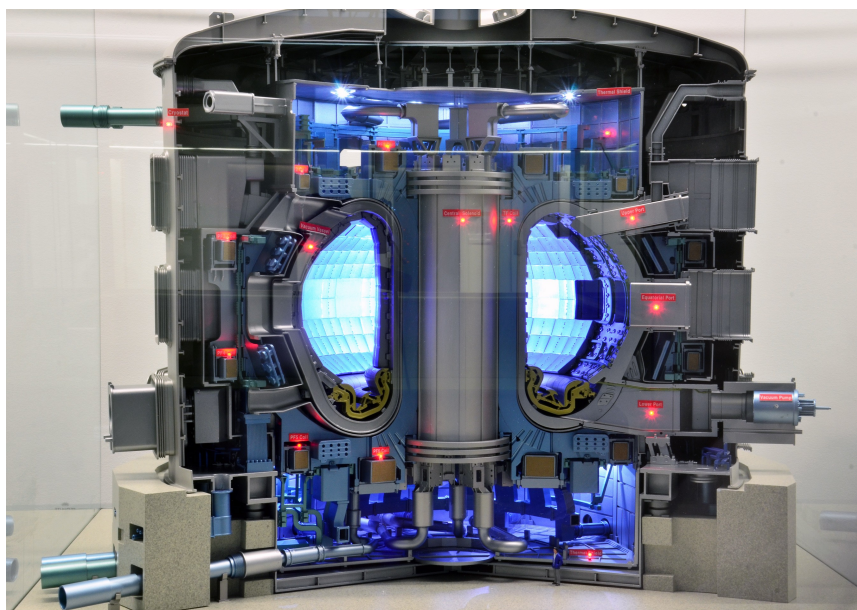
Berilijum se može naći u sastavu nekih zvezda. Merenje zastupljenosti lakih elemenata, kao što je berilijum, u zvezdama siromašnim metalima daje pregršt informacija o nukleosintezi i evoluciji hemijskih elemenata na početku Univerzuma (Gilmore, Edvardsson, and Nissen, 1991; Gilmore et al., 1992; Gálvez-Ortiz et al., 2011). Merenje zastupljenosti elemenata se bazira na fitovanju sintetičkih spektara, dobijenih simulacijama, na podatke dobijene posmatranjem. Linije *Be II* 313.1 i 313.0 nm se tako koriste za analizu porekla nekih zvezda. Autor G. Gilmore posebnu pažnju posvećuje berilijumu jer je merenjima utvrđeno da je zastupljenost berilijuma nekoliko redova veličine veća nego što to predviđa standardni model nukleosinteze (Gilmore, Edvardsson, and Nissen, 1991; Gilmore et al., 1992). Ovo neslaganje oko zastupljenosti berilijuma objašnjeno je delovanjem kosmičkih zraka u ranom Univerzumu, (Gilmore et al., 1992).

### 1.3.2 Berilijum kao element prvog zida fuzionih reaktora, ITER i JET

Berilijum se koristi u tokamacima već više od 30 godina (Thomas, 1990; Hackmann and Uhlenbusch, 1984; Isler et al., 1985). No, obimnija upotreba berilijuma rezervisana je za najambiciozniji projekat na polju energetike danas, odnosno za Međunarodni termonuklearni eksperimentalni reaktor, ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor). Ovaj fuzioni reaktor, kojeg popularno nazivaju najkompleksnijom mašinom ljudske civilizacije, trenutno se gradi u Francuskoj.

Upotreba berilijuma je nedavno ukratko opisana u (Stankov et al., 2018b). Berilijum je odabran kao element od kojeg će biti izgrađen prvi zid ITER-a, (IAEA/ITER, 2002; Dombrowski, 1997; Cardella et al., 2000). Prvi zid reaktora će se sastojati od 440 panela koji će potpuno pokrivati unutrašnji zid vakuumske komore. Paneli će biti prekriveni slojem berilijuma debljine 8 – 10 mm, što će ukupno iznositi 12 t berilijuma raspoređenog na površinu od 700 m<sup>2</sup>, (IAEA/ITER, 2002). Atributi koji idu u korist primene berilijuma su mala masa, mali redni broj i slaba apsorpcija tricijuma (IAEA/ITER, 2002). Prema radu (Dombrowski, 1997), najvažnija osobina berilijuma, zbog koje je odabran za izgradnju prvog zida reaktora, je sposobnost da vezuje kiseonik i druge gasove iz vakuumske komore. Naime, berilijum ima najveći afinitet prema kiseoniku od svih metala izuzev torijuma i kalcijuma, (Rosenquist, 1983). Kalcijum nije strukturni metal i brzo korodira, dok je torijum





SLIKA 1.3: Šematski prikaz poprečnog preseka ITER-a, (IAEA/ITER, 2002)

blago radioaktivan i ima veliki redni broj. Vrednost rednog broja je značajna jer je potrebno da, ukoliko dođe do oslobađanja elemenata sa zida reaktora u vakuumsku komoru, ne dođe do zagađenja komore elementima velikog rednog broja. Zagađenje reaktora elementima sa velikim rednim brojem utiče na ubrzano hlađenje plazme. Pomenuto je u prethodnom poglavlju da se *Be* ponaša kao moderator neutrona, što je još jedna osobina potrebna za materijal koji će prekriti unutrašnji sloj reaktora.

Najveći tokamak na svetu, trenutno operativan, je JET koji je smešten u UKAEA Fusion, Culham, Oxfordshire, UK. Tokom perioda od 2005 do 2011 godine, sprovedene su promene u *JET* – u gde su zamenjene komponente prvog zida reaktora *JET* – CFC, gde je CFC skraćenica od "Carbon Fiber Components", komponentama koju su "ITER – like", skraćeno *JET* – ILW. Što znači da je prvi zid *JET* – a napravljen od ugljenika zamenjen berilijumom kao materijalom prvog zida komore i volframom kao materijalom divertora (Philippis et al., 2010; Brezinsek, 2015). Projekat je bio usmeren ka sticanju operativnog iskustva u rukovanju *Be* – *W* materijalima, i ispitivanju interakcije površine materijala sa plazmom, te proizvodnji prašine i njenom uticaju na rad reaktora (Riccardoa et al., 2013; *Operational Beryllium Handling Experience at JET 2002*). Ispitivanja su pokazala da je primarni izvor nečistoća u konfiguraciji *JET* – IWL smanjen za red veličine u odnosu na konfiguraciju

*JET – CFC* (Brezinsek et al., 2015). Odsustvo raspršivanja (spaterovanja) berilijuma usled bombardovanja česticama male energije, kao što su termalni neutrali, je odgovorno za redukovanje nečistoća u *JET – IWL*, (Brezinsek, 2015; Brezinsek et al., 2015).

### **Prašina u ITER-u i JET-u**

U tokamacima, uopšteno, mogu se stvoriti velike količine prašine. Prašina nastaje usled topljenja i isparavanja materijala zida reaktora i divertora, usled raspršivanja i varničenja, (Wesson, 1987) i predstavlja problem. Ukoliko se ablacijom komponenata zida reaktora stvori određena količina prašine, javlja se potreba za redovnom kontrolom i zamenom materijala zida. Efikasnost reaktora je smanjena kao posledica unosa nečistoća u plazmu. Dodatni problem nastaje ukoliko bi prašina vezala tricijum, koji se koristi kao gorivo u reaktoru, te bi njeno odlaganje bilo tretirano kao odlaganje radioaktivnog otpada.

Iako berilijum ima osobine koje ga čine vrlo pogodnim za sastav prvog zida fuzionih reaktora, njegova najveća mana je mala temperatura topljenja. Ovo čini prvi sloj zida podložnim uticaju *ELM – ova*, (edge localised modes), i disrupcija (Wesson, 1987; Dolan, 2013; Kupriyanov, G. N. Nikolaev, and N.P. Porezanov, 2015). Zbog pojave *ELM – ova* i disrupcija dolazi do velikih flukseva plazme na materijal prvog zida reaktora. Svaki veliki fluks rezultuje erozijom materijala sa površine zida. Do erozije dolazi zbog zagrevanja površine, topljenja, isparavanja i formiranja čestica berilijumske prašine. Prema simulacijama (Spilker et al., 2019), očekuje se da 350  $\mu\text{m}$  površinskog sloja berilijuma nestane sa cele površine reaktora nakon  $10^7$  ciklusa rada ITER-a. Predviđanja su da će se tokom rada ITER proizvesti 7 – 10,3 kg prašine berilijuma po disrupciji (Honda et al., 1996).

Pored velike važnosti i uticaja prašine na rad reaktora, ne postoji mnogo podataka o nastajanju čestica prašine ponašanju istih u okruženju reaktora (Wang and Ticos, 2008). Odgovornost za to se možda može potražiti u toksičnosti berilijuma.

## **1.4 Mehanizmi ablacije materijala zida cevi za pražnjenje u plazmi**

Tokom rada na eksperimentu kojim se ova teza bavi, može biti stvorena primetna količina prašine. U ovoj tezi su razmatrani raspršivanje i uadri

talasi kao mehanizmi ablacije materijala sa zidova cevi za pražnjenje.

### 1.4.1 Raspršivanje u tinjavom pražnjenju

Gasna pražnjenja se sve više koriste u procesima depozicije i nagrizanja (*eng. etching*) tankih filmovima, najčešće u industriji mikroelektronike. Ova primena se bazira na fenomenu raspršivanja. Različiti autori opisuju eksperimentalne podatke o prinosu raspršivanja (*sputtering yield*) koristeći geometrijske modele (Burlefinger and Ewald, 1963; Honig, 1972; Werner, 1966). U ovim modelima se naglašavaju osobine zapremine u kojoj se vrše sudari, kao celine, nasuprot najčešće primenjivanim teorijama koje se fokusiraju na interakciju upadnog jona sa površinom mete, (Sigmund, 1981; Sigmund, 1969; Andersen and Bay, 1981; Biersack and Eckstein, 1984; Zalm, 1983; Wilson, Haggmark, and Biersack, 1977). U modelima (Burlefinger and Ewald, 1963; Honig, 1972; Werner, 1966), zavisnost prinosa raspršivanja od energije je objašnjena geometrijskim efektima, što je u suprotnosti sa teorijskim pristupima u (Sigmund, 1981; Sigmund, 1969; Andersen and Bay, 1981; Biersack and Eckstein, 1984; Zalm, 1983; Wilson, Haggmark, and Biersack, 1977), gde je zavisnost prinosa raspršivanja od energije opisana preko zaustavne moći materijala.

Ovde će biti u kratkim crtama iznesen teorijski prikaz u kom se razmatra interakcija upadnog jona sa površinom mete. Posmatrajmo, dakle, jon koji se približava površini zida cevi. On može biti reflektovan sa površine u procesu elastičnog sudara. Ukoliko je energija jona dovoljno velika može doći do izbacivanja elektrona sa površine materijala u procesu sekundarne emisije. Sam jon može biti zarobljen, odnosno iplementiran u materijal. I na kraju, upad jona može da izazove niz sudara među atomima materijala, što može dovesti do otkidanja jednog od ovih atoma, ili više njih sa površine materijala, (Chapman, 1980). Energija prenesena u elastičnom binarnom sudaru atoma limitirana je zakonima održanja energije i impulsa. Atom  $i$ , energije  $E$  može da preda najviše:

$$\frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} E \quad (1.1)$$

atomu  $t$  koji je u stanju mirovanja, u slučaju direktnog sudara. Ovde su  $m_i$  i  $m_t$  mase atoma koji se sudaraju. Proces raspršivanja je rezultat serije takvih sudara, (Chapman, 1980). Koliko će atoma ili molekula upadni jon izbaciti iz materijala mete zavisi od mase jona i atoma mete, kao i od energije upadnog jona. Kako atomi spateruju samo sa površine mete, prinos raspršivanja  $S$  je

proporcionalan energiji koju upadni jon deponuje tankom sloju pri površini mete. Dubina materijala do koje će jon dopreti određena je zaustavnom moći materijala. Zaustavna moć materijala numerički je jednaka količini energije koju čestica izgubi na putu jedinične dužine:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (1.2)$$

ova veličina zavisi od energije upadne čestice i osobina materijala kroz koji čestica prolazi. Prema (Sigmund, 1969), za jone male energije (ispod 1 keV) važi,

$$S(E) = \frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} E \cdot const \quad (1.3)$$

što (Chapman, 1980) koristi da predvidi sledeći izraz za prinos raspršivanja:

$$S = \frac{3\alpha}{4\pi^2} \frac{4m_i m_t}{(m_i + m_t)^2} \frac{E}{U_0} \quad (1.4)$$

gde je  $U_0$  vezivna energija materijala koji spateruje a  $\alpha$  je monotona funkcija koja za  $\frac{m_t}{m_i} = 0, 1$  ima vrednost 0,17 i raste do 1,4 za  $\frac{m_t}{m_i} = 10$ . Prema jednačini 1.4, prinos raspršivanja raste linearno sa porastom energije upadnog jona. Ovo je tačno do vrednosti energije od 1 keV, nakon čega vrednost  $S$  ulazi u saturaciju. Naime, pri većim vrednostima energije upadnih čestica, energija se raspoređuje po većoj zapremini materijala, te energija prenesena površinskom sloju materijala ostaje približno konstantna, (Chapman, 1980).

### 1.4.2 Udarni talasi

Udarni talasi mogu da se pojave u gasu, tečnostima i čvrstim telima, pa čak i u svemiru, nakon naglog oslobađanja velike količine energije. Pri jakim eksplozijama javljaju se svetleći udarni talasi. U laboratoriji se ovi talasi mogu dobiti fokusiranim laserskim zračenjem, pri električnim pražnjenjima ili u udarnim cevima. Jedan od efekata koji se koristi za dobijanje plazme je prolaz udarnog talasa kroz gas koji može biti praćen povećanjem stepena jonizacije.

Udarni talas predstavlja diskontinuitet u parametrima sredine koji se kreće kroz medijum brzinom većom od brzine zvuka, (Zeldovich and Raizer, 1966; Niu, 1996; Vujičić and Djurović, 1995). Karakteriše se postojanjem jedne površine (udarni front) na kojoj svi parametri gasa trpe nagle, skokovite, promene vrednosti. Zakoni očuvanja mase, momenta i energije moraju biti

ispunjeni. Udarni talas može biti sferni, cilindrični ili ravan u zavisnosti od načina na koji je izvršeno oslobađanje energije (Vujičić and Djurović, 1995).

Neka se posmatra stacionarni udarni talas, sa pretpostavkom da je udarni front ravan. Neka se referentni sistem kreće zajedno sa frontom. U laboratorijskom sistemu udarni front se kreće kroz fluid određenom brzinom, a fluid ispred fronta miruje. U odabranom sistemu referencije, udarni front miruje, a fluid ima određenu brzinu ispred i iza njega. U tom koordinatnom sistemu sve veličine zavise samo od  $x$ - ose, tako da jednačina kontinuiteta, jednačina kretanja i jednačina energije imaju sledeći oblik, (Landau and Lifshitz, 1987):

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1 &= \rho_2 v_2 && \text{(zakon održanja mase)} \\ p_1 + \rho_1 v_1^2 &= p_2 + \rho_2 v_2^2 && \text{(zakon održanja impulsa)} \\ \varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} &= \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} && \text{(zakon održanja energije),} \end{aligned} \quad (1.5)$$

gde su indeksom 1 označeni parametri sredine pre prolaska udarnog fronta, indeksom 2 su označeni parametri sredine nakon prolaska udarnog fronta,  $\varepsilon$  je unutrašnja energija mase fluida. Koristeći jednačine koje proističu iz zakona održanja mase i impulsa kako bi se eliminisali  $\varepsilon_1$  i  $\varepsilon_2$ , dobija se Hugoniot-ova jednačina:

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_1} \right) (p_2 - p_1) \quad (1.6)$$

Jednačine 1.5 su poznate pod imenom Rankine- Hugoniot-ove jednačine, (Landau and Lifshitz, 1987), i zajedno sa kalorijskom jednačinom i jednačinom stanja predstavljaju sistem iz kojeg se mogu odrediti parametri sredine iza fronta ukoliko su poznati parametri sredine ispred fronta, i obrnuto.

## 1.5 Prašina u plazmi i praškaste plazme

Praškaste (*eng. dusty*), kompleksne (*eng. complex*), koloidne ili aerosolne plazme, sve su nazivi koji se odnose na plazmu koja je kontaminirana određenom količinom čestica koje mogu biti u čvrstom ili tečnom stanju, različitih veličina od milimetarske do nano skale (Ignatov, 2005). Pod izrazom "kompleksne plazme" se trenutno u naučnoj literaturi podrazumevaju one plazme specijalno "dizajnirane" za proučavanje svojstava komponenata prašine u laboratoriji, dok se izraz "praškaste" češće koristi za imenovanje plazmi u svemiru i atmosferi, (Fortov et al., 2005). Kao i kod (Fortov et al., 2005), u ovoj tezi će se koristiti izraz "praškaste" kao opšte prihvaćen. U plazmama

u svemiru i laboratoriji najčešće su ispunjeni uslovi  $a \ll \lambda_D$  i  $a \ll d$ , gde su  $a$ ,  $\lambda_D$  i  $d$  redom, radijus čestice, Debye-ev radijus i rastojanje između čestica. Ako je  $\lambda_D < d$ , plazma čini skup izolovanih ekraniranih čestica, koje ne učestvuju u kolektivnim procesima u plazmi, i tačan izraz bi bio "prašina u plazmi", (Shukla and Mamun, 2002). Dok u slučaju  $d < \lambda_D$ , čestice same učestvuju u procesu ekraniranja, odnosno kolektivnim procesima u plazmi, i takva plazma je praškasta plazma, (Shukla and Mamun, 2002). Neki izvori predlažu izraz "prašinom-opterećene plazme" kojim bi se obuhvatila oba tipa. U ovom poglavlju biće dat pregled najznačajnijih osobina prašine i praškastih plazmi u prirodi, 1.5.1 i u laboratoriji, 1.5.2. Takođe, u ovom poglavlju će biti dat pregled fizičkih procesa od najvećeg značaja, koji se odvijaju u praškastim plazmama. U plazmi, čestice stiču negativno naelektrisanje zbog protoka elektrona i jona, kao što će biti reči u poglavlju, 1.5.3. U poglavlju 1.5.4 biće dat pregled sila koje deluju na čestice u praškastim plazmama, a čije je dejstvo uglavnom zanemarljivo u običnim plazmama.

### 1.5.1 Prašina i praškaste plazme u astrofizici

Prašina i praškaste plazme su normalna pojava u svemiru. Od njih se sastoje planetarni prstenovi, repovi kometa, interplanetarni, i međuzvezdani oblaci (Goertz, 1989; Northrop, 1992; Tsztoich, 1997). Takođe, prisutni su u blizini veštačkih satelita i svemirskih stanica (Whipple, 1981; Robinson and Coakley, 1992).

Međuplanetarni prostor nije prazan već se sastoji od fotona, plazme (elektrona, jona, protona), solarnih vetrova, sićušne međuplanetarne prašine,... Tipične karakteristike prašinom-opterećenih plazmi u ovom prostoru su  $n_e = 5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 10^5 \text{ K}$ ,  $r_d \approx 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $a = 2 - 10 \text{ }\mu\text{m}$  i  $a/\lambda_D \approx 5$  (Shukla and Mamun, 2002), gde su  $n_e$ - koncentracija elektrona,  $T_e$ - temperatura elektrona,  $r_d$ - radijus čestice prašine,  $a$ - srednje rastojanje između čestica prašine,  $\lambda_d$ - Debye-ev radijus.

Proučavanje prašine u svemiru i praškastih plazmi ima sve veći značaj. Tako se na primer, ispitavanjem sastava i osobina čestica prašine kometa dolazi do saznanja o razvoju sunčevog sistema (Shukla and Mamun, 2002).

U našem sunčevom sistemu planetarni prstenovi se nalaze oko Jupitera, Saturna, Urana i Neptuna. A, B, i C prstenovi Saturna i 11 uskih prstenova Urana se sastoje od čestica veličine od 1 cm do 10 m. Ostali sistemi prstenova se uglavno sastoje od čestica reda veličine mikrona, (Shukla and Mamun, 2002).



## 1.5.2 Prašina u DC i RF pražnjenjima

Do pojave prašine može doći i u DC i RF pražnjenjima.

Podsetimo se da se gasna pražnjenja mogu realizovati sa jednosmernom, DC (direct current), ili radiofrekventnom, RF (radiofrequency), pobudom. DC pražnjenja se realizuju pomoću jednosmernog izvora napona, u kontinualnom ili impulsnom režimu. Ova vrsta pražnjenja nailazi na široku primenu u industriji. DC pražnjenja se koriste kod gasnih lasera, fluorescentnih lampi kao i za raspršivanje i depoziciju tankih filmova (Vossen and Cuomo, 1978; Musil, Viček, and Baroch, 2005; Waits, 1978; Chapman, 1980; Thornton, 1980). Takođe, značajna je primena i kod proizvodnje veštačkog dijamanta, (Clausen et al., 1992).

U RF pražnjenjima, promenljivo elektromagnetno polje se može realizovati dovodenjem visokofrekventnog električnog polja, u oblast pražnjenja. Polje se dovodi pomoću elektroda na koje se primenjuje RF napon, te se tako dobija kapacitativno kuplovana plazama, *CCP*. Drugi način je da se kroz solenoid u kojem se nalazi cev za pražnjenje na niskom pritisku propušta struja visoke frekvencije, te se u cevi za pražnjenje indukuje elektromagnetno polje. Tako dobijena plazma naziva se induktivno kuplovana plama, *ICP*. Kapacitativno kuplovana RF pražnjenja nalaze široku primenu u industriji, gde se često koriste za procese nagrivanja i depozicije tankih slojeva na supstratu, gde je supstrat nanosen na jednoj od elektroda između kojih se vrši pražnjenje. Ove metode najčešće nalaze primenu u industriji proizvodnje mikročipova, poluprovodnika, tranzistora (Manos and Flamm, 1988; Bruno, Capezzuto, and Madan, 1995; Williams, 1997; Lieberman and Lichtenberg, 1994; Roosmalen and Brader, 1991; Chen, 1995). Proces etchinga se vrši u RF pražnjenjima na niskim pritiscima od 5 – 50 Pa, dok se proces depozicije vrši na dva do tri puta višim vrednostima pritiska. Tokom ovih procesa tipični parametri plazme su: koncentracija elektrona  $10^{15} - 10^{17} \text{ m}^{-3}$  i elektronska temperatura 1 – 4 eV (Goedheer, 2000). Tokom procesa nagrivanja, najjednostavnije rečeno, joni se u plazmi ubrzavaju prema supstratu koji se nalazi na elektrodi. Preko supstrata se najčešće nalazi maska, koja služi da spreči nagrivanje cele površine supstrata. Potrebno je da joni koji se koriste budu hemijski reaktivni kako bi ubrzali nagrivanje, te se zato u tu svrhu najčešće koriste Cl i F joni. Tokom procesa depozicije i redepozicije, stvaraju se slojevi tankog filma. U ambijentima u kojima se vrše procesi nagrivanja i deponovanja slobodne čestice materijala supstrata, tzv čestice prašine, se usled raspršivanja materijala neizbežno pojavljuju. Raspršivanje je proces emisije

neutralnih ili jonizovanih atoma, izazvanih bombardovanjem površine materijala energetskim česticama. Ovi projektili najčešće mogu biti joni, atomi, klasteri čestica, itd. (Behrisch, 1981; Behrisch, 1983; Behrisch, 1991; Sigmund, 1993). Pojavljivanje prašine u pražnjenjima u proizvodnji mikročipova i generalno u industriji je neizbežan i nepoželjan proces (Donovan, 1990). Uticaj čestica prašina umnogome zavisi od veličine istih. One mogu učestvovati u hemijskim reakcijama i tako smanjiti efikasnost proizvodnje, mogu fizički oštetiti supstrat, te mehaničkim putem stvoriti defekt mnogo veći od same čestice (Graves, 1994).

### 1.5.3 Naelektrisanje čestica u praškastim plazmama

Ukoliko se u plazmu unesu neutralne čestice, one će zadobiti negativno naelektrisanje, što je posledica činjenice da se elektroni kreću mnogo brže od jona (zbog razlike u masama), te su češći sudari čestica sa elektronima. Stationarno stanje se dostiže kada neto struja na površini čestice postane jednaka nuli:

$$\sum_{\alpha} I_{\alpha} = 0 \quad (1.7)$$

gde je  $I_{\alpha}$  oznaka mogućih struja na čestici, (Shukla and Mamun, 2002). Različiti doprinosi dolaze od elektronske i jonske struje, struje sekundarne emisije elektrona, termojonske ili fotoelektronske emisije. Kako bi se izračunalo naelektrisanje čestice, odnosno rešila jednačina 1.7, ovde će biti korišćen OML pristup (eng. orbital-limited motion), (Mott-Smith and Langmuir, 1926; Bhattarai and Mishra, 2017; Tanga and Delzan, 2014). Ova aproksimacija se bazira na sledećoj pretpostavci: sudari između elektrona, jona i neutrala se zanemaruju, odnosno, pretpostavka je da se naelektrisana čestica (jon, elektron) koja se sudara sa česticom prašine apsorbuje, ili rekombinuje na njenoj površini. Procenom fluksa jona i elektrona na površinu čestice, koristeći OML teoriju, u slučaju sferne čestice prašine koja se ponaša kao sferna Langmuir-ova sonda, (Mott-Smith and Langmuir, 1926; Bhattarai and Mishra, 2017), dobijaju se sledeći izrazi za jonsku i elektronsku struju na površini čestice, respektivno:

$$I_i = 4\pi e a^2 n_i \left( \frac{T_i}{2\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{e\phi_0}{T_i} \right), \quad (1.8)$$



$$I_e = -4\pi e a^2 n_e \left( \frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{e\phi_0}{T_e}}, \quad (1.9)$$

gde su  $m_{i,e}$ ,  $T_{i,e}$ ,  $n_{i,e}$  mase, temperature i koncentracije jona odnosno elektrona, a  $\phi_0$  površinski električni potencijal sferne čestice prašine radijusa  $a$ . Poznavanje struja [1.8](#), [1.9](#), nije dovoljno da bi se odredilo naelektrisanje čestica prašine. Potrebno je poznavati distribuciju električnog potencijala same čestice. Kako je već pretpostavljeno da je čestica prašine sfera, poznato je da je izraz za kapacitet sfernog provodnika radijusa  $a$  sledeći:

$$Q = 4\pi\epsilon_0 a \phi_0 \quad (1.10)$$

gde je  $Q$  naelektrisanje čestice. U laboratorijskim kompleksnim plazmama, osim u specijalnim okolnostima, razmatraju se doprinosi struje jona i elektrona. Ubacivanjem izraza [1.8](#), [1.9](#), [1.10](#) u [1.7](#), za slučaj vodonične plazme, pod pretpostavkom da je temperatura ista za jone i elektrone, dobija se (Merlino and Goree, [2004](#)):

$$\phi_0 = -2,51 \frac{k_b T_e}{e} \quad (1.11)$$

gde je  $k_b$  Boltzmanova konstanta. Za česticu radijusa  $1 \mu m$ , koja se nalazi u plazmi  $kT_e = 3 eV$ , jednačine [1.11](#) i [1.10](#) predviđaju naelektrisanje  $Q = -8,4 \times 10^{-16} C$ , što je oko 5000 puta veće od naelektrisanja elektrona, (Merlino and Goree, [2004](#)). U plazmi koja nema čestice prašine, naelektrisanje jona se uobičajeno ne menja tokom vremena, što je u suprotnosti sa naelektrisanjem čestica prašine u kompleksnim plazmama. Karakteristično vreme za koje čestica zadobije naelektrisanje  $Q$  se može izraziti kao, (Fortov et al., [2005](#)):

$$t_c = \frac{Q}{I_0} \quad (1.12)$$

gde je  $I_0 = I_i = I_e$  u stacionarnom stanju, a  $Q$  je dato jednačinom [1.10](#). Koristeći jednačinu [1.9](#), i uzimajući za primer argonovu plazmu sa parametrima:  $T_e = 2 eV$ ,  $n_e = 10^{15} m^{-3}$ ,  $a = 1 \mu m$ , dobija se površinski električni potencijal  $\phi_0$  kao  $-4kT_e/e$ . Iz čega sledi da je  $t_c \approx 0,16 ms$ . Prema (Fortov et al., [2005](#); Cui and Goree, [1994](#)), vreme naelektrisanja plazme je obrnuto srazmerno veličini čestice i koncentraciji elektrona.

Kao što je pomenuto, u stacionarnom stanju, fluks pozitivnih jona odgovara fluksu elektrona  $I_e = I_i$ . Ukoliko se posmatra jedan strujni impuls, tokom kojeg dolazi do pražnjenja, poznato je da nakon impulsa dolazi do

zmanjenja temperature. Ovo smanjenje remeti jednakost flukseva. Naime, fluks elektrona snažno zavisi od elektronske temperature, prema jednačini 1.9, te pad  $T_e$  dovodi do situacije da je  $I_i > I_e$ . Zbog ove nejednakosti čestice mogu da izgube naelektrisanje sudarajući se sa jonima, ili u procesima rekombinacije jona i elektrona na površini čestice. Međutim, u radovima (Berndt et al., 2003; Stefanović et al., 2017) primećeno je da nakon strujnog impulsa dolazi do povećanja koncentracije elektrona, što bi bilo suprotno prethodno izloženoj teoriji. U radu (Berndt et al., 2003) predlaže se da se uvede poseban mehanizam usled kojeg dolazi do oslobađanja elektrona sa čestica prašine. Jednačina 1.7 tada ima sledeći oblik:

$$\frac{dQ}{dt} = (I_i - I_e) + I_e^{free} \quad (1.13)$$

gde prvi deo jednačine,  $(I_i - I_e)$ , opisuje proces smanjenja količine naelektrisanja zbog rekombinacije jona i elektrona na čestici, dok drugi član,  $I_e^{free}$ , opisuje proces smanjenja naelektrisanja čestica, ali pri kojem dolazi do otpuštanja slobodnih elektrona sa čestica. Priroda ovog procesa koji doprinosi povećanju koncentracije elektrona prema (Berndt et al., 2003), još uvek nije dobro poznata. Mehanizmi koji verovatno stoje iza povećanja koncentracije elektrona su: sekundarna elektronska emisija zbog udara jona, elektrona, UV fotona, metastabilnih atoma ili brzih neutralnih atoma, zatim termojonska emisija, ili emisija usled polja.

#### 1.5.4 Dinamika čestica u praškastim plazmama

Sile koje deluju na česticu prašine mase  $m$  i brzine  $v$  u kompleksnoj plazmi su,

$$m \frac{dv}{dt} = F_{EL} + F_G + F_D + F_T + F_P \quad (1.14)$$

gde je  $F_{el}$  elektromagnetna sila,  $F_G$  gravitaciona sila,  $F_e$  (eng. drag force) sila koja potiče od relativnog kretanja plazme i prašine, ili neutralnih čestica i prašine,  $F_t$  (eng. thermophoretic force) sila koja nastaje usled gradijenta temperature neutralnog gasa i  $F_p$  (eng. radiation pressure) sila pritiska zračenja (Shukla and Mamun, 2002). Zavisnost ovih sila od veličine čestice predstavljena je u Tabeli 1.1, adaptiranoj iz (Shukla and Mamun, 2010):

Sila gravitacije, gradijenta temperature i pritiska svetlosti su karakteristične za kompleksne plazme u svemiru. Sila toplotonog fluksa, odnosno gradijenta temperature, je značajna u eksperimentima u kojima se koriste laseri (Melzer, 2001). Osim ovog slučaja, dinamiku laboratorijskih plazmi

sila	poreklo sile	zavisnost od veličine čestice
$F_{el}$	električno i magnetno polje	$a$
$F_g$	gravitacija	$a^3$
$F_d$	kretanje neutrala i jona	$a^2$
$F_t$	gradijent temperature	$a^2$
$F_p$	pritisak svetlosti	$a^2$

TABELA 1.1: Dominantne sile u kompleksnim plazmama, (Shukla and Mamun, 2010)

određuju u značajnijoj meri samo električna sila, Kulonova sila jonskog vučenja, i neutralna sila vučenja, (Shukla and Mamun, 2002), te jednačina 1.15 postaje:

$$F = F_e + F_{di}^{coul} + F_{dn} \quad (1.15)$$

Ove tri sile se u jednodimenzionom modelu prema (Shukla and Mamun, 2002), mogu predstaviti kao:

$$F_E = q_d E \quad (1.16)$$

$$F_{di}^{coul} = 2\pi n_i m_i V_{it} v_i b_0^2 \ln \left( 1 + \frac{\lambda_{De}^2}{b_0^2} \right) \quad (1.17)$$

$$F_{dn} = -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi} r_d^2 m_n n_n V_{tn} v_d \quad (1.18)$$

gde je  $F_{di}^{coul}$ , sila koja je posledica fluksa jona, kada joni interaguju sa česticom prašine preko elektrostatičkih Coulomb-ovih sudara. Parametar  $b_0$  ima vrednost  $eq_d/mv_i^2$ . Naelektrisanje čestice je  $q_d$ , dok je  $V_{it}$  ukupna brzina jona (brzina koju jon dobija rasejanjem u električnom polju i termalna brzina),  $V_{tn}$  termalna brzina neutrona,  $\lambda_{De}$  Debye-va talasna dužina. Opis određivanja vrednosti  $q_d$  je dat u prethodnom poglavlju 1.5.3. Kako bi se odredila vrednost ukupnih sila koje deluju na česticu,  $F$ , potrebno je poznavati veličine  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $v_i$  i  $E$ . Da bi odredili vrednost ovih promenljivih (Winske and Jones, 1994; Resendes and Shukla, 2001) koriste jednodimenzionalni, vremenski nezavisni model tinjavog pražnjenja, gde se preko difuzione aproksimacije numerički rešavaju jednačine kontinuiteta koncentracije elektrona i jona, jednačina momenta impulsa elektrona i Poisson-ova jednačina.

## 1.6 Teorijski rezultati Stark-ovog širenja spektralnih linija berilijuma

Svaka eksperimentalno merena spektralna linija ima svoj profil, odnosno određenu širinu i oblik. Ovo potiče što od prirodnog širenja linije, što od nekih drugih efekata kao što su Doppler-ovo širenje, širenje usled pritiska gde dominira Stark-ov efekat, potom Zeeman-ov efekat ako se plazma nalazi u magnetnom polju. U obzir treba uzeti i instrumentalno širenje linija.

Postojanje profila konačne širine, njegove asimetrije, pomaka linije, svedoče o uslovima koji su vladali u plazmi u trenutku nastanka linije. Tako na primer, usled interakcije emitera sa promenljivim mikroelektričnim poljem plazme dolazi do promene energije i cepanja energijskih nivoa emitera, i ova pojava se naziva Stark-ov efekat. U ovoj tezi biće dato poređenje profila linija berilijuma dobijenih eksperimentalnim putem, sa postojećim teorijama koje su opisane u ovom poglavlju: semiklasična teorija 1.6.1, Stark-ovo širenje izolovanih linija u sudarnoj, Dimitrijević-Saha Brecht (DSB) aproksimaciji 1.6.2, molekularno dinamička (MD) simulacija, (Gigosos and González, 2009) 1.6.3 i simulacija (Stambulchik and Maron, 2006), 1.6.4. U ovoj tezi opisani modeli plazme su semiklasični, odnosno oslanjaju se na hipotezu da je širenje linija određeno evolucijom kvantnog sistema - emitera koji je perturbovan klasičnim mikroelektričnim poljem plazme. Pretpostavka na kojoj su bazirani ovi modeli je da su dimenzije emitera male u poređenju sa prostornim fluktuacijama mikropolja, pa se interakcija emiter-polje može aproksimirati dipolnom interakcijom emitera sa ukupnim mikroelektričnim poljem plazme. Može se smatrati da profil linije potiče od sume dipolnih prelaza pojedinačnih emitera jedne vrste u plazmi.

### 1.6.1 Stark-ovi parametri izolovanih linija berilijuma prema semiklasičnoj aproksimaciji Jones-a, Benett-a i Griem-a (SC)

Pri izvođenju semiklasične aproksimacije (SC), smatra se da je srednje rastojanje između atoma koji emituju dovoljno veliko, da bi se interakcija između njih mogla zanemariti. Plazma je izdvojena na ćelije od kojih svaka sadrži jedan emiter i veliki broj perturbujućih čestica, elektrona i jona. Ove čestice se po pretpostavci nalaze na beskonačnom rastojanju u odnosu na emitere, te je njihova interakcija zanemarljivo mala. Joni u ćeliji su nepokretni u toku vremena posmatranja, i stvaraju kvazistatičko električno polje  $E_j$ . Kompletni

profil linije je u tom slučaju dat pomoću izraza (Smith, Vidal, and Cooper, 1969a):

$$I(\lambda) = \int_0^{\infty} P(E_j) I(\lambda, E_j) dE_j \quad (1.19)$$

gde je  $P(E_j)$  funkcija raspodele niskofrekventne komponente flukturirajućeg električnog mikropolja. Na taj način se posmatra samo širenje linije usled dejstva elektrona u statičkom polju. Zatim se rezultujući profil,  $I(\lambda, E_j)$ , usrednji preko svih mogućih jonskih polja.

U semiklasičnoj aproksimaciji, ili aproksimaciji klasičnih putanja, perturbirani se posmatraju kao klasične čestice koje deluju klasičnim vremenski promenljivim potencijalom na kvantno mehanički atom, odnosno kao čestice kojima se mogu pripisati klasične koordinate  $\vec{x}$  i brzine  $\vec{v}$ . Njihovo dejstvo na čestice se može opisati vremenski promenljivim potencijalom:

$$V_e(\vec{R}, \vec{x}, \vec{v}, t) = \sum_{j=1}^N V_1(\vec{R}, \vec{x}_j, \vec{v}_j, t) \quad (1.20)$$

gde je  $V_1$  potencijal interakcije između emitera i jednog elektrona sa koordinatama  $\vec{x}_j, \vec{v}_j$ . Unutrašnje koordinate emitera su označene sa  $\vec{R}$ . Da bi se perturbirani mogao opisati pomoću klasične čestice, mora da važi pretpostavka da se talasni paket pomoću kojeg se opisuje ne preklapa sa talasnim funkcijama drugih čestica. Da se talasni paketi perturbirani ne bi preklapali, poluširina funkcije raspodele intenziteta  $\Delta x_g$  perturbirani, mora biti mnogo manja od srednjeg rastojanja između perturbirani,  $n^{-1/3}$ . U radu (Smith, Vidal, and Cooper, 1969a) je pokazano da do preklapanja talasnih funkcija emitera i perturbirani dolazi samo u slučaju jakih sudara.

U tabelama 1.2, 1.3, 1.4 su pobrojane teorijske vrednosti poluširina (poluširina linije na polovini maksimalnog intenziteta),  $w_{sc}$ , i pomeraja spektralnih linija,  $d_{sc}$  jednostruko jonizovanog berilijuma izračunatih u (Jones, Benett, and Griem, 1971) prema semiklasičnoj teoriji opisanoj u (Griem, 1974), odeljak II. 3d. Teorijske vrednosti parametara su normirane na vrednost elektronske koncentracije  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Za jonske linije koje imaju simetrična Stark-ov profil, poluširine i pomeraji linija mogu biti računati iz podataka (Griem, 1974) za proizvoljnu vrednost  $N_e$ , direktno, kao:

$$\begin{aligned} w_{th} &= 2w_{sc} 10^{-17} N_e \\ d_{th} &= d_{sc} 10^{-17} N_e \end{aligned} \quad (1.21)$$

Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja su linearno srazmerne sa elektronskom koncentracijom. Doprinosi jakih sudara ( $WS$ ) poluširini linije, su dati u procentima, kao i doprinosi kvadrupolne interakcije ( $WQ$ ), i sudara ( $WC$ ). ( $DS$ ) predstavlja u procentima izražen doprinos jakih sudara pomeraju linije. Mera kompletnosti perturbovanih nivoa je opisana preko  $\Delta S/S$ . Prikazane talasne dužine su nastale usrednjavanjem talasnih dužina multipleta. Sa  $L$  je opisan relativni ugaoni momenat elektrona koji učestvuju u jakim sudarima, dok je sa  $G$  predstavljen Gauntov faktor.

$T_e(K)$	$w_{SC}(A)$	$d_{SC}(A)$	$WS(\%)$	$WQ(\%)$	$WC(\%)$	$DS$	$L$	$G$
5000	1,92	1,77	83	0	0	66	10,2	0,27
10 000	1,7	1,53	74	0	0	60	10,5	0,33
20 000	1,61	1,38	63	0	0	54	11,3	0,45
40 000	1,59	1,26	55	0	0	51	12,5	0,62

TABELA 1.2: Teorijske vrednosti poluširina,  $w_{SC}$ , i pomeraja,  $d_{SC}$ , po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz:  $3p - 4s/2p - 2s$ , 5271 A,  $\Delta S/S = -0,04$ ,  $kT/E = 4,24$ , *multiplet* = 3 (Jones, Benett, and Griem, 1971)

$T_e(K)$	$w_{SC}(A)$	$d_{SC}(A)$	$WS(\%)$	$WQ(\%)$	$WC(\%)$	$DS$	$L$	$G$
5000	3,30	-1,65	42	50	99	97	11,5	0,80
10 000	2,54	-1,14	36	46	99	107	11,0	0,87
20 000	1,98	-0,756	30	42	99	81	10,9	0,95
40 000	1,58	-0,496	25	37	99	87	10,9	1,08

TABELA 1.3: Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz:  $3d - 4f/2d - 4f$ , 4673 A,  $\Delta S/S = 0,08$ ,  $kT/E = 267,23$ , *multiplet* = 6 (Jones, Benett, and Griem, 1971)

$T_e(K)$	$w_{SC}(A)$	$d_{SC}(A)$	$WS(\%)$	$WQ(\%)$	$WC(\%)$	$DS$	$L$	$G$
5000	4,12	1,32	42	0	99	97	12,5	0,83
10 000	3,30	0,797	36	0	99	107	11,8	0,90
20 000	2,69	0,36	30	0	99	124	11,4	1,08
40 000	2,22	0,0574	25	0	99	213	11,0	1,25

TABELA 1.4: Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po semiklasičnoj aproksimaciji za prelaz:  $3p - 4d/2p - 2d$ , 4361 A,  $\Delta S/S = 0,08$ ,  $kT/E = 267,23$ , *multiplet* = 4 (Jones, Benett, and Griem, 1971)

### 1.6.2 Stark-ovi parametri izolovanih linija berilijuma prema semiklasičnoj teoriji Dimitrijević-a i Sahal-Brechot (DSB)

Dimitrijević-Saha Brechot (DSB) aproksimacija je razvijena uz pomoć semiklasičnog pristupa u radovima (Sahal-Brechot, 1969; Sahal-Brechot, 1974) i dopunjena u radu (Fleurier, Sahal-Brechot, and Chappelle, 1977). Primenjena je sudarna aproksimacija te je profil linija Lorencijan. Širina linije je opisana preko preseka za elastične i neelastične sudare i određene su formule za širinu i pomeraj izolovane spektralne linije usled sudara emitera sa elektronima kao perturbirima. Kasnije, u seriji radova (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1974) kompjuterski kod je ažuriran, i dobijeni su podaci sa tačnošću od 15% do 35%.

Podaci za linije berilijuma prikazani su u tabelama 1.5, 1.6, 1.7 (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) gde su  $w_{DSB}$  Stark-ova poluširina spektralne linije na polovini maksimalnog intenziteta prema DSB aproksimaciji,  $d_{DSB}$  Stark-ov pomeraj prema DSB aproksimaciji.

Prema (Griem, 1974), spektralna linija se može smatrati izolovanom ako nema preklapanja između energijskih nivoa prelaza i najbližih perturbacionih nivoa. Kriterijum izolovanosti linije je, prema (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1974), dat kao:

$$N_I = \frac{C}{2w} \quad (1.22)$$

gde se linija se može smatrati izolovanom za koncentracije manje od  $N_I$ , pri čemu je koncentracija elektrona izražena u  $cm^{-3}$ , a  $w$  poluširina linije u  $0,1 nm$  na  $N = 10^{16} cm^{-3}$ . Parametar  $C$  se odnosi na validnost uslova za izolovanost linije i određen je kao:

$$C = 10^8 \lambda^2 (0,1 nm) [(E_i - E_{i'}) (cm^{-1})] \quad (1.23)$$

gde je  $\lambda$  talasna dužina spektralne linije,  $E_i - E_{i'}$  energijska razlika nivoa prelaza i najbližeg perturbujućeg nivoa.

U Tabelama 1.5, 1.6, 1.7 date su različite vrednosti poluširine i pomeraja za slučaj da su perturbirani elektroni, protoni ili jonizovani helijum.

Za proizvoljne koncentracije  $N_e$  poluširine i pomeraji linija mogu biti izračunati iz podataka (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) za proizvoljnu vrednost  $N_e$ , direktno, kao:

$$\begin{aligned} w_{th} &= w_{DSB} 10^{-17} N_e \\ d_{th} &= d_{DSB} 10^{-17} N_e \end{aligned} \quad (1.24)$$

perturberi $T_e(K)$	elektroni		protoni		jonizovani helijum	
	$w_{DSB}(A)$	$d_{DSB}(A)$	$w_{DSB}(A)$	$d_{DSB}(A)$	$w_{DSB}(A)$	$d_{DSB}(A)$
2500	4,7	1,58	0,0695	0,0573	0,0737	0,04410
5000	3,6	1,5	0,133	0,118	0,136	0,0978
10 000	2,92	1,22	0,203	0,172	0,186	0,139
20 000	2,68	1,08	0,261	0,238	0,235	0,194
30 000	2,54	0,968	0,309	0,263	0,266	0,222
50 000	2,44	0,811				

TABELA 1.5: Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za:  $1s^23p2P^o - 1s^24s2S$ ,  $5272,1 A$ ,  $c = 4,3 \cdot 10^{19} A/cm^3$ ,  $Ne = 10^{17} cm^{-3}$ , *multiplet* = 47, (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992)

perturberi $T_e(K)$	elektroni	
	$w_{DSB}(A)$	$d_{DSB}(A)$
2500	3,74	0,846
5000	3,33	0,583
10 000	2,90	0,403
20 000	2,49	0,231
30 000	2,29	0,135
50 000	2,06	0,0404

TABELA 1.6: Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za:  $1s^23d2D - 1s^24f^2F^o$ ,  $4674,7 A$ ,  $c = 5,6 \cdot 10^{17} A/cm^3$ ,  $Ne = 10^{17} cm^{-3}$ , (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992)

perturberi $T_e(K)$	elektroni	
	$w_{DSB}(A)$	$d_{DSB}(A)$
2500	5,44	-0,747
5000	4,94	-0,507
10 000	4,44	-0,334
20 000	3,92	-0,139
30 000	3,65	0,00625
50 000	3,31	-0,019

TABELA 1.7: Teorijske vrednosti poluširina i pomeraja po DSB aproksimaciji za:  $1s^23p^2P^o - 1s^24d^2F^o$ ,  $4362,1 A$ ,  $c = 4,8 \cdot 10^{17} A/cm^3$ ,  $Ne = 10^{17} cm^{-3}$ , (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992)



### 1.6.3 Teorijski profili spektralnih linija berilijuma prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009)

U kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos and Cardenoso, 1996; Gigosos, 2014) izračunavanje teorijskih profila je urađeno na osnovu molekularne dinamike neinteragujućih čestica.

Teorijske vrednosti Stark-ove poluširine jednostruko jonizovanog berilijuma na 527,21 nm, 467,47 nm i 436,21 nm računata su pomoću ove kompjuterske simulacije u cilju poređenja sa eksperimentalnim rezultatima ove teze. Prikazani profili linija berilijuma nisu objavljeni u naučnim radovima i deo su privatne prepiske M. A. Gigosos-om.

Kod ove metode, u slučaju sistema sa puno čestica, bira se reprezentativan uzorak određenog broja čestica u određenoj zapremini. Za pomenutu zapreminu se rešavaju jednačine kretanja, i rezultat se usrednji za ceo sistem. U ovoj simulaciji deo plazme sa velikim brojem elektrona i jona koji se kreću nasumično i generišu električno polje, se opisuje numerički i prvo se nalaze trenutne konfiguracije ovih električnih polja. Svaka od dobijenih konfiguracija se koristi u nalaženju jedne autokorelacione funkcije dipolnog momenta numeričkim rešavanjem evolucionih diferencijalnih jednačina. Nakon procenjene vrednosti polja na poziciji emitera, rešava se Šredingerova jednačina (Anderson, 1949) :

$$i\hbar \frac{d}{dt} U(t) = [H_0 + q\vec{E}(t) \cdot \vec{R}]U(t) \quad (1.25)$$

gde je  $U(t)$  vremenski operator sistema,  $H_0$  Hamiltonijan neperturbovanog emitera,  $\vec{E}(t)$  električno polje kojem je podvrgnut emiter,  $q\vec{R}$  dipolni moment. Zatim se izračunava emisioni profil dipola, koji je predstavljen preko Furijeove transformacije autokorelacione funkcije (Anderson, 1949),

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos(\omega t) C(t) dt \quad (1.26)$$

pomoću,

$$C(t) = \text{tr}[\vec{D}(t) \cdot \vec{D}(0)] \quad (1.27)$$

$$\vec{D}(t) = U^+(t)\vec{D}(0)U(t) \quad (1.28)$$

gde je  $D(t)$  dipolni moment prelaza koji se proučava, normalizovan tako da je  $C(0) = 1$ .

Usrednjavanjem dobijenih autokorelacionih funkcija po ovim konfiguracijama polja u toku vremena se dobija spektar snage zračenja. U kompjuterskoj simulaciji se kretanje perturbora i evolucija emitera posmatraju u diskretnim vremenskim intervalima,  $\Delta t$ . Ovi koraci se biraju tako da se tokom trajanja tog malog vremenskog intervala može smatrati da je električno polje,  $\vec{E}(t)$  statično. Rešenje jednačine 1.25 se može napisati u sledećem obliku, (Gigosos and González, 2009):

$$H(t) = \mathcal{R}^{-1}(\theta, \phi)[H_0 + qE(t)R_z]\mathcal{R}(\theta, \phi) \quad (1.29)$$

gde je

$$\mathcal{R}(\theta, \phi) = e^{-iJ_y\theta} e^{-iJ_z\phi} \quad (1.30)$$

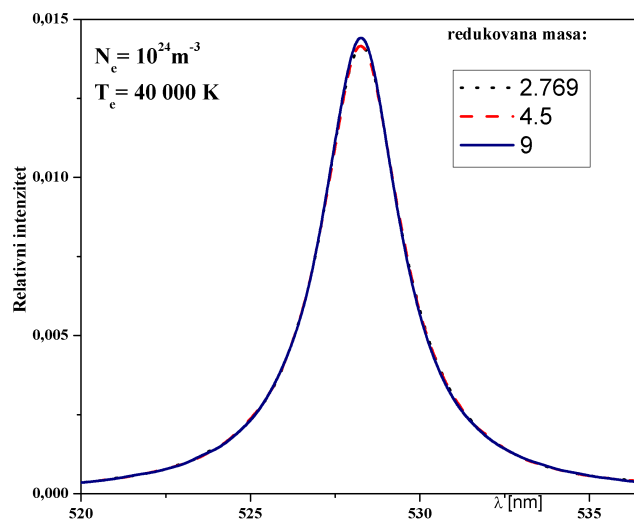
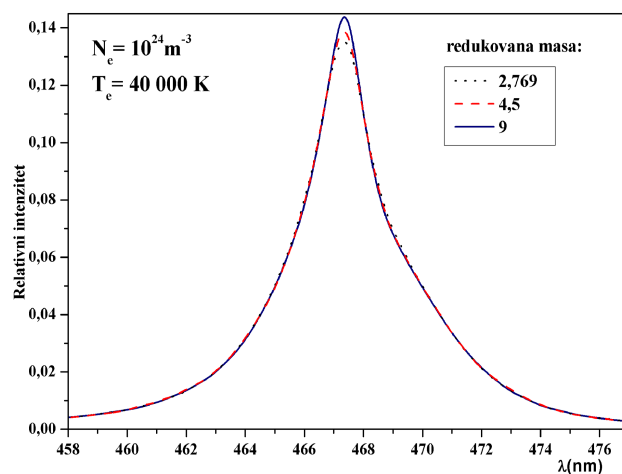
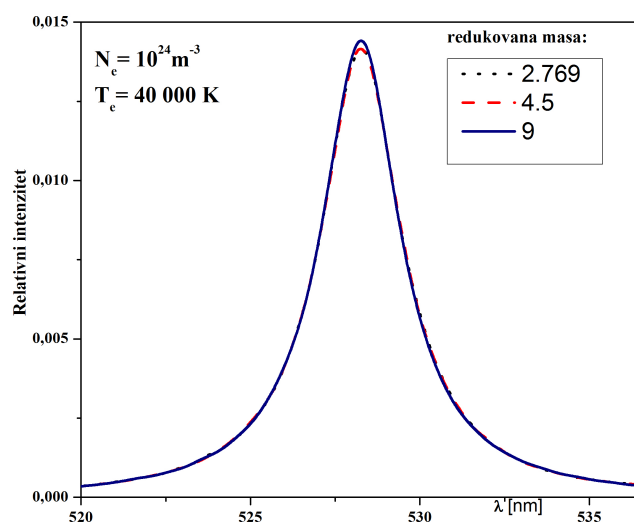
matrica rotacije koja operator  $\vec{E}(t) \cdot \vec{R}$  pretvara u  $E(t)R_z$ .  $E(t)$  je moduo vektora električnog polja  $\vec{E} = (E\sin\theta\cos\phi, E\sin\theta\sin\phi, E\cos\theta)$  Numerički proces koji je isprogramiran u simulaciji (Gigosos and González, 2009) predstavlja dijagonalizaciju matrice koja se pojavljuje u jednačini 1.29.

Kako bi se uračunalo kretanje emitera korišćen je takozvani  $\mu$ - jon model. U ovom modelu se smatra da se raspodela relativnih brzina emitera i perturbora može opisati Maxwell-Boltzmanovom raspodelom u kojem je masa perturbora jednaka redukovanoj masi emiter-perturber. Prednost primene ovog modela je dvojaka: može se razmatrati i sistem van termodinamičke ravnoteže, dinamika jona se uključuje u simulaciju preko parametra  $\mu$ , odnosno preko redukovane mase.

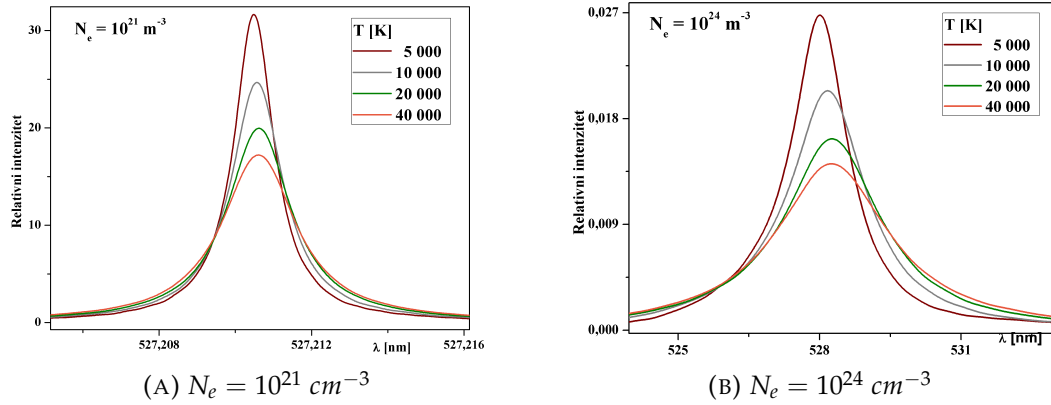
U simulaciji izvedenoj za potrebe objašnjavanja eksperimentalnih rezultata ove teze, su uračunati svi prelazi između  $n = 3$  i  $n = 4$ . Simulacija je izvedena sa 1000 čestica i 921300 vremenska koraka sa 30000 uzoraka. Računanje je izvedeno za tri vrednosti redukovane mase koja odgovara plazmi koja se sastoji od čistog berilijuma,  $\mu = 4, 5$ ; mešavine  $Be$  sa  $He^+$ ,  $\mu = 2, 769$  i mešavine  $Be$  i elemenata veće mase,  $\mu = 9$ .

Uticao redukovane mase na spektralne linije je zanemarljiv, kao što se može primetiti sa Slike 1.4. U daljem razmatranju korišćeni su samo rezultati za čist berilijum,  $\mu = 4, 5$ .

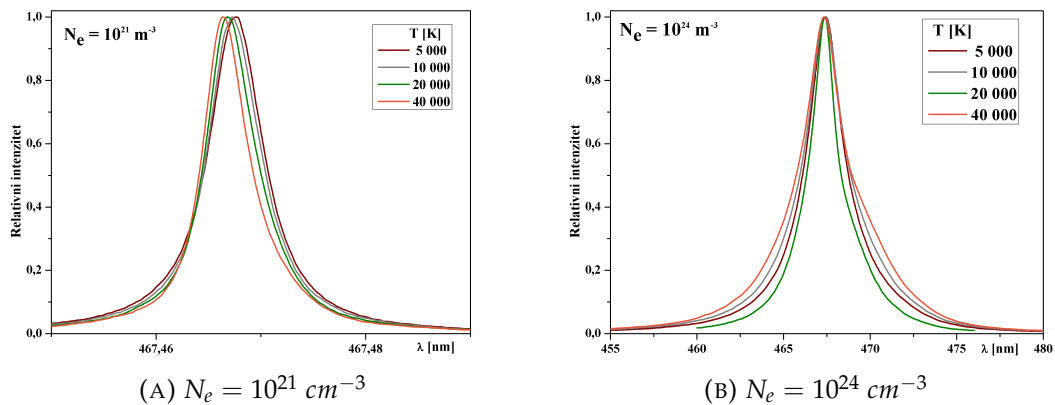
Na Slikama 1.5, 1.6, 1.7 prikazani su rezultati simulacije, i mogu se videti promene profila za različite vrednosti temperature, prikazane za 2 koncentracije elektrona. Veća razlika u izgledu profila se postiže promenom koncentracije pri istoj vrednosti temperature, što je prikazano na Slikama 1.8, 1.9, 1.10.

(A) *Be II* 527,1nm(B) *Be II* 467,3nm(C) *Be II* 436,1nm

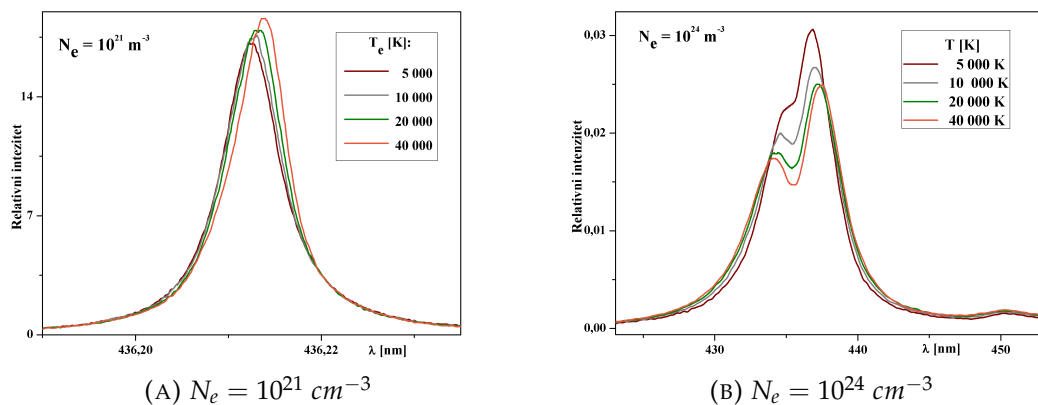
SLIKA 1.4: Profili linija *Be II* dobijeni kompjuterskom simulacijom za različite vrednosti redukovane mase, prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



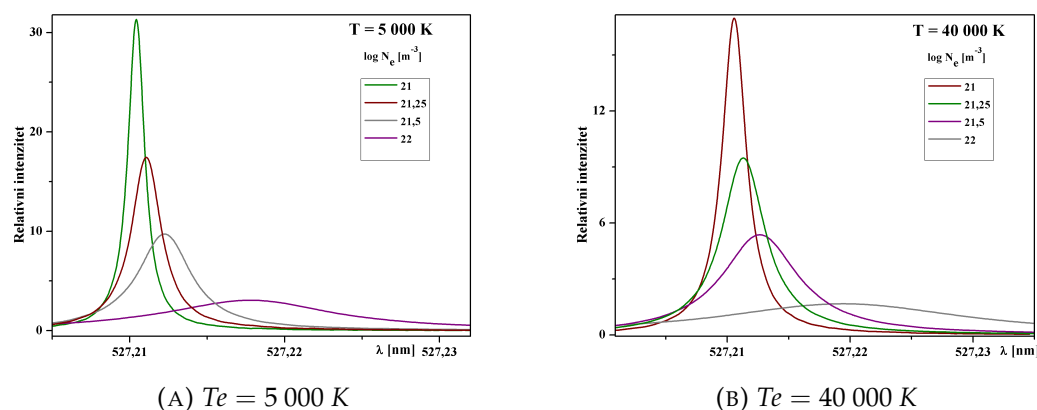
SLIKA 1.5: Promena profila Be II 527,1 nm pri promeni temperature, prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



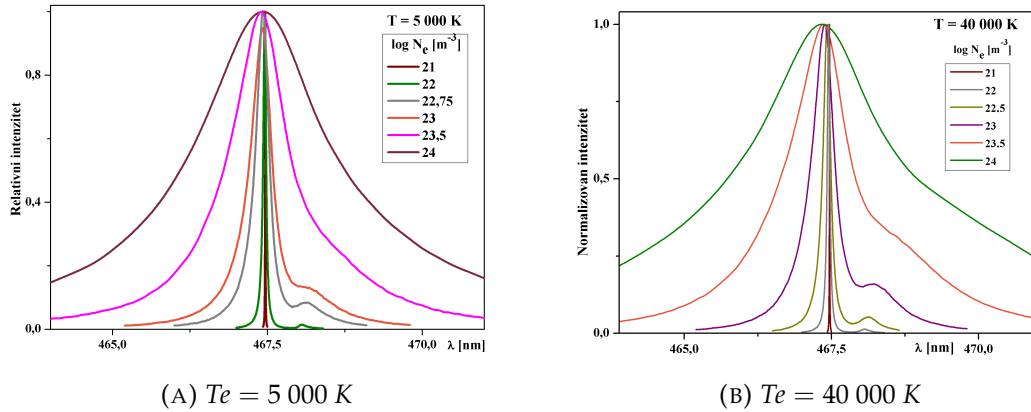
SLIKA 1.6: Promena profila Be II 467,3 nm pri promeni temperature, prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



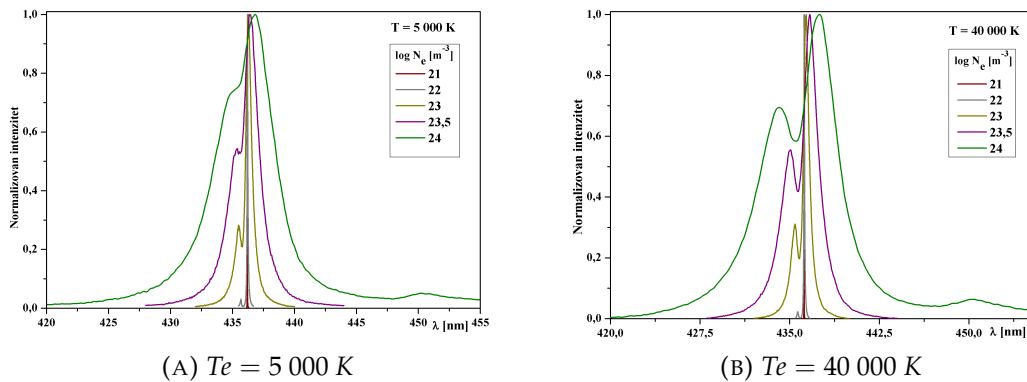
SLIKA 1.7: Promena profila Be II 436,2 nm pri promeni temperature, prema simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



SLIKA 1.8: Izgled profila Be II 527,1 nm pri promeni koncentracije, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



SLIKA 1.9: Izgled profila Be II 467,3 nm pri promeni koncentracije, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine



SLIKA 1.10: Izgled profila Be II 436,2 nm pri promeni koncentracije, prema kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009; Gigosos, 2014). Prikazani profili su deo privatne prepiske sa M. A. Gigosos-om iz 2019. godine

#### 1.6.4 Teorijski profili spektralnih linija berilijuma prema kompjuterskoj simulaciji (Stambulchik and Maron, 2006; Stambulchik and Maron, 2010)

Stark-ovi profili linije berilijuma računati su i putem kompjuterske simulacije (Stambulchik and Maron, 2006; Stambulchik and Maron, 2010), pod pretpostavkom lokalne termodinamičke ravnoteže. Prikazani profili u ovoj tezi su deo privatne prepiske sa E. Smambulchik-om. Modelovano je kretanje statistički reprezentativnog broja perturbera. Pretpostavljeno je da se čestice u plazmi kreću pravolinijski. Debye-ev potencijal je korišćen kako bi se izračunalo električno polje koje deluje na emiter. Radijus jedinične zapremine za koju se vrši simulacija je uvek nekoliko puta veći od Debye-jevog rastojanja,  $a \gg \lambda_e$ . Hamiltonijan sistema emitera predstavljen je sumom neperurbovanih Hamiltonijana  $H_0$  i vremenski zavisnom perturbacijom, (Stambulchik and Maron, 2006):

$$H = H_0 + V(t) \quad (1.31)$$

gde perturbacija nastaje zbog simuliranog električnog polja plazme,  $\vec{F}$  koje deluje na dipolni moment emitera,  $\vec{D}$ :

$$V = -\vec{F} \cdot \vec{D} \quad (1.32)$$

Vremenski zavisna Sredinger-ova jednačina je rešena uvođenjem vremenski zavisnog operatora  $U(t)$ :

$$i \frac{dU(t)}{dt} = V(t)U(t) \quad (1.33)$$

gde je uvedena pretpostavka da je  $\hbar = 1$ . Vremenska evolucija dipolnog operatora se dobija kao,

$$D(t) = U(t)^+ D U(t) \quad (1.34)$$

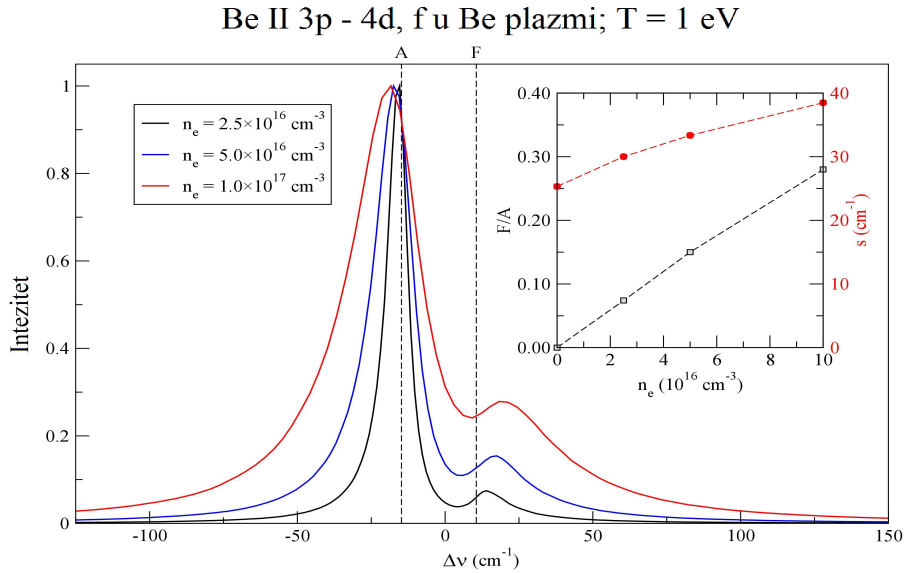
Da bi se izračunao linijski spektar, koji je u dipolnoj aproksimaciji predstavljen kao, (Stambulchik and Maron, 2006),

$$I(\omega) \propto \frac{1}{2\pi} \sum_{i,f} \omega_{fi}^4 | [\vec{D}_{fi}(\omega)] | \quad (1.35)$$

koristi se furijeova transformacija dipolnog operatora, (Stambulchik and Maron, 2006):

$$\vec{D}(\omega) = \int_0^{\infty} e^{-i\omega t} \vec{D}(t) dt \quad (1.36)$$

U jednačini 1.35 sa [ ] je označeno usrednjavanje rezultata iz više iteracija simulacije,  $\omega_{fi} = E_i - E_f$ .



SLIKA 1.11: Izgled profila Be II 436,2 nm pri promeni koncentracije, prema kompjuterskoj simulaciji (Stambulchik and Maron, 2006), za temperaturu  $T = 1 \text{ eV} = 11\,605 \text{ K}$ , prikazan sa promenom odnosa intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente,  $F/A$ , kao i promenom rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente  $s(\text{nm})$ , u zavisnosti od elektronske koncentracije. Prikazani profili su deo privatne prepiske sa E. Stambulchik-om iz 2019. godine

Na Slici 1.11 je prikazan rezultat ove simulacije za *Be II 3p – 4d* prelaz, temperature  $T = 1 \text{ eV}$  i tri vrednosti koncentracije elektrona. Oznakom *A* označen je položaj dozvoljene linije dok je oznakom *F* označen položaj zabranjene komponente. Takođe, prikazana je promena odnosa maksimuma intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente, koja je na grafiku označena kao  $F/A$ , kao i promena rastojanja između maksimuma dozvoljene i zabranjene komponente  $s(\text{nm})$ , sa promenom koncentracije.



## 1.7 Pregled dosadašnjih eksperimentalnih rezultata ostalih autora za berilijum

Prema preglednim radovima (Konjević and Roberts, 1976; Konjević and Wiese, 1976; Konjević, M.S.Dimitrijević, and Wiese, 1984a; Konjević, M.S.Dimitrijević, and Wiese, 1984b; Konjević and Wiese, 1990; Konjević et al., 2002; Lesage, 2009), istraživanje spektralnih linija berilijuma i Stark-ovih parametara istih koncentrisana su na rezonantne *Be II* linije na 313 nm, (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972; Hadžiomerspahić et al., 1973; Sanchez, Blaha, and Jones, 1973). U radovima (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972; Hadžiomerspahić et al., 1973) kao izvor plazme korišćena je elektromagnetna T cev. Berilijum je deponovan u formi tankih slojeva  $BeCl_2$  na elektrodama (Platiša et al., 1971; Purić and Konjević, 1972), i posipanjem kvarcne cevi prahom  $BeCl_2$  (Hadžiomerspahić et al., 1973). U radu (Sanchez, Blaha, and Jones, 1973) berilijum je deponovan u formi hlorida na elektrodi Z-pinča. U pomenutim radovima snimani su profili i pomeraji rezonantnih linija berilijuma, i ponekih zemnoalkalnih metala. (Platiša et al., 1971) i (Purić and Konjević, 1972) prijavljuju loše slaganje merenja se teorijskim predviđanjima. Dobijeni rezultati prikazani su u Tabeli 1.8.

$\lambda [A]$	$T_e (K)$	$w_m (A)$	$d_m (A)$	reference
3130,4	14 200	0,19		(Platiša et al., 1971)
	16 800	0,15		(Platiša et al., 1971)
	16 800		-0,03	(Purić and Konjević, 1972)
	34 800	0,04	-0,04	(Hadžiomerspahić et al., 1973)
	19 000	0,07		(Sanchez, Blaha, and Jones, 1973)
3131,1	14 200	0,19		(Platiša et al., 1971)
	16 800	0,15		(Platiša et al., 1971)
	16 800		-0,03	(Purić and Konjević, 1972)
	24 800	0,06	-0,03	(Hadžiomerspahić et al., 1973)
	19 000	0,07		(Sanchez, Blaha, and Jones, 1973)

TABELA 1.8: Izmerene vrednosti Stark-ove poluširine ( $w_m$ ) i pomeraja ( $d_m$ ) za prelaz 2s-2p

## 1.8 Spektralne linije sa zabranjenim komponentama

### 1.8.1 Selekciona pravila i zabranjene komponente linija

Tokom eksperimentalnog rada na ovoj tezi snimljene su dve linije složenog oblika. Profili ovih linija odgovaraju profilima linija sa zabranjenim komponentama. Do pojave zabranjenih komponenti spektralnih linija dolazi zbog narušavanja selekcionih pravila (Degl'Innocenti, 2014). Selekciona pravila i princip nastajanja spektralnih linija sa zabranjenim komponentama biće pojašnjeni u nastavku teksta.

Selekciona pravila definišu verovatnoću prelaza sistema iz jednog stanja u drugo. Prelaz atoma ili molekula iz jednog stanja u drugo se u najvećem broju slučajeva opisuje dipolnom aproksimacijom. Naime, dipolna aproksimacija je validna kada je talasna dužina fotona emitovanog ili apsorbovanog od strane atoma veća od prostornih dimenzija pomenutog atoma.

U atomu i molekulu elektromagnetni talas (npr. vidljiva svetlost) može da indukuje električni ili magnetni moment. Amplituda ovog momenta nazvana je moment prelaza a verovatnoća za prelaz iz početnog stanja  $i$  opisanog talasnom funkcijom  $\Psi_i$  u stanje  $f$  opisano talasnom funkcijom  $\Psi_f$  je data sa  $|\vec{M}_{fi}|^2$ , gde je  $\vec{M}_{fi}$  (Kunze, 2009):

$$\vec{M}_{fi} = \langle \Psi_f | \hat{\vec{\mu}} | \Psi_i \rangle \quad (1.37)$$

i predstavlja ukupan integral momenta prelaza, dok je  $\hat{\vec{\mu}}$  operator električnog dipolnog momenta. Ukoliko imamo sistem od  $n$  čestica, naelektrisanja  $q_n$ , operator električnog dipolnog momenta je dat kao (Degl'Innocenti, 2014):

$$\vec{\mu} = \sum_n q_n \vec{x}_n \quad (1.38)$$

gde je  $\vec{x}_n$  vektor operatora pozicije.

Moguće je koristeći (Degl'Innocenti, 2014) dobiti jednačinu za verovatnoću prelaza po jedinici vremena kao:

$$G_{fi} = \frac{h}{c} M_{fi} = C |\langle f | \hat{\vec{\mu}} | i \rangle|^2, \quad (1.39)$$

gde je  $C$  konstanta. Ako je  $\langle f | \hat{\vec{\mu}} | i \rangle = 0$ , prelaz  $i \longleftrightarrow f$  je zabranjen prelaz. Ukoliko je  $\langle f | \hat{\vec{\mu}} | i \rangle \neq 0$ , prelaz  $i \longleftrightarrow f$  je dozvoljen, (Degl'Innocenti, 2014). Unutar dipolne aproksimacije, foton može da razmeni jednu jedinicu

ukupnog ugaonog momenta sa atomom ili molekulom, odnosno:

$$\vec{J}_f = \vec{J}_i \pm 1 \text{ odnosno, } \Delta J = 0, \pm 1 \text{ sa } 0 \leftrightarrow 0 \quad (1.40)$$

Pošto operator momenta prelaza ne deluje na spin, važi:

$$\Delta S = 0, \quad (1.41)$$

i

$$\Delta L = 0, \pm 1, 0 \leftrightarrow 0 \quad (1.42)$$

Za jednoelektronske prelaze  $\vec{l}_f = \vec{l}_i + \vec{1}$ , te je stoga  $\Delta l = \pm 1$ , odnosno  $\Delta l = 0$  je zabranjeno zbog Laporte-ovog selekcionog pravila, (Laporte and Meggers, 1925), odnosno očuvanja parnosti, koje će biti objašnjeno u nastavku teksta.

Operator parnosti  $E^*$  invertuje koordinate svih čestica:

$$E^*\Psi(x_1, x_2, \dots, x_z) = \Psi(-x_1, -x_2, \dots, -x_z) \quad (1.43)$$

pošto hamiltonijan,  $\hat{H}$  zavisi od kvadrata koordinata, odnosno invarijantan je na promenu koordinata,  $[E^*, \hat{H}] = 0$ . U kvantnoj mehanici važi, (Laporte and Meggers, 1925),

$$E^*\Psi(x_1, x_2, \dots, x_z) = \pm \Psi(x_1, x_2, \dots, x_z) \quad (1.44)$$

Ponašanje opisano jednačinom 1.44 naziva se parnost. Ukoliko je znak pozitivan govori se o pozitivnoj parnosti (ili samo parno), ukoliko je znak ispred funkcije negativan onda je parnost negativna (ili samo neparno). Moment prelaza ima negativnu parnost:

$$E^*\vec{\mu}(x, y, z) = \vec{\mu}(-x, -y, -z) \quad (1.45)$$

pošto integral funkcije negativne parnosti nestaje, dipolni prelazi su dozvoljeni samo između stanja suprotne parnosti:

$$+ \leftrightarrow -, + \leftrightarrow +, - \leftrightarrow - \quad (1.46)$$

U atomu sa talasnim funkcijama elektrona:

$$\begin{vmatrix} \psi_1(q_1) & \psi_1(q_2) & \cdots & \psi_1(q_{1n}) \\ \psi_2(q_2) & \psi_2(q_2) & \cdots & \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \\ \psi_n(q_1) & \cdots & \cdots & \psi_n(q_n) \end{vmatrix}$$

svi termovi su proizvodi  $\psi_1\psi_2\psi_3 \cdots \psi_n$  i parnost je negativna za elektronske konfiguracije sa neparnim brojem elektrona u orbitalama sa neparnim  $l$ . Što znači da najmanje jedan elektron (ili neparni broj elektrona) može da pređe sa  $l$  parno na  $l$  neparno, zbog očuvanja parnosti. Drugim rečima, prelazi kod kojih se očuvava parnost su zabranjeni, dozvoljeni prelazi podrazumevaju promenu parnosti (Laporte and Meggers, 1925; Degl'Innocenti, 2014).

### 1.8.2 Linije sa zabranjenim komponentama neutralnog He

Spektralne linije sa zabranjenim komponentama nastaju kada atom emituje ili apsorbuje elektromagnetno zračenje prilikom čega pređe u drugo stanje prelazom koji nije dozvoljen po selekcionim pravilima, opisanim u 1.8.1, te se zato naziva zabranjenim. Sam naziv "zabranjen" iako dramatičan nije dovoljno tačan, te bi tačnije bilo reći "prelaz male verovatnoće". Naime, verovatnoće prelaza su atomska svojstva ali se mogu menjati kada se pod uticajem elektromagnetnog polja plazme modifikuje talasna funkcija gornjeg nivoa prelaza (Griem et al., 1991).

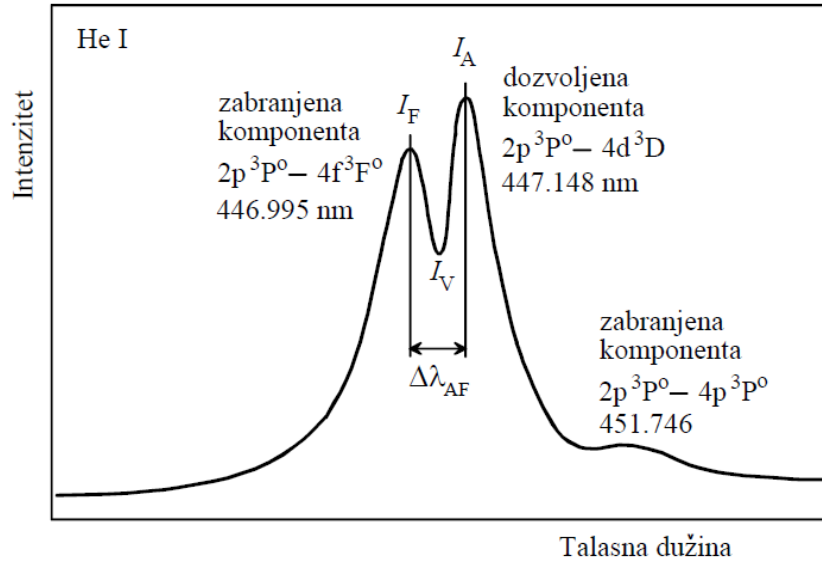
Zabranjeni prelazi se dešavaju sporo u poređenju sa dozvoljenim prelazima, i rezultujuće spektralne linije su slabog intenziteta. Gornji energijski nivoi kod zabranjenih prelaza se nazivaju metastabilnim stanjima. Ukoliko plazma ima dovoljno veliku koncentraciju naelektrisanih čestica, verovatnoća da dođe do deekscitacije atoma sudarom radije nego radijativnim prelazom je velika. Drugim rečima, u gustoj plazmi vreme između sudara atoma je kraće od vremena života metastabilnog stanja, te u spektru takve plazme neće biti primećene zabranjene komponente spektralnih linija. Spektralne linije sa zabranjenim komponentama se uočavaju u astrofizičkim plazmama kao što su planetarne nebulje i gasni oblaci oko zvezda, koje zauzimaju veliku zapreminu a imaju malu koncentraciju čestica (Kunze, 2009). Spektralne linije sa zabranjenim komponentama privlače pažnju zbog brojnih primena na polju testiranja teorije Stark-ovog širenja, za određivanje elektronske koncentracije  $N_e$ , odnosno dijagnostiku laboratorijskih plazmi, zatim u astrofizici

za analizu i modeliranje zvezdanih atmosfera (Beauchamp, Wesemael, and Bergeron, 1997).

Najpoznatije linije sa zabranjenim komponentama su svakako vodoničke i helijumove linije; najpoznatije jer se intenzivno koriste za dijagnostiku astrofizičkih i laboratorijskih plazmi, (Griem, 1974; Bekefi, Deutch, and Yaakobi, 1976; Czernichowski and Chapelle, 1985). Primena parametara helijumovih linija sa zabranjenim komponentama za dijagnostiku plazme opisana je u nekoliko publikacija (Gigosos and González, 2009; Uzelac and Konjević, 1986; Uzelac, Stefanović, and Konjević, 1991; Perez et al., 1996; M. Ivković, 2004; Ivković et al., 2010; Ivković et al., 2013; Gonzalez et al., 2011). He I 447,1 nm se npr. koristi u astronomiji za merenje zastupljenosti helijuma u zvezdama (Dufour et al., 2008; Moehler et al., 2004; Smartt, Dufton, and Rolleston, 1996), za merenje temperature površinskog sloja zvezda (Moehler et al., 2004),... Takođe, osim za dijagnostiku parametara plazme, linije sa zabranjenim komponentama se koriste i za merenje DC polja u plazmi (Kuraica and Konjević, 1997; Kuraica, Konjević, and Videnović, 1997).

Posmatrajmo liniju He I 447,1 nm sa radijativnim prelazom 2P-4D. Blizu nivoa 4D nalazi se nivo 4F, rastojanje između nivoa 4D i 4F je mnogo manje nego rastojanje između nivoa 4D i 4P. U odsustvu električnog polja prelaz 2P-4F je zabranjen, a prelaz 2P-4D dozvoljen, i u spektru će se pojaviti linija koja potiče od dozvoljenog prelaza. Međutim, ukoliko je u plazmi prisutno statičko električno polje, talasne funkcije gornjih nivoa prelaza će se pomešati i u spektru će početi da se uočava linija koja potiče od nedozvoljenog prelaza. Što je veća koncentracija elektrona, to će zabranjena komponenta biti uočljivija, i odnos maksimalnih intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente ( $F/A$ ) će biti veći. Linije koje potiču od prelaza 2P-4F osim pomenute He I 447,1 nm su i He I 492,2 nm, Li I 460,3 nm i kao takve se intenzivno koriste za dijagnostiku elektronske koncentracije sa velikom tačnošću, ukoliko je koncentracija elektrona veća od  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Za merenje manjih vrednosti koncentracije elektrona koriste se linije koje potiču od prelaza 2P-5D, kao što su He I 402,6 nm, He I 438,8 nm, Li I 413,3 nm, (Eugene, 2007). Na slici 1.12, je prikazan oblik He I 447,1 nm sa parametrima koji se koriste pri analiziranju linije. Linije sa zabranjenim komponentama mogu biti opisane preko poluširine dozvoljene komponente,  $FWHM$ , rastojanja maksimuma intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente,  $s = \Delta\lambda_{AF} = \Delta\lambda_a - \lambda_f$ , ili preko odnosa maksimuma intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente,  $\frac{F}{A} = \frac{I_f}{I_a}$ .

Za detekciju koncentracije elektrona u intervalu  $(0,3 - 30 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3})$  u radu (Czernichowski and Chapelle, 1985), predložena je sledeća relacija:



SLIKA 1.12: He I 447,1 nm kao primer spektralne linije sa zabranjenom komponentom

$$\log N_e [cm^{-3}] = 17,056 + 1,586(\log s [nm] - 0,156) + 0,225(\log s [nm] - 0,156)^2 \quad (1.47)$$

gde  $s [nm]$  odgovara rastojanju između maksimuma intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente (označeno sa  $\Delta\lambda_{AF}$  na Slici 1.12).

U radu (Perez et al., 1996) predložena je relacija, za interval koncentracije elektrona ( $1,5 - 15 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ ):

$$\log N_e [cm^{-3}] = 15,790 + 1,0436(\log s [nm] - 0,1557)^{1/2} \quad (1.48)$$

Za veću koncentraciju elektrona ( $10^{15} - 10^{18} cm^{-3}$ ), (Ivković et al., 2010) daje relaciju:

$$\log N_e [cm^{-3}] = 15,5 + [(\log s [nm] / 0,149)^{b(t)} - 1] \quad (1.49)$$

$$b(t) = 1,46 + 8380 / T [K]^{1/2}$$

gde je  $T [K]$  elektronska temperatura.

U slučaju linije He I 492,2 nm, za računanje elektronske koncentracije u opsegu ( $3 \cdot 10^{15} - 10^{18} cm^{-3}$ ), predložena je relacija, (Ivković et al., 2013):

$$\log N_e [cm^{-3}] = 15,3065 + 1,141[(\log s [nm] / 0,13187)^{b(t)} - 1] \quad (1.50)$$

$$b(t) = 1,25 + 994 / T [K]^{1/2}$$

U ovoj tezi posmatrane su linije berilijuma sa zabranjenim komponentama koje su nastale kao rezultat narušavanja selekcionog pravila parnosti (Laporte-ovo pravilo, poglavlje 1.8.1 ). Narušavanje ovog pravila se dešava zbog dejstva električnog polja plazme koje nastaje zbog postojanja velikog broja naelektrisanih čestica u plazmi.





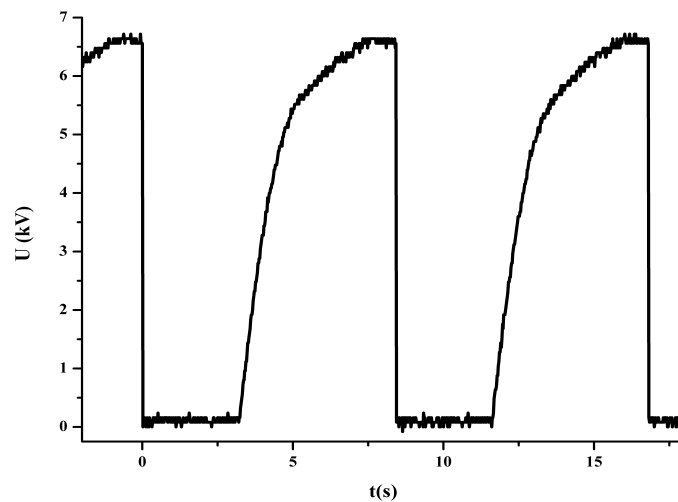
## Glava 2

# Opis aparature

Jedan od značajnih rezultata ove teze je konstruisanje novog izvora plazme. Detalji konstrukcije izvora, cevi za pražnjenje, opis bezbedonosnih mera i korišćenih materijala dati su u Glavi 4. U ovoj glavi opisana je eksperimentalna postavka, električni, optički i merni sistem eksperimenta. Spektroskopska posmatranja su u oba slučaja vršena duž ose cevi za pražnjenje. Zračenje iz plazme je snimano na dva načina, kamerom i fotomultiplikatorom, sa dva različita spektrometra. Eksperiment je postavljen tako da se omogući brza promena između ova dva načina snimanja.

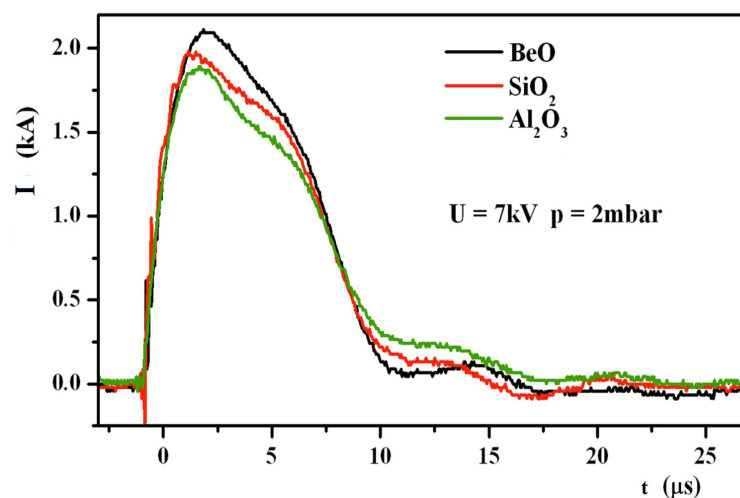
### 2.1 Električni sistem

Električni sistem se sastoji od izvora visokog napona, kondenzatora i jedinice za okidanje pražnjenja. Kondenzator  $C$  se puni do željenog napona pomoću izvora visokog napona. Izvorom napona se upravlja pomoću sistema za kontrolu napona koji je napravljen u laboratoriji. Sistem za iniciranje pražnjenja sadrži nekoliko delova. Prvi je deo za kontrolu napona na izlazu izvora visokog napona i generisanje signala za okidanje pražnjenja. Sistem za kontrolu napona se sastoji od komparatora i regulatora. Željeni napon se bira pomoću kontrolnog potencijometra na regulatoru napona. Napon na kondenzatoru se preko razdelnika napona vodi na komparator. Kada se dostigne zadati napon, generiše se impuls koji se vodi na ulaz generatora inicijalnog impulsa. Signal se sa generatora inicijalnog impulsa vodi na ignitron. Dovođenjem impulsa na ignitron on postaje zatvoreni prekidač preko koga se prazni kondenzatorska baterija. Oblik struje je posmatran pomoću kalema Rogovskog na digitalnom osciloskopu, DSO (Digital Storage Oscilloscop), (Tektronix TDS 360). Kalibracioni faktor kalema je  $11 \text{ kA/V}$ . Vreme punjenja kondenzatora je  $5,2 \text{ s}$ . Grafički prikaz ciklusa punjenja i pražnjenja kondenzatora dat je na Slici 2.1.



SLIKA 2.1: Ciklusi punjenja i pražnjenja kondenzatora

Tipični oblici struje prikazani su na Slici 2.2. Prikazana su tri oblika struje snimljena u slučajima kada je cev za pražnjenje napravljena od  $BeO$ ,  $Al_2O_3$  i  $SiO_2$ , odnosno berilije, alumine i kvarca. Prikazana je vremenska evolucija struje za slučaj kada je kao gas korišćena mešavina argona (97 %) i vodonika (3 %). Kao što se sa grafika može primetiti, trajanje strujnog impulsa je oko  $20 \mu s$ , dok se maksimalna vrednost impulsa od  $2,1 kA$  očekuje u  $3 \mu s$ , nakon okidnog impulsa.

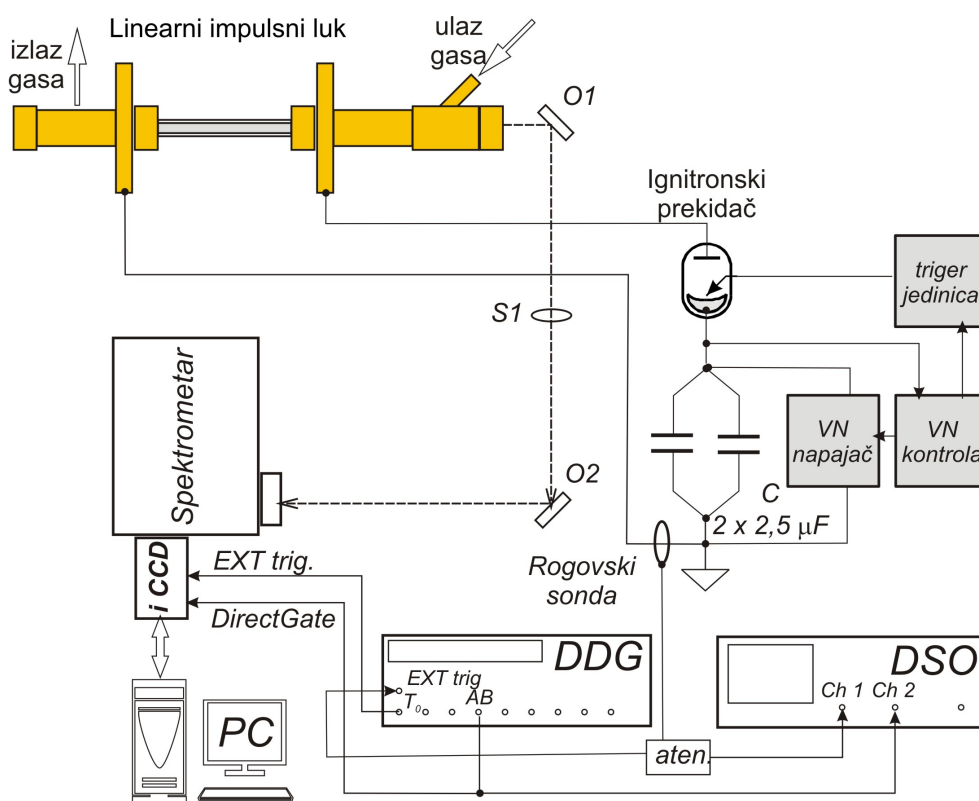


SLIKA 2.2: Vremenska evolucija strujnog impulsa za cevi za pražnjenje napravljenih od različitih materijala, (Stankov et al., 2018b)

## 2.2 Eksperimentalna postavka, optički i merni sistem

Eksperiment (Stankov et al., 2018b), je postavljen tako da se omoguće dva načina snimanja plazme iz cevi za pražnjenje. Spektroskopska posmatranja su u oba slučaja vršena duž ose cevi za pražnjenje. Posmatranje normalno na osu cevi nije bilo moguće imajući u vidu da su 2 od 3 korišćene cevi napravljene od netransparentne keramike.

Najveći broj snimaka napravljen je uz pomoć spektrometra Shamrock 303 Andor, fokalne dužine 0,3 m, dok je kao detektor korišćena iCCD (Intensified Charge-Coupled Device) kamera, DH720 proizvođača Andor. Postavka eksperimenta sa kamerom prikazana je na Slici 2.3.



SLIKA 2.3: Eksperimentalna postavka 1, VN - visoki napon, triger jedinica- jedinica za okidanje, DSO - osciloskop, DDG - generator kašnjenja, iCCD- kamera, PC – računar, (Stankov et al., 2018b)

Slika plazme iz cevi za pražnjenje projektovana je na ulaznu pukotinu spektrometra pomoću dva ogledala  $O_1$  i  $O_2$  i pomoću sabirnog kvarcnog sočiva,  $S_1$  fokalne dužine  $f = 0,33$  m. Tokom svih merenja korišćena je ulazna pukotina spektrometra širine  $20 \mu s$ . Spektrometar je opremljen sa

tri difrakcione rešetke sa 300, 1200 i 2400 zareza po milimetru. Instrumentalna poluširina je određena pomoću živine lampe, i sa rešetkom od 2400 zareza po milimetru i ulaznom pukotinom od  $20 \mu\text{s}$  ona iznosi  $0,09 \text{ nm}$ , dok sa rešetkom od 1200 zareza po milimetru i ulaznom pukotinom od  $20 \mu\text{s}$  iznosi  $0,12 \text{ nm}$ .

Za okidanje kamere je korišćen signal sa kalema Rogovskog. Dužina vremena ekspozicije  $t_g$  kao i vremena kašnjenja  $t_D$  određuju se digitalnim generatorom kašnjenja, DDG (Digital Delay Generator), (Stanford Research Systems SRS, Model DG535). Spektar je sniman za različita vremena kašnjenja i različite dužine ekspozicije kako bi se utvrdila vremenska evolucija plazme. Dužina vremena ekspozicije je kod svih snimaka bila  $50 \text{ ns}$ .

Odabir rešetke, širine ulaznog otvora, položaja po talasnim dužinama, upravljanje kamerom i očitavanje snimaka vrši se pomoću komercijalnog softvera Andor Solis.

Pre snimanja spektra uobičajeno je da se snima "background" koji predstavlja signal koji kamera detektuje u odsustvu zračenja izvora, a sastoji se od pozadinskog svetla i šuma koji potiče od same kamere. Pri snimanju spektra se potom vrši automatska korekcija snimaka na "background".

CCD čip kamere Andor DH720 ima 1024 piksela po horizontali koji odgovaraju različitim talasnim dužinama i 256 piksela po vertikali koji odgovaraju određenim mestima na visini ulazne pukotine. Pojačavač slike je prečnika  $18 \text{ mm}$ . Potrebno je dobiti zavisnost intenziteta od horizontalne pozicije piksela, kako bi se dobio spektar zračenja. Intenzitet detektovanog zračenja na određenoj talasnoj dužini je srazmeran ukupnoj količini naelektrisanja u svim odabranim pikselima duž vertikale sa tom koordinatom na horizontali. Visinski interval piksela po kojima se vrši sumiranje naelektrisanja se zadaje u programu Andor Solis. Ponuđene opcije su: iščitavanje po celoj vertikali (full vertical binning - FVB), po jednom zadatom visinskom intervalu CCD čipa (single-track) i po više zadatih visinskih intervala CCD čipa (multi-track). Odabirom da se iščitavanje vrši po više zadatih visinskih intervala, dobija se prostorna raspodela zračenja.

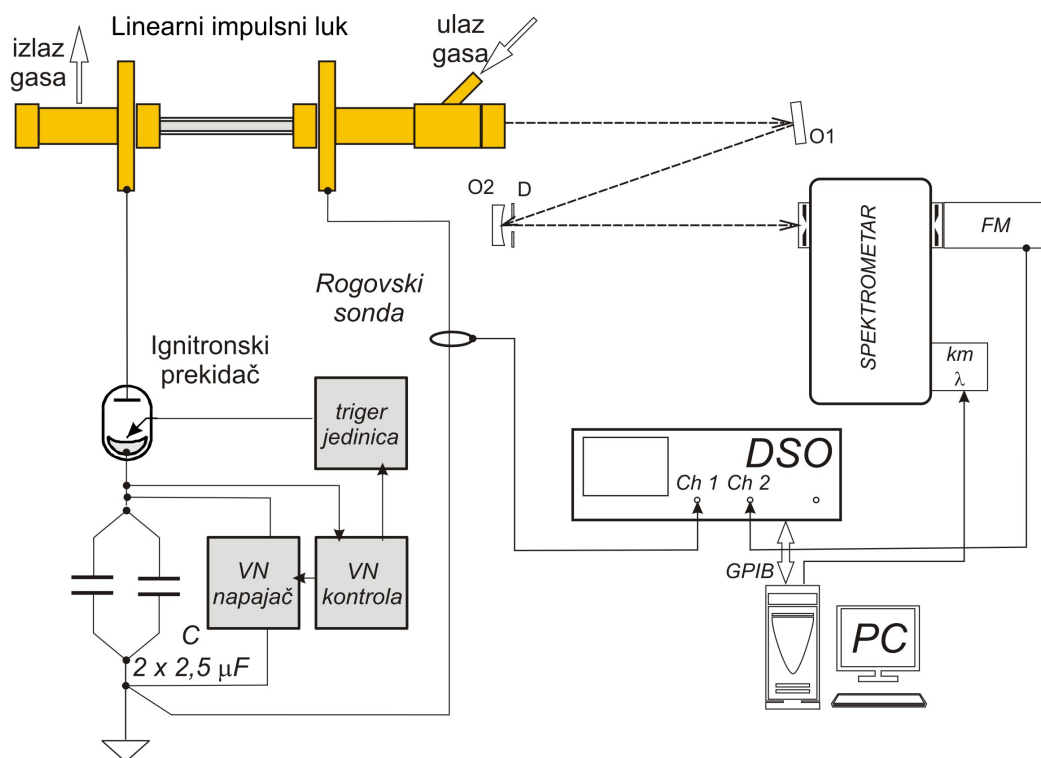
Tokom eksperimenta svetlost iz izvora plazme pada na celu površinu čipa po vertikali. Iz tog razloga nema velike razlike između načina iščitavanja intenziteta. Spektar je snimljen i u image modu kamere u kojem svaki horizontalni niz prikazuje spektar na određenoj visini. Takođe, u image modu je moguće snimiti lik plazme, što je korišćeno kako bi se proverilo da li je optički put dobro podešen. Prilikom podešavanja vodilo se računa da svetlost pada na centar pojačavača slike jer je njegova osetljivost najveća upravo u

tom delu.

Osetljivost pojačavača slike, te registrovani intenzitet piksela, naglo opada idući ka ivicama pojačavača, te je potrebno prilikom iščitavanja zanemariti tačke koje su registrovane na ovom delu.

Neiščitani delovi spektra nalaze se u intervalima od približno 3 nm na plavoj strani i 4 nm na crvenoj strani.

Druga postavka eksperimenta prikazana je na Slici 2.4.



SLIKA 2.4: Eksperimentalna postavka 2, DSO - osciloskop, PMT- fotomultiplikator,  $KM\lambda$ - step motor,  $O_1$ - ogledalo,  $O_2$ - fokusirajuće ogledalo,  $D$ - dijafragma, PC – računar, VN- visoki napon.

Svetlost emitovana iz cevi za pražnjenje se vodi, pomoću ogledala  $O_1$ , na fokusirajuće ogledalo  $O_2$ , fokalne dužine 1 m. Lik plazme u odnosu 1:1 pada na ulaznu pukotinu monohromatora (McPherson Model 2051), fokalne dužine 1 m. Ispred fokusirajućeg ogledala je postavljena dijafragma  $D$  prečnika 1 cm kako bi se ograničio prostorni ugao zračenja plazme. Širina ulazne pukotine monohromatora je 15  $\mu s$  a visina 1 mm. Disperzioni element monohromatora McPherson je difrakciona rešetka sa 1200 zareza po milimetru. Zakretanjem difrakcione rešetke se bira talasna dužina zračenja koja se posmatra. Instrumentalna poluširina ovako snimljenih profila je bila 0.02 nm.

Zakretanje se vrši pomoću step motora ( $km\lambda$ ) pa se tako mogu snimiti intenziteti zračenja na različitim talasnim dužinama. Motor se kontroliše preko softvera koji je napravljen u laboratoriji.

Kao detektor zračenja korišćen je fotomultiplikator (Photomultiplier, PMT), EMI 9658 QB postavljen na izlaznoj pukotini monohromatora. Signal sa fotomultiplikatora se posmatra na digitalnom osciloskopu koji je upotrebljavan i u prethodnoj postavci eksperimenta.

Na ulazu u osciloskop postavljen je otpornik radi dobijanja boljeg odnosa signal/šum. Ukoliko je ulaz osciloskopa opterećen sa  $50 \Omega$  intenzitet signala sa PMT-a je smanjen do nečitljivosti. Na neopterećenom ulazu od  $1 M\Omega$  signal je čitljiv ali frekventno izobličen (usporen). Maksimalna vrednost otpornika na ulazu u osciloskop je određena tako što su probani otpornici različitih vrednosti dok se nije pronašla ona vrednost otpornika pri kojoj ne dolazi do promene oblika signala sa fotomultiplikatora usred integraljenja. Određena je maksimalna vrednost od  $10 k\Omega$ .

Okidanje osciloskopa se vrši, kao i u prvoj postavci eksperimenta, pomoću naponskog signala koji se dovodi sa kalema Rogowskog. Osciloskop je priključen na računar koji istovremeno služi za prikupljanje podataka sa osciloskopa i kontrolu step motora. Poboljšanje odnosa signal/šum postignuto je korišćenjem krajnjeg signala, na osciloskopu, koji predstavlja srednju vrednost 2 ili 8 uzastopnih signala.

Softver koji služi za kontrolu step motora takođe omogućuje i rekonstrukciju spektra  $I = f(\lambda)$  za različita vremena tokom evolucije plazme iz snimljenog  $I = f(t)$  na različitim talasnim dužinama odnosno za različite pozicije difrakcione rešetke. Ovaj način snimanja, korak po korak, je iscrpan i zahteva dosta vremena. Spektralne linije berilijuma dobijene u pražnjenju su široke i da bi se snimile na ovaj način potrebno je izdvojiti preko 5 h rada. Tokom dugog vremena neprekidnog rada izvora veća je verovatnoća da dođe do problema i zaustavljanja pražnjenja, samim tim i snimanja. Iz tog razloga se snimanje sa drugom eksperimentalnom postavkom koristilo ređe, uglavnom samo da bi se proverio uticaj instrumentalnog širenja na oblik spektralnih linija.

## Glava 3

# Dijagnostika plazme

Pod dijagnostikom plazme se, u ovom radu, podrazumeva se određivanje elektronske temperature  $T_e$  i elektronske koncentracije  $N_e$ . Pomenuti parametri spadaju u grupu najvažnijih fizičkih parametara plazme jer se njima karakteriše sredina u kojoj se procesi odigravaju. Dijagnostika se najčešće vrši putem optičke emisije spektroskopije, tj analizom profila i parametara spektralnih linija. Ovaj način dijagnostike spada u pasivnu spektroskopiju. Ovaj naziv potiče iz činjenice da se primenjenim metodama ne vrši remećenje odnosno perturbacija sredine koja se ispituje.

Postoje razne metode optičke emisije spektroskopije. Pristupi opisani u ovom radu zahtevaju postojanje lokalne termodinamičke ravnoteže *LTR* ili parcijalne termodinamičke ravnoteže *PLTR*, čiji su osnovni principi opisani u poglavlju 3.1. U ovom radu elektronska temperatura je određena na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja, opis postupka je dat u poglavlju 3.2. Takođe, temperatura je određena na osnovu relativnih intenziteta linija uzastopnog jonizacionog stanja, poglavlje 3.3. Elektronska koncentracija je određena pomoću Stark-ovih poluširina jonskih linija 3.4 i korišćenjem vodonikove balmer beta linije,  $H_\beta$ , što je opisano u poglavlju 3.5.

### 3.1 Ravnotežna stanja plazme

Za plazmu u stanju potpune termodinamičke ravnoteže:

- važi princip detaljne ravnoteže, odnosno za svaki proces postoji inverzni proces koji se dešava sa jednakom verovatnoćom (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2014).
- raspodela čestica po brzinama je za svaku od komponenata opisana Maxwell-ovom raspodelom (Mitchner and Kruger, 1973).
- odnos naseljenosti dva pobuđena energijska stanja u atomu dat je Boltzmann-ovom raspodelom (Griem, 1964; Mitchner and Kruger, 1973).

- za plazmu koja se sastoji od jedne vrste neutralnih atoma, jednostruko jonizovanih jona i elektrona, važi jednačina Saha (Griem, 1964; Mitchner and Kruger, 1973).
- zračenje plazme odgovara zračenju apsolutnog crnog tela, te je emisija plazme opisana Planck-ovim zakonom (Lochte-Holtgreven, 1968).

Kako plazma proizvedena u laboratoriji nije apsolutno crno telo, emisija je veća od apsorpcije te je princip detaljne ravnoteže narušen i zračenje plazme se ne može opisati Planck-ovom raspodelom (Kunze, 2009). Drugim rečima plazma proizvedena u laboratoriji ne može biti u stanju potpune termodinamičke ravnoteže.

Stanje plazme u kojem se mogu naći laboratorijske plazme i koje je blisko termodinamičkoj ravnoteži je stanje lokalne termodinamičke ravnoteže (LTR). Stanje LTR je postignuto u plazmi ukoliko je princip detaljne ravnoteže slabo narušen, brzine jonizacionih i rekombinacionih procesa su jednake, i temperatura jona je jednaka temperaturi elektrona. U modelu lokalne termodinamičke ravnoteže, pretpostavlja se da je raspodela gustine naseljenosti energijskih nivoa određena isključivo sudarnim procesima, odnosno pretpostavlja se da je frekvencija sudarnih procesa mnogo veća od frekvencije radijativnih procesa. Pretpostavlja se da je učestalost sudara dovoljno velika te da se svaka promena uslova u plazmi trenutno odražava na naseljenost energijskih nivoa. U toj situaciji, raspodela gustine naseljenosti energijskih nivoa zavisi od lokalnih vrednosti temperature, gustine i sastava plazme, dok se ovi uslovi menjaju od tačke do tačke u plazmi. U okolini svake tačke uspostavljena je Boltzmann-ova raspodela populisanosti po energijskim stanjima i Maxwell-ova raspodela po brzinama. Kako se temperature konstituentna plazme razlikuju, zbog razlike u masama, za osnovni parametar plazme se uzima elektronska temperatura. Da bi plazma bila u LTR frekvencija sudara elektrona mora biti bar 10 puta veća od frekvencije radijativnih procesa, za najveći energijski razmak u sistemu termova (Griem, 1963). S toga raspodela naseljenosti odstupa manje od 10 % od Boltzmann-ove raspodele. Izraz za proveru ispunjenosti uslova LTR je prema Griemu, (Griem, 1963):

$$N_e \geq 10^{17} Z^7 \left( \frac{k_b T_e}{E_{ion}} \right)^{1/2} \left( \frac{E_2 - E_1}{E_{ion}} \right)^3 [cm^{-3}], \quad (3.1)$$



gde je  $k_b$  Boltzmann-ova konstanta,  $Z$  parametar koji za neutralne atome iznosi 1, za jednostukojonizovane 2, itd.,  $E_1$  i  $E_2$  su energije donjeg i gornjeg nivoa rezonantnog prelaza,  $E_{ion}$  energija jonizacije.

Sistemi u LTR su veoma značajni i mogu biti opisani malim brojem parametara, koji se onda mogu utvrditi iz malog broja merenja. Ova okolnost čini LTR plazme značajnom za određivanje atomskih svojstava (parametri širenja linija, apsorpcioni koeficijenti,...), (Griem, 1964; Griem, 1974).

Ukoliko je u pitanju plazma sa manjom koncentracijom elektrona, frekvencija sudara se smanjuje, što dovodi do toga da raspodela gustine naseljenosti energijskih nivoa odstupa od Boltzmann-ove raspodele. Kako je kod osnovnog i prvog pobuđenog stanja razlika u energiji najveća, odstupanje od Boltzmann-ove raspodele će se prvo javiti kod tih energijskih stanja. S toga radijativna deekscitacija ne može biti zanemarena za nivoe niže od nekog graničnog nivoa. Za sve nivoe iznad graničnog idalje važi LTR-a. Za ovakvu plazmu kažemo da je u stanju parcijalne termodinamičke ravnoteže (PLTR). Kriterijum za stanje PLTR dat je u Griemu, (Griem, 1963):

$$N_e \geq 7,410^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left( \frac{k_b T_e}{E_{ion}} \right)^{1/2} [cm^{-3}], \quad (3.2)$$

gde je  $n$  glavni kvantni broj energijskog stanja iznad kojeg važi PLTR.

## 3.2 Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja

Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja, odnosno preko Boltzmann-ove prave može se primeniti samo kada je zadovoljen uslov PLTE. Ovaj metod zasniva se na pretpostavci da važi Boltzmann-ova raspodela naseljenosti energetskih nivoa atoma. Ukoliko u plazmi postoje čestice različitih vrsta (neutralni atomi, jednostruko i višestruko jonizovani atomi), tada se gustina za određeni energetski nivo  $m$ , čestice  $r$ -te vrste, može napisati kao, (Milić, 1977):

$$N_{r,m} = \frac{g_{r,m}}{\sum_{s=0}^{s_{max}} g_{r,s} \frac{-E_{r,s}}{k_b T_e}} N_r e^{-\frac{E_{r,m}}{k_b T_e}} \quad (3.3)$$

gde je suma  $Z_0 = \sum_{s=0}^{s_{max}} g_{r,s} \frac{-E_{r,s}}{k_b T_e}$  particiona funkcija čestica posmatrane vrste  $r$ ,  $T_e$  je temperatura elektrona u plazmi,  $g_{r,m}$  statistička težina ekscitovanog stanja  $m$  emitera  $r$ -te vrste,  $E_r$  energija ekscitacije nivoa, gde je  $s$  proizvoljan energijski nivo, a  $s_{max}$  najviši nivo na kojem se elektron može smatrati vezanim.

Neka se posmatra jedna vrsta emitera, slučaju da važi LTR, naseljenost nivoa sa kvantnim brojem  $m$  u odnosu na osnovni nivo 0 je data Boltzmannovom raspodelom (uzimajući da važi  $Z_0 = g_0$  pri nižim temperaturama, gde je  $g_0$  statistička težina osnovnog stanja i  $E_0 = 0$ ), (Milić, 1977):

$$N_m = \frac{g_m}{g_0} N_0 e^{-\frac{E_m}{k_b T_e}} \quad (3.4)$$

gde je  $N_0$  koncentracija čestica u osnovnom stanju.

Intenzitet zračenja emitovanog pri prelazu sa stanja  $m$  na stanje  $n$ ,  $I_{mn}$  u jednom atomu, u jediničnom vremenskom intervalu i jediničnom prostornom uglu, za optički tanku plazmu efektivne emisione dužine  $l$ , gde postoji  $N_m$  atoma po jedinici zapremine u stanju  $m$ , prema (Milić, 1977) dat je kao:

$$I_{mn} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{mn}} A_{mn} N_m l \quad (3.5)$$

gde je  $h$  Plankova konstanta,  $c$  brzina svetlosti,  $\lambda_{mn}$  talasna dužina emitovanog zračenja,  $A_{mn}$  Ajnštajnov koeficijent, odnosno verovatnoća prelaza za spontanu emisiju sa stanja  $m$  na stanje  $n$ .

Kombinacijom 3.4 i 3.5 i logaritmovanjem dobijenog izraza, dobija se jednačina Boltzmanove prave, (Milić, 1977):

$$\log \frac{I_{mn} \lambda_{mn}}{g_m A_{mn}} = \log \frac{N_0}{g_0} - \frac{E_m}{k_b T_e} \quad (3.6)$$

Nakon merenja intenziteta linija, ekscitaciona temperatura  $T_e$  se određuje kao koeficijent nagiba zavisnosti  $f(E) = \log \frac{I\lambda}{gA}$ . Grafik zavisnosti  $\log \frac{I\lambda}{gA}$  od energije ekscitacije gornjih nivoa linija emitera jednog stepena jonizacije, je prava linija, tzv. Boltzmann-ova prava. Za primenu ovog metoda potrebno je poznavati atomske konstante linija. Tačnost ovog metoda zavisi od ispunjenosti uslova za LTR. Da bi se mogla tačnije odrediti elektronska temperatura treba koristiti veći broj linija, čije se energije ekscitacionih nivoa što više međusobno razlikuju, jer je tada i razmak između tačaka veći pa se prava može povući sa manjom greškom.

### 3.3 Određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija dva uzastopna jonizaciona stanja istog elementa

Za dobijanje veće energijske razlike gornjih nivoa, koriste se linije dva uzastopna jonizaciona stanja jednog elementa. Ako je plazma u LTR, raspodela naseljenosti vezanih elektrona data je formulom Saha i Boltzmann-ovom jednačinom, kao što je pomenuto u prethodnom poglavlju.

Saha jednačina daje relativni odnos koncentracije atoma u dva uzastopna jonizaciona stanja,  $z$  i  $z - 1$ , kao funkciju temperature  $T_e$  i gustine elektrona  $n_e$ , (Mitchner and Kruger, 1973; Griem, 1964; Griem, 1997),

$$\frac{n_z^1 n_e}{n_{z-1}^1} \approx 2 \left( \frac{2\pi m_e k_b T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_z^1}{g_{z-1}^1} \exp \left( - \frac{E_{z-1}^\infty - \Delta E_{z-1}^\infty}{k_b T_e} \right), \quad (3.7)$$

gde je  $n_z^1$  broj čestica vrste  $z$  u osnovnom stanju,  $n_{z-1}^1$  broj čestica vrste  $z - 1$  u osnovnom stanju.  $\Delta E_{z-1}^\infty$  je energija potrebna da se ukloni  $z$ -ti elektron iz neutralnog atoma,  $g_z^1$  i  $g_{z-1}^1$  su statističke težine vrste  $z$  i  $z - 1$  u osnovnom stanju,  $m_e$  masa elektrona.

Neka se posmatra prelaz  $p - q$  za istu hemijsku vrstu. Odnos koncentracija čestica određene vrste na  $p$ -tom energijskom nivou,  $n_p$ , i koncentracija istih čestica na  $q$ -tom energijskom nivou,  $n_q$ , dat je Boltzmann-ovom raspodelom, (Mitchner and Kruger, 1973; Griem, 1964; Griem, 1997):

$$\frac{n^p}{n^q} = \frac{g^p}{g^q} \exp \left( - \frac{E_p - E_q}{k_b T} \right), \quad p > q \quad (3.8)$$

pri čemu su  $g^p$  i  $g^q$  statističke težine, tj. multipliciteti stanja atoma. Boltzmann-ova jednačina, za prelaz sa  $p$ -tog na osnovni nivo za atome  $z$ -tog odnosno  $z - 1$ -tog stepena jonizacije, se može napisati kao, (Griem, 1964; Griem, 1997):

$$\frac{n_{z-1}^p}{n_{z-1}^1} = \frac{g_{z-1}^p}{g_{z-1}^1} \exp \left( - \frac{E_{z-1}^p}{k_b T} \right), \quad (3.9)$$

$$\frac{n_z^{p'}}{n_z^1} = \frac{g_z^{p'}}{g_z^1} \exp \left( - \frac{E_z^{p'}}{k_b T} \right), \quad (3.10)$$

gde je  $E_{z-1}^1 = 0$ , jer je u pitanju energija osnovnog stanja  $z - 1$ ; odnosno  $E_z^1 = 0$ , jer je u pitanju energija osnovnog stanja  $z$ . Iz ovih jednačina može se

odrediti odnos  $\frac{n_{z-1}^p}{n_z^{p'}}$ :

$$\frac{n_{z-1}^p}{n_z^{p'}} = \frac{n_{z-1}^1}{n_z} \frac{g_z^1}{g_{z-1}^1} \frac{g_{z-1}^p}{g_z^p} \exp\left(\frac{E_z^{p'} - E_{z-1}^p}{k_b T_e}\right) \quad (3.11)$$

Odnos  $\frac{n_{z-1}^1}{n_z} \frac{g_z^1}{g_{z-1}^1}$  se nalazi iz jednačine Saha:

$$\frac{n_{z-1}^1}{n_z} \frac{g_z^1}{g_{z-1}^1} \approx \frac{n_e}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_b T_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{z-1}^\infty - \Delta E_{z-1}^\infty}{k_b T_e}\right) \quad (3.12)$$

Konačno se dobija, (Griem, 1997),

$$\frac{n_{z-1}^p}{n_z^{p'}} \approx n_e \frac{g_{z-1}^p}{2g_z^{p'}} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_b T_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{z-1}^\infty - \Delta E_{z-1}^\infty + E_z^{p'} - E_{z-1}^p}{k_b T_e}\right) \quad (3.13)$$

Neka se posmatra prelaz  $p \rightarrow q$ , u hemijskoj vrsti  $\alpha$  i prelaz  $p' \rightarrow q'$ , u hemijskoj vrsti  $\beta$ . Relativni intenzitet spektralne linije čestice vrste  $\alpha$ ,  $I^\alpha$ , zavisi od verovatnoće da se čestica te vrste nađe na energijskom nivou sa kvantnim brojem  $p$  sa koga se vrši prelaz i od verovatnoće,  $A_{pq}$ , da takva čestica pređe upravo u energetsko stanje sa kvantnim brojem  $q$ , uz emisiju fotona frekvencije  $\nu_{pq}^\alpha$ , (Milić, 1977):

$$I^\alpha = h\nu_{pq}^\alpha n_p^\alpha A_{pq}^\alpha \quad (3.14)$$

gde je  $n_p^\alpha$  koncentracija čestica vrste  $\alpha$  u stanju  $p$ .

U optički tankoj plazmi odnos ukupnih intenziteta za ove prelaze je:

$$\frac{I^\alpha}{I^\beta} = \frac{n_\alpha^p}{n_\beta^{p'}} \frac{A_{pq}^\alpha}{A_{p'q'}^\beta} \frac{\nu_{pq}^\alpha}{\nu_{p'q'}^\beta}, \quad (3.15)$$

gde su  $I^\alpha$  i  $I^\beta$  relativni intenziteti spektralnih linija različitih hemijskih vrsta.

Pošto su različite hemijske vrste u ovom slučaju dva jonizaciona stanja jednog elementa ( $\alpha \rightarrow z-1, \beta \rightarrow z$ ), odnos sada postaje, (Griem, 1997):

$$\frac{I^{z-1}}{I^z} = n_e \frac{A_{pq}^{z-1}}{A_{p'q'}^z} \frac{\nu_{pq}^{z-1}}{\nu_{p'q'}^z} \frac{g_{z-1}^p}{2g_z^{p'}} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{z-1}^\infty - \Delta E_{z-1}^\infty + E_z^{p'} - E_{z-1}^p}{k_B T_e}\right) \quad (3.16)$$

Vrednosti energija u ovim jednačinama trebaju biti date u  $eV$ . Greška određivanja relativnog intenziteta linije, koji je proporcionalan površini ispod profila linije, može da poveća grešku merenja temperature. Takođe, važenje ove relacije čvrsto je povezano sa važenjem LTR. Temperatura  $T_e$  je elektronska temperatura izražena u kelvinima. Nakon što se odredi temperatura, potrebno je pomoću jednačine 3.1 proveriti da li je plazma u stanju LTR.

### 3.4 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem Stark-ovih poluširina jonskih linija

Jedan od načina određivanja koncentracije elektrona u plazmi je iz profila jonskih linija. Eksperimentalni profili jonskih linija se opisuju Voigt-ovim profilom, koji predstavlja konvoluciju Lorentz-ovog profila, kojim se opisuju Stark-ovo širenje, i Gauss-ovog profila, kojim se opisuje doprinos Doppler-ovog i instrumentalnog širenja.

Koncentraciju elektrona u plazmi je moguće odrediti poređenjem tabelarnih vrednosti poluširine i pomeraja, dobijenih primenom sudarne aproksimacije, sa poluširinama eksperimentalnih profila linija. Ove tabele su date u (Griem, 1974) u dodatku V. Poluširine linija elemenata u tabelama izračunate su semiklasičnom aproksimacijom (SC) (Jones, Benett, and Griem, 1971). U tabelama su prikazane teorijske vrednosti Stark-ovih poluširina i pomeraja elemenata računatih za 4 vrednosti temperature i gustinu  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Vrednosti za eksperimentalnu temperaturu iz tabelarnih poluširina se određuju interpolacijom, najčešće kubnim splajnom. Nakon toga, poređenjem sa izmerenim vrednostima, može se sa tačnošću 30 % odrediti koncentracija elektrona primenom relacija, (Griem, 1974):

$$w_t(T_e) = 2w_e(T_e)10^{17}N_e \quad (3.17)$$

$$d_t(T_e) = d_e(T_e)10^{17}N_e \quad (3.18)$$

gde je  $w_e$  širina spektralne linije na polovini intenziteta, poluširina linije,  $d_e$  pomeraj spektralne linije. Date vrednosti  $w_e$  u tabelama (Griem, 1974) predstavljaju srednju vrednost multiplleta. Iste formule mogu se primeniti i za reskaliranje poluširine i pomeraja dobijenih pomoću semiklasične aproksimacije Dimitrijević-Sahal Brechot (DSB), (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1974).

Tabele za 3 linije berilijuma, zajedno sa opisom semiklasične i *DSB* teorije, date su prethodnom u odeljku 1.6. U slučajevima kada teorijski podaci za elektronske poluširine i pomeraje u sudarnoj aproksimaciji nisu dostupni za jednostruko jonizovane atome, može se koristiti semiempirijska formula (*SE*), (Griem, 1974), (Baranger, 1958), i modifikovana semiempirijska formula (*MSE*), (M.S.Dimitrijević and N.Konjević, 1980). Za višestrukojonizovane atome se u toj situaciji može koristiti uprošćena semiklasična teorija (*SSC*), (Griem, 1974).

### 3.5 Određivanje elektronske koncentracije korišćenjem vodonikove $H_\beta$ linije

Analiza profila  $H_\beta$  linije je postala značajna dijagnostička metoda pošto je kod ove linije izražen linearni Stark-ov efekat, što profil linije čini veoma osetljivim na promenu mikroelektričnog polja naelektrisanih čestica u plazmi. Takođe, ova linija talasne dužine  $\lambda = 486,132 \text{ nm}$  nalazi se u vidljivom delu spektra za koji je dostupan veliki broj detektora sa visokom osetljivošću. Koncentraciju elektrona je moguće na standardan način odrediti na osnovu profila  $H_\beta$  linije pomoću aproksimativnih formula koje opisuju zavisnost  $N_e = f(\Delta\lambda_{1/2})$ , gde je  $\lambda_{1/2}$  poluširina linije. Formule su izvedene na osnovu postojećih eksperimentalnih podataka (Wiese, Kelleher, and Paquette, 1972; Kelleher, 1981), ili podataka dobijenih teorijskim proračunima profila (Czernichowski and Chapelle, 1983). Takođe, jedan od načina je da se fitovanjem celokupnih profila, korišćenjem numeričkih programa, dođe do poklapanja eksperimentalnih i teorijskih profila, i na taj način odredi vrednost elektronske koncentracije. Ovim metodama određuje se elektronska koncentracija u intervalu  $0,1 - 1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  sa tačnošću od 10 %. Problemi koji se javljaju kod ovih metoda su:

- Plazma mora biti optički tanka za zračenje talasne dužine  $H_\beta$  linije,
- U slučaju velikih koncentracija,  $H_\beta$  linija može biti veoma široka te može doći do preklapanja sa drugim linijama prilikom čega se javljaju problemi u određivanju poluširine linije,
- Osim preklapanja sa drugim spektralnim linijama u plazmi visoke koncentracije može doći do samoapsorpcije linije čime se unosi greška u određivanju poluširine linije.

- Moraju se uračunati drugi mehanizmi širenja ukoliko su uporedivi sa Stark-ovim širenjem.

Ovi problemi mogu uneti grešku u računanju koncentracije i najlakše se mogu izbeći ukoliko se primeni postupak za određivanje većih vrednosti koncentracije elektrona u homogenoj plazmi koji je objašnjen u radu (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015). Naime, u ovom radu predloženo je korišćenje rastojanja  $\lambda_{PS}$  između maksimuma  $H_\beta$  linije. Do izraza koji opisuje zavisnost  $N_e = f(\lambda_{PS})$  došlo se analizom profila  $H_\beta$  linije primenom tri različita teorijska pristupa: modifikovanom sudarnom teorijom Kepple-a i Griem-a (Kepple and Griem, 1968; Griem, Kolb, and Shen, 1960) unificiranom teorijom Vidal-a, Cooper-a i Smith-a (Vidal, Cooper, and Smith, 1973) i metodom modeliranja mikroelektričnog polja - MMM (Stehle, 1994) pri čemu je utvrđena zavisnost  $\Delta\lambda_{PS} \sim N_e^{2/3}$ . Analizom rezultata proračuna (Demura, Demchenko, and Nikolić, 2008) došlo se do zaključka da asimetrija profila vodonikove balmer beta linije ne utiče na određivanje rastojanja između pikova. Takođe je utvrđeno da spektralne linije drugih elemenata koje se mogu preklapati sa  $H_\beta$  linijom ne dovode do promene  $\Delta\lambda_{PS}$ . Ovo omogućava da se vrednost  $\Delta\lambda_{PS}$  odredi tako što se premeri rastojanje od maksimuma jednog pika do udubljenja među pikovima, i pomnoži sa 2.

Takođe je, na osnovu rezultata kompjuterskih simulacija (Gigosos, González, and Cardenoso, 2003) utvrđeno da je uticaj elektronske temperature,  $T_e$ , i redukovane mase emiter-perturber,  $\mu$ , na  $\Delta\lambda_{PS}$  zanemarljiv pri visokim elektronskim koncentracijama, dok je pri nižim značajan, zbog čega je zavisnost  $N_e = f(\Delta\lambda_{PS})$  određena za  $N_e > 10^{22} m^{-3}$ . Ako se ispoštuju postavljena ograničenja, koncentracija elektrona se može izračunati sa tačnošću od 15 %. Pri samoapsorpciji smanjuju se intenziteti oba maksimuma  $H_\beta$  linije podjednako, te nema uticaja na određivanje rastojanja između pikova. Pomenuta zavisnost,  $N_e = f(\Delta\lambda_{PS})$ , ima oblik, (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015):

$$\log[N_e(m^{-3})] = A + B \log[\Delta\lambda_{PS}(nm)], \quad (3.19)$$

gde se konstante A i B dobijaju kubičnom "spline" interpolacijom vrednosti datih u tabeli 3.1. Za izračunavanje elektronske koncentracije neophodno je poznavanje elektronske temperature.

Predložena zakonitost reprodukuje vrednost rastojanja maksimuma  $H_\beta$  u odnosu na  $N_e$ , sa tačnošću boljom od 30 % kada nisu poznati ni temperatura ni sastav plazme (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015). Tačnost je unutar 20 % u slučaju vodonične plazme, dok je za slučaj kada je poznata vrednost

$T_e(K)$	5000	10 000	20 000	40 000	80 000
A	23,73	22,66	22,62	22,60	22,58
B	1,57	1,54	1,53	1,51	1,48

TABELA 3.1: Koeficijenti A i B za različite vrednosti elektronske temperature, (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015)

$T_e$ , tačnost veća od 4 %. Predložena formula se može primeniti na  $H_\beta$  liniju u slučaju slabo apsorbovanih profila linija emitovanih iz homogene plazme u termičkoj ravnoteži, ili pri neravnotežnim uslovima, (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015). Takođe, za upotrebu formule, nije potrebna eliminacija linija koje se preklapaju sa profilom  $H_\beta$ , kao ni korekcija na pozadinsko zračenje.



## Glava 4

# Rezultati i obrada podataka

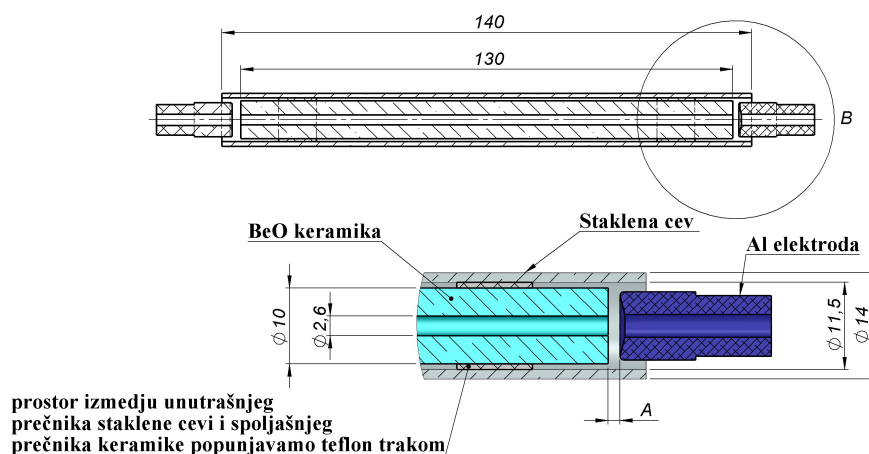
Konstruisanje novog izvora plazme, koji bi služio za proučavanje zračenja berilijuma pri različitim uslovima električnog impulsnog pražnjenja jedan je od najvažnijih ciljeva ove teze. Opis ovog izvora dat je u poglavlju 4.1. Korisćeni su različiti gasovi. Sistem dovoda gasa i vakuum sistem opisani su poglavlju 4.2. Optimizacija električnog sistema opisana je u poglavlju 4.3. Kako bi se pronašli optimalni uslovi za ekscitaciju i snimanje linija berilijuma, menjani su parametri eksperimenta, što je opisano je u poglavlju 4.4. Kako bi se uporedio rad izvora sa cevi za pražnjenje izrađenom od keramike berilijuma u odnosu na cevi za pražnjenje izrađenom od materijala koji ne sadrži berilijum, izrađene su dodatne dve cevi, čiji je opis dat u poglavlju 4.5. U slučaju sve tri cevi zabeležena je pojava čestica prašine, poglavlje 4.6. Određeni su parametri plazme, poglavlje 4.7. U poglavlju 4.8 dat je prikaz snimljenih linija berilijuma i poređenje sa teorijskim rezultatima.

### 4.1 Izvor plazme

U ovom poglavlju opisana je konstrukcija stabilnog izvora plazme, (Stankov et al., 2018b), koji omogućava proučavanje uticaja čestica prašine, koje nastaju tokom ablacije cevi za pražnjenje, na emisioni spektar. Poznato je od ranije da se, ukoliko se pražnjenje vrši u cevi od kvarca, u spektru mogu pojaviti linije kiseonika i silicijuma, koji nisu činioci radnog gasa. Spektralne linije materijala cevi za pražnjenje se pojavljuju u spektru, najverovatnije, kao posledica ablacije cevi samim pražnjenjem. Zbog toga se, za potrebe ovog eksperimenta, u cev za pražnjenje stavlja keramička cev napravljena od berilijum oksida,  $BeO$ , više o materijalu je bilo reči u poglavlju 1.2. Zbog toksičnosti berilijuma, o čemu je bilo reči u poglavlju 1.1, Glava 1, tokom konstrukcije i rada na izvoru posebna pažnja je usmerena na mere zaštite istraživača koji rade sa izvorom. Uvek su, tokom rukovanja berilijumom,

korišćeni: hirurška maska, rukavice, laboratorijski mantil i naočare. Svaka mehanička manipulacija izvršena je u digestoru.

Keramička cev izrađena od  $BeO$  postavljena je u staklenu cev napravljenu od pireksa, kako bi bila izolovana od spoljašnje sredine (Stankov et al., 2018b). Keramika berilijum oksida, unutrašnjeg prečnika  $2.6\text{ mm}$ , spoljašnjeg  $10\text{ mm}$  i dužine  $130\text{ mm}$ , postavljena je unutar staklene cevi za pražnjenje izrađene od pireksa unutrašnjeg prečnika  $11,5\text{ mm}$ , spoljašnjeg  $14\text{ mm}$  i dužine  $140\text{ mm}$ , Slika 4.1. Konektori cevi za pražnjenje imaju uvode odnosno izvode gasova, držač elektrode u sredini, Vilsonov konektor za vakuum na jednoj strani i kvarcni prozor na drugoj strani cevi. Na ovaj način se postiže izolovanost  $BeO$  cevi, a prašina koja je proizvedena se zajedno sa gasom vakuumira pomoću rotacione vakuum pumpe. Vakuum pumpa je opremljena filterima i trapom te berilijumska prašina ne dospeva u atmosferu laboratorije. Trap, koji služi da pokupi nečistoće iz cevi, eliminiše uljana isparenja iz pumpe i sl. se sastoji od jednog suda potopljenog u tečni azot.



SLIKA 4.1: Konstrukcija cevi za pražnjenje, (Stankov et al., 2018b)

Usled pražnjenja na visokim naponima ( $> 7kV$ ) na kvarcnom prozoru kroz koji se vršilo spektroskopsko posmatranje zračenja plazme dolazilo je do deponovanja prašine i do trajnog oštećenja prozora. Nakupljena prašina je ometala merenje zbog smanjenja transparentnosti prozora. Prozor je čišćen alkoholom i poliran, dok je u slučaju trajnog oštećenja bio zamenjen novim.

Nakupljena prašina je uklonjena primenom adhezivne trake. Ukoliko je prikupljena veća količina prašine, odlagana je u staklenu posudu gde je pomešana sa poli (metil metakrilat),  $PMMA$ , komponentom posle čega je dodavana druga komponenta- rezin, i na taj način je formiran polimer sa

$BeO$  česticama prašine. Staklena posuda je zatim osigurana poklopcem i odlagana na bezbedno mesto.

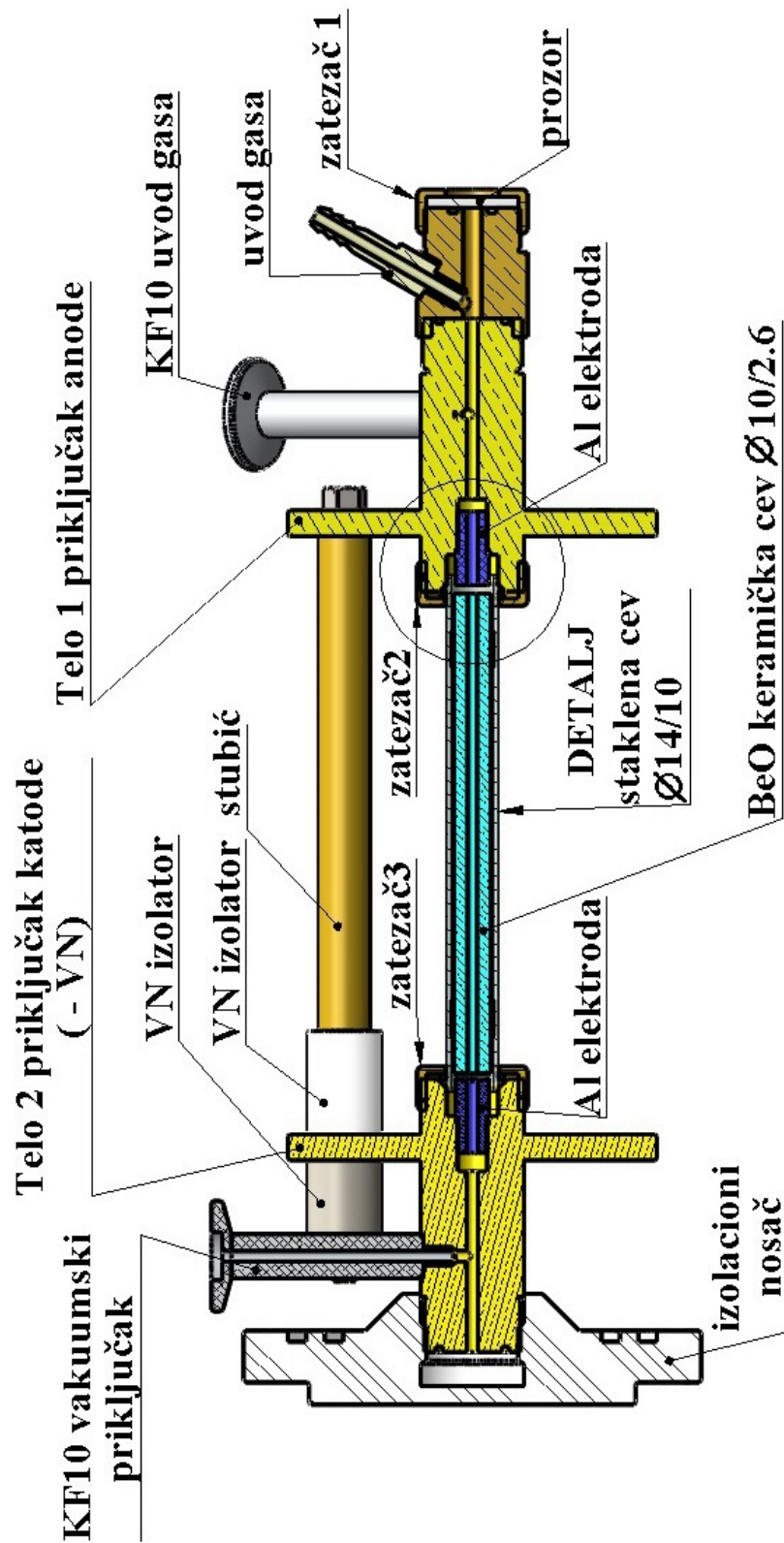
Mnogo efikasnije, od ukljanjanja prašine, bilo je osigurati da do oštećenja i deponovanja prašine na prozoru, kroz koji se vrši posmatranje, ne dođe. U tu svrhu je dodat poseban ulaz gasa o kome će biti reč u poglavlju 4.2. Prašina se u velikim količinama formirala posebno pri naponima višim od  $8\text{ kV}$  i pritiscima nižim od  $1\text{ mbar}$ , o čemu će više biti reči u Poglavlju 4.1.1. Tokom merenja bilo je potrebno izbeći ove vrednosti da bi se osigurao dug i pouzdan rad izvora.

#### 4.1.1 Centriranje keramike i eliminisanje parazitskog pražnjenja

U prvom pokušaju keramika je postavljena na unutrašnju površinu staklene cevi, bez dodatnih podešavanja. Pražnjenje se u takvoj konfiguraciji ne odvija kroz otvor keramike, već po njenoj površini, u prostoru između keramike i staklene cevi. Prilikom primene pritiska većih od  $100\text{ mbar}$  i napona većih od  $6\text{ kV}$ , dolazilo bi pucanja staklene cevi. Ovako dobijeno pražnjenje je nereproducibilno, nije se moglo koristiti za spektroskopska posmatranja, i nazvano je parazitskim pražnjenjem.

Kako bi se izbeglo parazitsko pražnjenje, korišćene su elektrode koje ulaze u keramičku cev i centriraju je. U ovom slučaju pražnjenje se odvijalo unutar keramike. Međutim, uslov da elektrode ulaze u keramičku cev ograničava moguće dimenzije elektroda. Kako je unutrašnji prečnik keramike  $2,6\text{ mm}$  spoljašnji prečnik elektroda može biti maksimalnih  $2,5\text{ mm}$ . Unutrašnji prečnik takvih elektroda je znatno manji, u ovom slučaju  $1,5\text{ mm}$ , i brzo bi dolazilo do zapušavanja elektroda, kako zbog ablacije keramike, tako i zbog abliranja samih elektroda. Optički signal je bio slab i izvor nije mogao da radi tokom vremenskom perioda dužeg od  $1\text{ h}$ . Kako bi se sprečilo pojavljivanje parazitskog pražnjenja i centrirala keramika, umesto elektroda koje ulaze u keramiku, postavljeni su teflonski prstenovi u prostoru između keramike i stakla. Prstenovi su postavljeni prema sredini cevi, po jedan sa obe strane. Ukoliko se prstenovi nalaze na počecima cevi, blizu elektroda, dolazi do njihovog sagorevanja tokom pražnjenja. U ovoj konfiguraciji je bilo omogućeno korišćene elektroda prečnika većeg od unutrašnjeg prečnika keramike. Elektrode ne ulaze u keramiku i nalaze se na rastojanju  $A$  od nje, Slika 4.1. U ovoj konstrukciji nikada nije dolazilo do pojave parazitskog pražnjenja ukoliko je izvor radio u okviru optimalnih uslova koji će kasnije biti objašnjeni.

Potpuna konstrukcija izvora prikazana je na Slici 4.2.



SLIKA 4.2: Presek izvora plazme, (Stankov et al., 2018b)

## 4.2 Vakuumski i gasni sistem

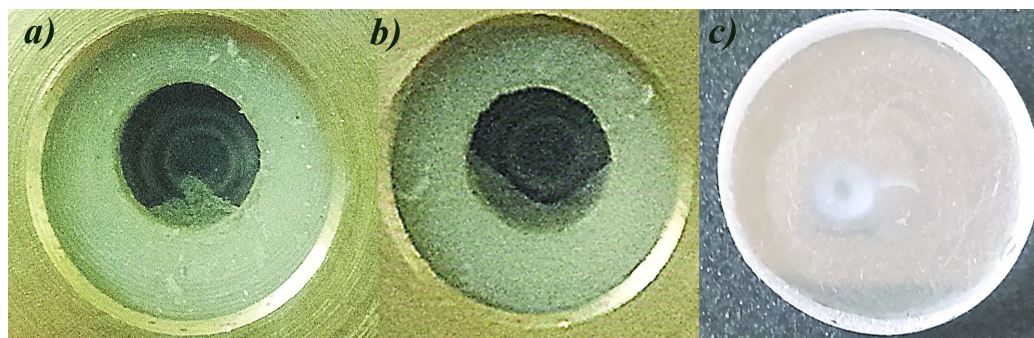
Da bi se obezbedila čistoća radnog gasa, vazduh i druge nečistoće se izvlače iz cevi za pražnjenje pre početka merenja. U tu svrhu se koristi rotaciona vakuum pumpa. Ispred i iza pumpe se nalaze trap hladjen tečnim azotom i HEPA (high efficiency particulate air) filter. Radni gas se dovodi u cev za pražnjenje iz boce preko redukcionog ventila. Ventil je uvek podešen na pritisak od 3 *mbar*. Dalje se pritisak podešava igličastim ventilom. Na početku i na kraju merenja otvara se samo glavni ventil na boci a prethodno podešeni redukcion i igličasti ventil se ne diraju kako bi se povećala reproducibilnost merenja.

Tokom eksperimenta korišćeni su različiti gasovi: čist helijum, argon i kripton, zatim gasna mešavina helijuma (97 %) i vodonika (3 %), gasna mešavina argona (97 %) i vodonika (3 %), zatim prethodno napravljena mešavina helijuma i vodonika u razmeri 1:1. Vrednosti pritiska su menjane od 1 *mbar* do 90 *mbar*.

### 4.2.1 Optimizacija protoka gasa

Protok gasa kroz konstrukciju izvora u kome elektrode ulaze u keramiku, je bio vrlo ograničen. Sa elektrodama koje ne ulaze u cev i od nje se nalaze na malom rastojanju A, Slika 4.1, je postignut stabilan protok gasa. Gas se uvodi kod katode a izvodi prema vakuum pumpi kod anode. Neometan protok gasa je omogućavao česticama prašine da dopru do prednjeg prozora preko kojeg se vrši posmatranje i snimanje plazme. Čestice padaju na prozor i posle 1 – 2 *h* optički signal opada jer nakupljene čestice blokiraju optički put, Slika 4.3. Na Slici 4.3 prikazana je nakupljena prašina na prozoru za posmatranje plazme. Nakupljena prašina je zadobijala konusni oblik, Slika 4.3 (A), dok je nakon sledećeg impulsa oblik nakupljene prašine podsećao na polumesec, Slika 4.3 (B). Na Slici 4.3 (C) prikazan je prozor na kojem se vidi oštećenje uzrokovano udarom vrućih čestica. Osim što se na prozoru deponuju vidljive čestice prašine, dolazilo je do oštećenja prozora pod uticajem vrućih čestica, kao što je pomenuto u poglavlju 4.1. Kako bi se smanjilo deponovanje čestica, protok gasa je obrnut, tako da je gas ulazio kod anode, a izlazio prema vakuum pumpi, kod katode. Nakupljanje čestica prašine na prozoru nije zabeleženo sa obrnutim protokom gasa, dok se degradacija prozora pod uticajem vrućih čestica iz pražnjenja i dalje dešavala, Slika 4.3 c). Poboljšanje se postiglo dodavanjem posebnog ulaza gasa pod uglom od 45°, koji je omogućavao spiralni protok gasa, što je i prikazano na Slici 4.2. Gas je,





SLIKA 4.3: Prašina sakupljena na prozoru u obliku konusa *a*), i polumjeseca *b*), i oštećenje prozora *c*), (Stankov et al., 2018b)

dakle, tokom svih merenja uvođen kod anode, preko ulaza postavljenog pod uglom od  $45^\circ$ , što je omogućilo duže neometano merenje i sprečavalo čestice prašine da dopru do prozora, ali samo u slučaju kada se radilo sa naponima manjim od  $8\text{ kV}$  i pritiscima većim od  $1\text{ mbar}$ . U slučaju rada van optimalnih uslova, krupne čestice prašine se nisu taložile ali se degradacija prozora i dalje dešavala.

### 4.3 Optimizacija električnog sistema

Ispitivan je rad izvora sa tri vrste elektroda koje su većeg prečnika od unutrašnjeg prečnika *BeO* cevi. Testirane su elektrode napravljene od volframa, unutrašnjeg prečnika  $d = 0,6\text{ mm}$ , spoljašnjeg  $8\text{ mm}$ , koje su korišćene i opisane u radovima (Ivković et al., 2015; Gajo et al., 2016). Prilikom pražnjenja sa ovim elektrodama nastaje udarni talas koji jonizuje gas unutar cevi za pražnjenje, i ujedno se prilikom svakog pražnjenja izbacuje deo plazme kroz otvor na elektrodi, i pri tom nastaje plazmeni snop tzv. plazma jet (Gajo et al., 2016). Koncentracija elektrona u plazmenom snopu je manja od koncentracije u cevi za pražnjenje. Spektroskopskim posmatranjem pražnjenja dobijaju se dve superponirane spektralne linije koje odgovaraju istom prelazu. Uska i nepomerena linija je emitovana iz plazmenog snopa gde su elektronske koncentracije niske. Druga, pomerena i široka linija je emitovana iz pražnjenja gde su elektronske koncentracije visoke (Gajo et al., 2016). Na ovaj način se linije iz plazma snopa mogu koristiti kao referentne za određivanje Stark-ovih pomeraja, (Ivković et al., 2015), (Gajo et al., 2016). Prilikom korišćena ovih elektroda u izvoru sa *BeO* cevi dolazilo je do nagomilavanja čestica prašine unutar otvora elektrode, čime je optički put bivao prekinut i dalje snimanje onemogućeno.

Testirane su elektrode od legure aluminijuma, otvora 2 mm i 3 mm. Snimljeni spektri pokazivali su slične karakteristike, nezavisno od dijametra elektroda. Odnos signal/šum je bio bolji u slučaju elektroda sa većim dijametrom, te su za finalnu konstrukciju odabrane elektrode unutrašnjeg otvora 3 mm.

Tipični oblici struje prikazani su na Slici 2.2, u Glavi 2. Sa grafika se primećuje da se u 12  $\mu$ s nakon početka struje pojavljuje drugi maksimum struje. Pojava drugog maksimuma struje se podudara sa pojavom prašine u cevi za pražnjenje. Drugi maksimum struje je najverovatnije posledica formiranja negativnih jona koji su prethodnici formiranju prašine, (Stefanović et al., 2017; Berndt et al., 2003). Ova anomalija struje je posmatrana kao prvi znak da je došlo do ablacije keramike i da se u spektru može očekivati pojava linija koje potiču od elemenata od kojih je napravljena cev za pražnjenje.

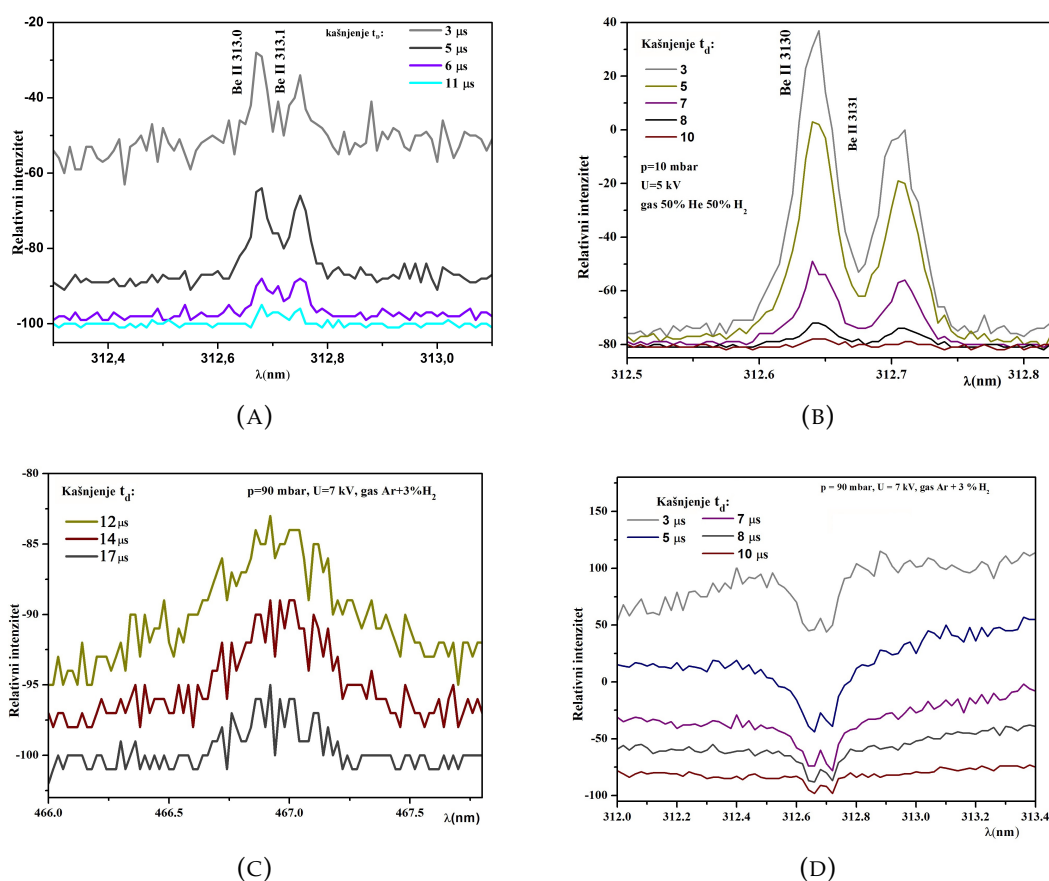
Kod cevi za pražnjenje različitih dimenzija očekuju se različite vrednosti gustine struje i energije. Ove vrednosti iznose za gustinu struje  $BeO$ ,  $Al_2O_3$  i  $SiO_2$ , respektivno: 98  $A/mm^2$ , 87  $A/mm^2$  i 69  $A/mm^2$ . Vrednosti gustine energije su: 0.058  $J/mm^3$ , 0.06  $J/mm^3$ , 0.046  $J/mm^3$  za  $BeO$ ,  $Al_2O_3$  i  $SiO_2$ .

## 4.4 Optimizacija eksperimentalnih uslova za snimanje spektralnih linija berilijuma

### 4.4.1 Vrsta gasa

Kao što je pomenuto, korišćeni su različiti radni gasovi kako bi se utvrdilo sa kojim izvor radi reproducibilno. Preliminarno je sniman spektar kako bi se utvrdilo da li se u spektru sa trenutnom postavkom eksperimenta pojavljuju linije berilijuma. Rad je započet sa mešavinom helijuma (97%) i vodonika (3%). Razlog za odabir helijuma je taj što pomenuti plemeniti gas ima mali broj linija u vidljivom delu spektra, od kojih su sve vrlo dobro poznate. Mali broj dobro poznatih linija olakšava svako eventualno uočavanje berilijumovih linija, odnosno linija drugih elemenata. Vodonik je dodat u dijagnostičke svrhe, sa ciljem da se iz rastojanja pikova vodonikove Balmer beta linije izračuna elektronska koncentracija,  $N_e$ , po postupku opisanom u poglavlju 3.5. Rad sa mešavinom helijuma (97%) i vodonika (3%) započet je na maksimalnoj vrednosti pritiska za koju izvor radi reproducibilno. Maksimalna vrednost pritiska je potražena jer se očekivalo da će ablacija zidova keramike biti značajnija ukoliko se primene veće vrednosti pritiska. U slučaju ovog eksperimenta, maksimalna vrednost pritiska na kojem izvor radi reproducibilno, za ovu mešavinu gasova, je 120 mbar. Nakon odabira

gasu menjani su uslovi pražnjenja kao što su: pritisak, napon punjenja kondenzatora, dužina rastojanja između keramike i elektrode, kapacitivnost kondenzatora, itd. Prve snimljene linije berilijuma u spektru bile su rezonantne linije koje su se pojavile u spektru samo tokom trajanja strujnog impulsa. Ostale linije berilijuma, osim pomenutih, nisu identifikovane. Rezonantne spektralne linije su snimljene pri sledećim eksperimentalnim uslovima : mešavina  $He$  (97%) i  $H_2$  (3%) , pritisak 120 mbar, napon 7 kV, kondenzator 5  $\mu F$ . Snimanje je izvršeno pomoću monohromatora sa  $PMT - om$  kao detektorom. Korak pomeranja difrakcione rešetke je bio 0,1 nm, napon na  $PMT - u$  je iznosio 970 V. Rezultat snimanja sa 2 usrednjavanja je prikazan na Slici 4.4 (A).



SLIKA 4.4: Prvi put snimljene linije berilijuma u ovoj tezi, gde  $t_D$  predstavlja kašnjenje u odnosu na početak struje

Sa Slike 4.4 (A) se primećuje da je intenzitet linija slab, oblik linije nije jasno definisan i šum utiče na oblik linije.

Sledeća mešavina gasova sa kojom su urađena preliminarna merenja je mešavina helijuma i vodonika u odnosu 1:1. Rad sa pomenutom mešavinom nastavljen je na nižim pritiscima, ispod 10 mbar, iz jednostavnog razloga



jer je količina raspoložive mešavine bila nedovoljna da bi se sa njom radilo na višim pritiscima. Snimljene su rezonantne linije berilijuma pri sledećim eksperimentalnim uslovima : gasna mešavina helijuma i vodonika u odnosu 1:1, pritisak 10 mbar, napon 5 kV kondenzator 5  $\mu F$ . Koristeći isti način snimanja kao za linije prikazane na Slici 4.4 (A), dobijeni su rezultati prikazani na Slici 4.4 (B).

Mešavina helijuma i vodonika u odnosu 1:1 se pokazala efikasnijom od mešavine sa manje vodonika, tj. rezonantne linije su intenzivnije i vreme trajanja ovih linija u spektru je produženo. Međutim, ostale linije berilijuma, osim rezonantnih, nisu snimljene niti prepoznate u spektru za date eksperimentalne uslove.

Jedan od mogućih razloga zašto se rezonantne linije vide samo u kratkom vremenskom intervalu je taj što helijum ima visoku vrednost toplotne provodljivosti, kao i sama keramika, te toplota odlazi prema zidovima keramike i temperatura pražnjenja brzo opadne. Drugi razlog možda leži u činjenici da helijum ima malu atomsku masu, te da faktor  $\alpha$  (jednačina 1.4, opisana u poglavlju 1.4.1) ima malu vrednost. Treći razlog je svakako taj da uslovi snimanja nisu dovoljno dobri, da pritisak i napon, te energija pražnjenja nije dovoljna za ekscitaciju linija berilijuma, osim rezonantnih.

U cilju određivanja eksperimentalnih uslova pri kojima se u spektru pojavljuju definisane i intenzivne linije berilijuma, osim rezonantnih, započet je rad sa gasnom mešavinom argona (97 %) i vodonika (3 %) kao nosećim gasom. Argon ispunjava uslove da je plemenit gas, da ima manju toplotnu provodljivost od helijuma a veću atomsku masu. U Tabeli 4.1 prikazane su vrednosti toplotne provodljivosti za pojedine gasove.

Gas	Temperatura					
	100 K	200 K	300 K	400 K	500 K	600 K
Vazduh	9,4	18,4	26,2	33,3	39,7	45,7
Vodonik	68,6	131,7	186,9	230,4		
Helijum	75,5	119,3	156,7	190,6	222,3	252,5
Argon	6,2	12,4	17,9	22,6	26,8	30,6
Kripton	3,3	6,4	9,5	12,3	14,8	17,1
Neon	22,3	37,6	49,8	60,3	69,9	78,7
Ksenon	2	3,6	5,5	7,3	8,9	10,4
Kiseonik	9,3	18,4	26,3	33,7	41	48,1
Azot	9,8	18,7	26	31,3	38,3	44
Ugljen dioksid		9,6	16,8	25,1	33,5	41,6

TABELA 4.1: Vrednosti toplotne provodljivosti ( $\frac{W}{m \cdot K}$ ) za pojedine gasove

Iz Tabele 4.1 se primećuje da je toplotna provodljivost argona do 8 puta manja od toplotne provodljivosti helijuma. Takođe, treba se obratiti pažnja i na kripton, čija je toplotna provodljivost manja 15 puta od toplotne provodljivosti helijuma, a koji je takođe bio korišćen kao noseći gas tokom rada na eksperimentu. Ispitan je rad izvora kada se kao noseći gas koristi mešavina argona (97 %) i vodonika (3 %). Vodonik je, kao i u prethodnoj mešavini, dodat u dijagnostičke svrhe. Cilj je bio produžiti trajanje linija berilijuma u spektru i postići da se u spektru pojave još neke linije berilijuma osim rezonantnih.

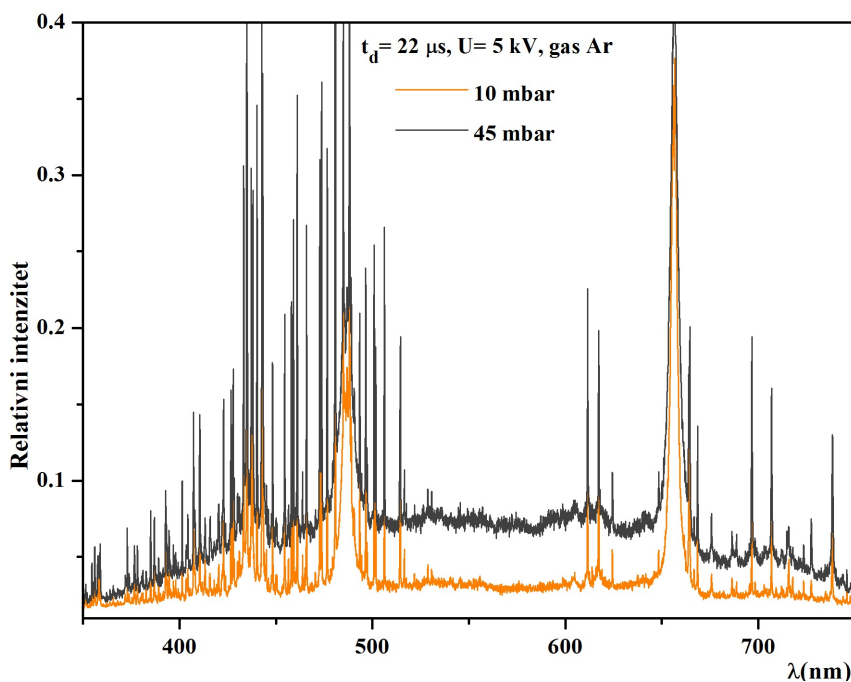
Rad sa mešavinom argona i vodonika započet je na visokim pritiscima gasa, odnosno na najvišem pritisku pri kojem izvor radi reproducibilno. Određeno je da je taj pritisak 90 *mbar*. Pri primeni većih vrednosti pritisaka dolazilo je do pucanja staklene cevi za pražnjenje.

Jonska linija berilijuma, *Be II* 467.39 *nm*, je prvi put snimljena u ovom radu kada je kao noseći gas korišćena mešavina 97 % *Ar* sa 3 % *H<sub>2</sub>*, Slika 4.4 (C). Pomenuta linija snimljena je pri sledećim eksperimentalnim uslovima: pritisak 90 *mbar*, napon 7 *kV*, gasna mešavina argona (97 %) i vodonika (3 %).

Rezonantne linije berilijuma, koje su primećene i prilikom rada sa helijumom, u mešavini argona i vodonika pri pritisku 90 *mbar* i naponu od 7 *kV*, snimljene su u apsorpciji, Slika 4.4 (D). Rezultati prikazani na Slici 4.4 (D) su dobijeni koristeći isti načina snimanja kao za linije prikazane na Slici 4.4 (A), (B) i (C).

Argon je element u čijem vidljivom delu spektra postoji veliki broj spektralnih linija koje bi mogle, zbog preklapanja linija, da unesu zabunu u identifikaciju spektralnih linija drugih elemenata. Kako bi se utvrdio broj i položaj linija argona snimljen je spektar od 300 *nm* do 800 *nm*. Takođe, spektar je snimljen pri različitim vrednostima pritisaka kako bi se utvrdilo postoje li eksperimentalni uslovi pri kojima su linije gasa manje izražene u poređenju sa linijama elemenata iz cevi za pražnjenje. Snimljen deo spektra u gasnoj mešavini argona (97 %) i vodonika (3 %) na 10 *mbar* i 45 *mbar*, sa primenjenim naponom od 5 *kV*, kako bi se utvrdilo ponašanje izvora na različitim pritiscima nosećeg gasa, prikazan je na Slici 4.5. Primećuje se da je kontinuum niži pri manjim pritiscima, kao i da se u tom slučaju u spektru pojavljuje manje linija gasa.

Nakon pojavljivanja linija u spektru, optimizovani su eksperimentalni uslovi. Pod optimalnim eksperimentalnim uslovima smatraju se ona vrsta gasa, vrednost pritiska, napona i kapacitet kondenzatora, odnosno energije



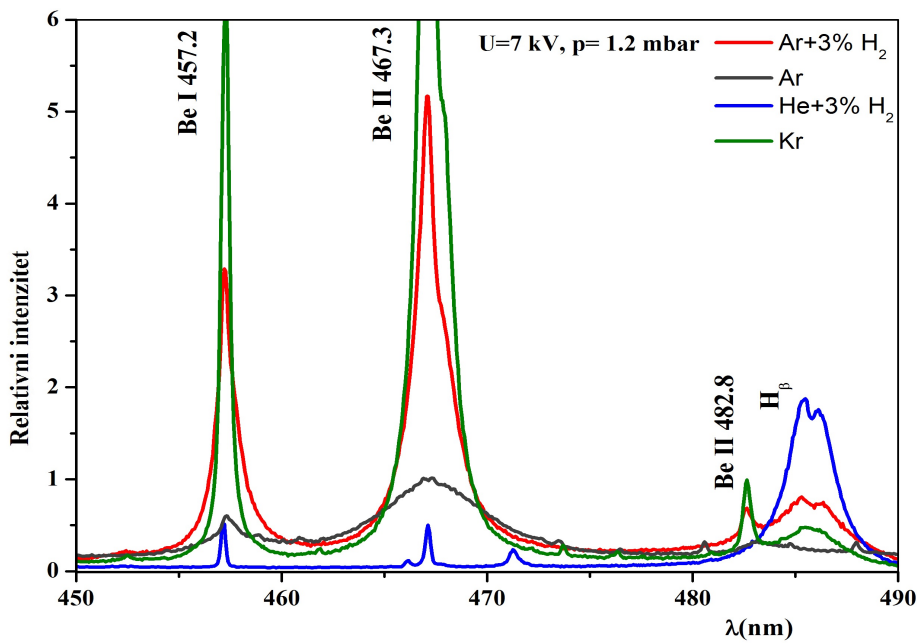
SLIKA 4.5: Merenja u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  pri istom naponu i različitim pritiscima, 22  $\mu s$  nakon početka struje

predate gasu, pri kojima se spektralne linije berilijuma pojavljuju u spektru i pritom su intenzivnije od spektralnih linija nosećeg gasa.

Najveći broj merenja je urađen u mešavinama 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  i 97 %  $He$  sa 3 %  $H_2$ . Ako se uporedi spektar koji se dobije prilikom korišćenja ovih mešavina na pritisku 1  $mbar$  i naponu 7  $kV$ , Slika 4.6, primećuje se da su linije berilijuma znatno uže i manjeg intenziteta u slučaju mešavine 97 %  $He$  sa 3 %  $H_2$ . Osim očigledne razlike u intenzitetu i poluširini linija, utvrđeno je, ali nije ilustrovano da slikama, da spektralne linije berilijuma u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  traju prosečno 8  $\mu s$  duže nego u mešavini 97 %  $He$  sa 3 %  $H_2$ . Na Slici 4.6 ujedno je prikazan deo spektra kada se kao noseći gasovi koriste čist argon i kripton. Kao što se može primetiti, linije berilijuma se pojavljuju u svim pomenutim gasovima. U čistom argonu linije berilijuma su intenzivnije nego u mešavini 97 %  $He$  sa 3 %  $H_2$ , ali manje intenzivne od linija u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  i  $Kr$ .

Ako pogledamo spektar koji se dobije u slučaju kada se kao noseći gas koristi kripton, linije berilijuma su vrlo intenzivne, međutim, u spektru se ne pojavljuje  $H_\beta$  koja je potrebna kako bi se iz rastojanja pikova odredila elektronska koncentracija. Razlozi zašto se bolje vide linije iz cevi za pražnjenje u kriptonu i argonu nego u helijumu se baziraju samo na pretpostavkama:

zbog toplotne provodljivosti i atomske mase gasa, te zbog veće sile udara atoma gasa u zidove cevi za pražnjenje. Linije vodonika, među njima i  $H_\beta$  se vide u argonu vrlo slabo a ne vide u kriptonu zbog razlike u temperaturi pražnjenja.



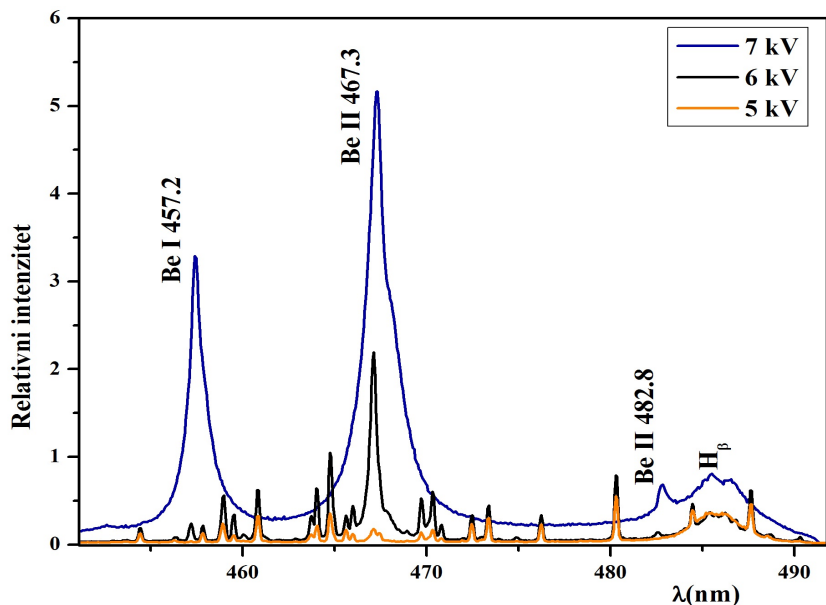
SLIKA 4.6: Merenja spektralnih linija berilijuma u različitim gasnim mešavinama

Zbog svega navedenog, za optimalni noseći gas odabrana je gasna mešavina argona (97 %) i vodonika (3 %).

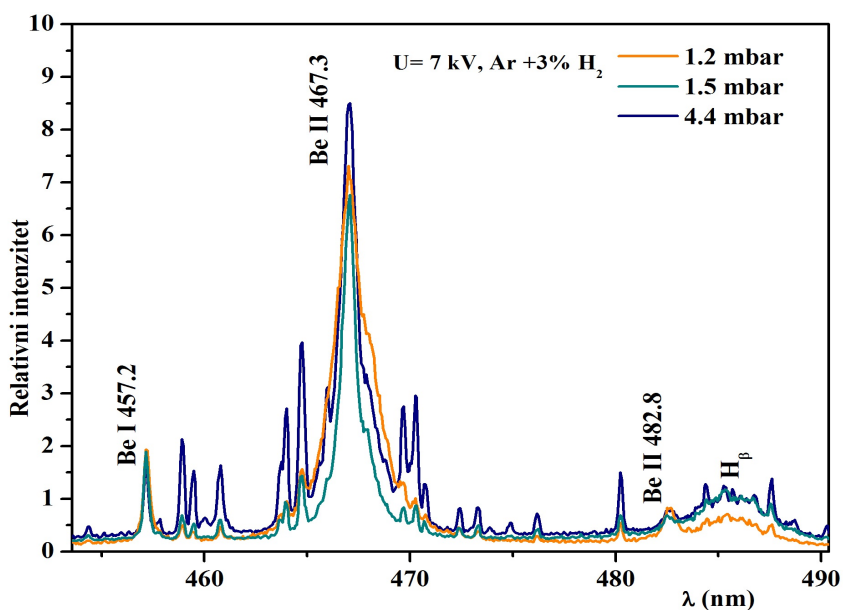
#### 4.4.2 Napon pražnjenja i pritisak

Snimljeni spektri za isti noseći gas i istu vrednost pritiska, a različit napon, se značajno razlikuju. Ova razlika se odnosi na pojavu linija gasa, intenzitet i poluširinu linija berilijuma.

Na Slici 4.7 (A) je dato poređenje dela spektra snimljenog pri različitim naponima, na istom pritisku, u mešavini 97 % *Ar* sa 3 %  $H_2$ . Ovaj deo spektra je odabran jer obuhvata jednu neutralnu i dve jonske linije berilijuma, kao i  $H_\beta$ . Sve tri spektralne linije koje potiču od berilijuma su jasno uočljive pri naponu od 7 kV. Takođe, nakon strujnog impulsa, (pri vremenima većim od 10  $\mu s$  nakon početka struje) nema linija koje potiču iz gasa a mogle bi da unesu zabunu u određivanju položaja linija berilijuma.



(A) Prikaz promene spektra sa promenom primenjenog napona



(B) Prikaz promene spektra sa promenom pritiska gasa

SLIKA 4.7: Uticaj različitih vrednosti napona i pritiska, u mešavini 97 % Ar sa 3 % H<sub>2</sub>, na spektralne linije berilijuma

S druge strane, kao što se vidi sa Slika 4.7 (A) i Slika 4.5, pri manjim naponima se u spektru pojavljuju linije koje potiču od gasa, dok linije berilijuma pokazuju opadanje intenziteta. Linije gasa, pri manjim naponima, traju i nakon završetka strujnog impulsa.

Osobine spektara zabeležene sa primenjenim naponom od 7 kV se očekuju i za više napone.

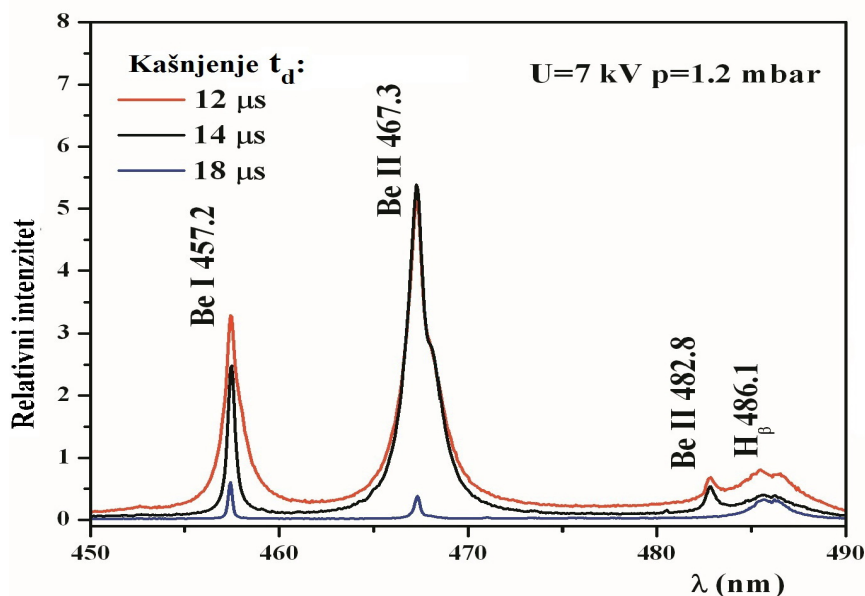
Primećeno je da pri naponima većim od 5 kV dolazi do pojave prašine na prozoru, koja je eliminisana obrnutim protokom gasa i dodatnim uvodnikom gasa, kako je opisano u poglavlju 4.2. Međutim, čestice prašine se i pored ovih dodataka deponuju na prozoru kada se koriste naponi viši od 8 kV. Iako je moguće napraviti pojedinačne snimke, nije moguće sprovesti kontinuirano merenje jer se prozor mora čistiti svakih nekoliko minuta, te se iz tog razloga merenje nije sprovodilo pri naponu od 8 kV.

Vrednost napona od 7 kV je definisana kao optimalna za snimanje spektralnih linija berilijuma u pražnjeju.

Pritisak gasa takođe mnogo utiče na pojavu i oblik spektralnih linija berilijuma. Malo povećanje pritiska doprinosi boljoj ekscitaciji linija gasa i pojavi ovih linija u spektru. Pri vrednosti pritiska od 1,2 mbar, ili manjoj, linije berilijuma su intenzivne, ne pojavljuju se linije gasa u spektru, ili se pojavljuju sa slabim intenzitetima, Slika 4.7 (B). Pri vrednosti pritiska od 4,4 mbar, spektralne linije berilijuma su šire i kontinuum je izraženiji. Međutim, iako dolazi do blagog povećanja intenziteta linija berilijuma, istovremeno sa povećanjem pritiska, linije gasa u spektru postaju drastično intenzivnije. Na Slici 4.7 je prikazana spektralna linija *Be II* 467,3 nm koja je najintenzivnija jonska linija berilijuma pored rezonantnih linija na 313,0 nm. Očekuje se da ostale linije berilijuma pri ovim uslovima budu znatno manje intenzivne od pomenute jonske linije. S toga, sva dalja merenja urađena su pri pritisku gasne mešavine od 1,2 mbar, koji je određen za najoptimalniji za snimanje linija berilijuma u ovom eksperimentu.

Iz svega navedenog sledi da su optimalni eksperimentalni uslovi za snimanje linija berilijuma u izvoru sa berilijumskom prašinom, kritički izabrani iz velikog broja merenja, sledeći: kondenzator kapaciteta 5  $\mu F$ , gasna mešavina 97 % *Ar* sa 3 % *H<sub>2</sub>*, napon 7 kV, pritisak, 1,2 mbar. Na Slici 4.8 prikazana je vremenska evolucija dela spektra kada su primenjeni optimalni uslovi.

Pri ovim optimalnim uslovima omogućen je neometani rad izvora i snimanje spektralnih linija berilijuma. U spektru se nakon završetka strujnog impulsa pojavljuju samo linije elemenata cevi za pražnjenje. Pod optimalnim uslovima dolazi do stvaranja prašine. Uvek se na obliku strujnog impulsa, pri optimalnim eksperimentalnim uslovima, mogla primetiti pojava drugog maksimuma struje.



SLIKA 4.8: Vremenska evolucija dela spektra između 450 nm i 490 nm pri primeni optimalnih uslova za snimanje spektralnih linija berilijuma, (Stankov et al., 2018b), gde  $t_D$  predstavlja kašnjenje u odnosu na početak struje

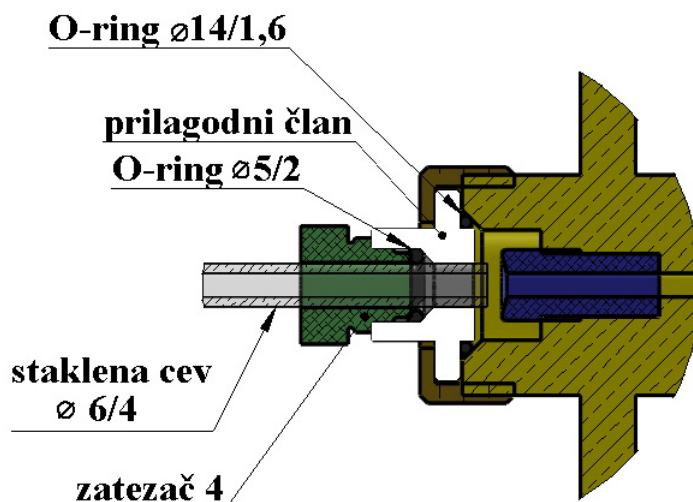
## 4.5 Drugi materijali cevi za pražnjenje

Konstruisane su cevi od alumine i kvarca, (Stankov et al., 2018b) kako bi se dodatno ispitao uticaj vrste materijala na nastanak čestica prašine. Cev napravljena od alumine,  $Al_2O_3$  unutrašnjeg prečnika 2.6 mm, spoljašnjeg 10 mm i dužine 125 mm, postavljena je u staklenu cev od pireksa istih dimenzija kao u slučaju  $BeO$  keramike. Druga cev, napravljena od kvarca,  $SiO_2$  unutrašnjeg prečnika 3 mm, spoljašnjeg 6 mm i dužine 140 mm, spojena je pomoću dodatnog adaptera za postojeću konstrukciju, Slika 4.9.

Pri pomenutim optimalnim uslovima za ekscitaciju linija berilijuma u cevi od  $BeO$ , korišćenjem cevi od  $Al_2O_3$ , spektralne linije aluminijuma su samoapsorbovane. Pri tim istim uslovima pražnjenja, korišćenjem cevi od  $SiO_2$ , linije silicijuma nije bilo moguće snimiti jer je cev za pražnjenje pucala pri ovim energijama. Stoga su određeni optimalni uslovi za snimanje spektralnih linija iz cevi za pražnjenje za svaku cev pojedinačno, (Stankov et al., 2018b).

Pokazano je da su najbolji uslovi za snimanje linija aluminijuma (najbolji odnos signal linije/kontinuum) koji potiču iz cevi za pražnjenje od alumine, sledeći: kondenzator kapaciteta 5  $\mu F$ , gasna mešavina 97 %  $Ar$  i 3 %  $H_2$ ,

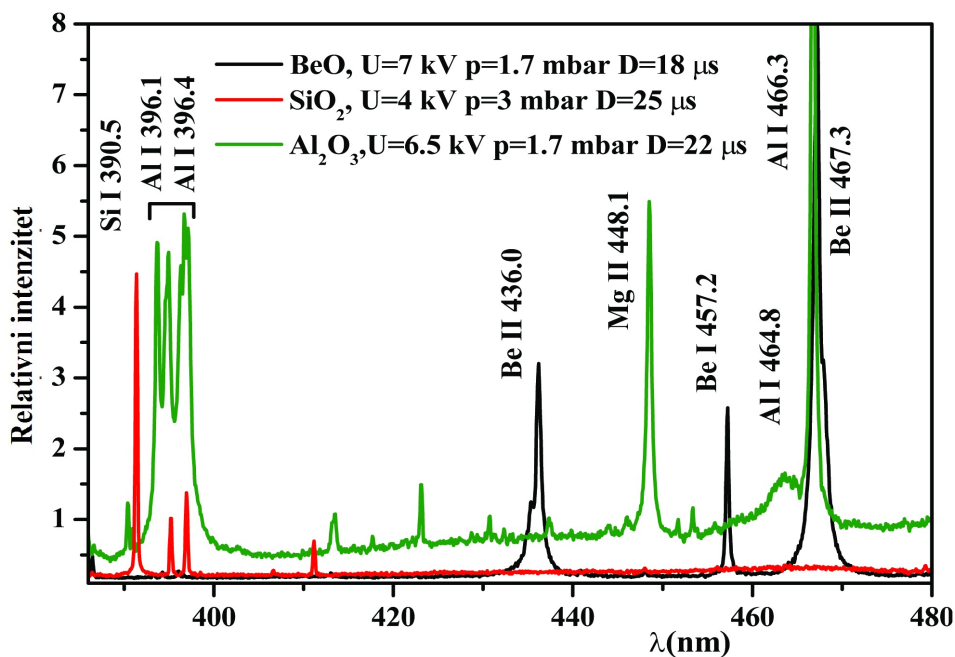




SLIKA 4.9: Adapter korišćen za postavljanje  $SiO_2$  cevi, (Stankov et al., 2018b)

napon  $6\text{ kV}$ , pritisak,  $1,5\text{ mbar}$ . Dok su najbolji uslovi za snimanje linija silicijuma koji potiču iz cevi za pražnjenje od kvarca: kondenzator kapaciteta  $5\ \mu\text{F}$ , gasna mešavina  $97\% \text{ Ar}$  i  $3\% \text{ H}_2$ , napon  $4\text{ kV}$ , pritisak,  $3\text{ mbar}$ . Pri ovim uslovima kontinuum nije izražen, linije elemenata su definisane i nisu prisutne linije gasa u spektru. Vremenska evolucija spektara se razlikuje za sve tri cevi za pražnjenje. U ranijim vremenima, tokom trajanja struje, nije bilo moguće snimiti linije iz pražnjenja u alumini i kvarcu zbog saturacije optičkog signala na detektoru. Naime, signali snimljeni na vremenima pre maksimuma struje su po intenzitetu prevazilazili vrednosti za koje je detektor kalibrisan. Dok su linije berilijuma primećene u spektru do  $D = 25\ \mu\text{s}$  od početka struje, linije aluminijuma i silicijuma traju do čak  $D = 40\ \mu\text{s}$ . Primećena je pojava prašine u slučaju sve tri cevi. Takođe, oblik struje sa pojavom drugog maksimuma, karakterističan je za sva tri slučaja. Na Slici 4.10 prikazan je deo spektra od  $380\text{ nm}$  do  $480\text{ nm}$  snimljen u sve tri cevi.





SLIKA 4.10: Poređenje spektara iz impulsnog pražnjenja na niskom pritisku snimljenih u tri cevi za pražnjenje pri optimalnim uslovima snimanja, određenih za svaku cev pojedinačno, (Stankov et al., 2018b)

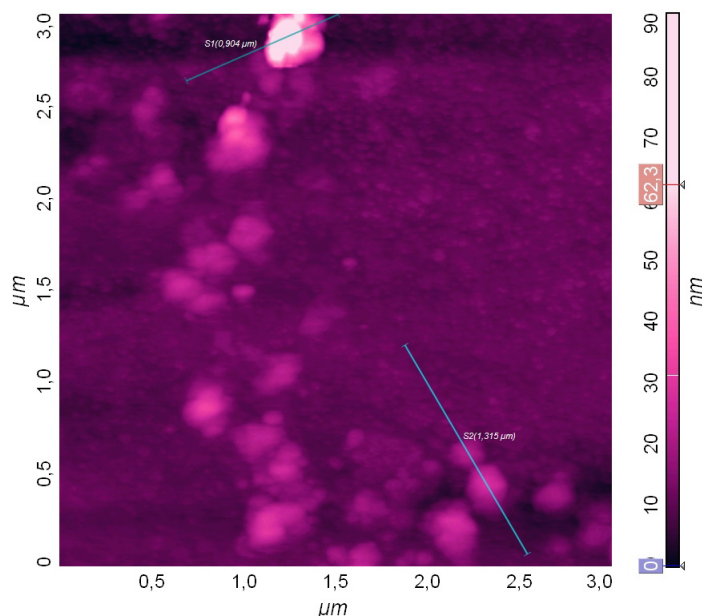
U spektru dobijenom sa  $SiO_2$  cevi primećene su dve linije aluminijuma koje potiču iz elektroda (aluminijumska legura  $AlMgCu_5$ ). Spektralne linije materijala elektrode nisu primećene u spektru  $BeO$  cevi.

## 4.6 Formiranje prašine i oblik struje

Značajna količina prašine je proizvedena tokom rada izvora. Mehanizam nastanka čestica prašine opisan je u poglavlju 1.4. U pojedinim slučajevima dolazilo je do zadržavanja čestica u cevi za pražnjenje, što se odražavalo na pritisak, čija se vrednost uvećavala za 1 – 2 *mbar*. Čestice prašine su se tom prilikom deponovale na prozoru kroz koji se vrši posmatranje. Prozor je u slučaju primenjenih viših napona bivao oštećen, te i neupotrebljiv za dalje merenje. Kako bi se sprečilo nakupljanje prašine, dodat je novi priključak za uvod gasa, koji je opisan u poglavlju 4.2.

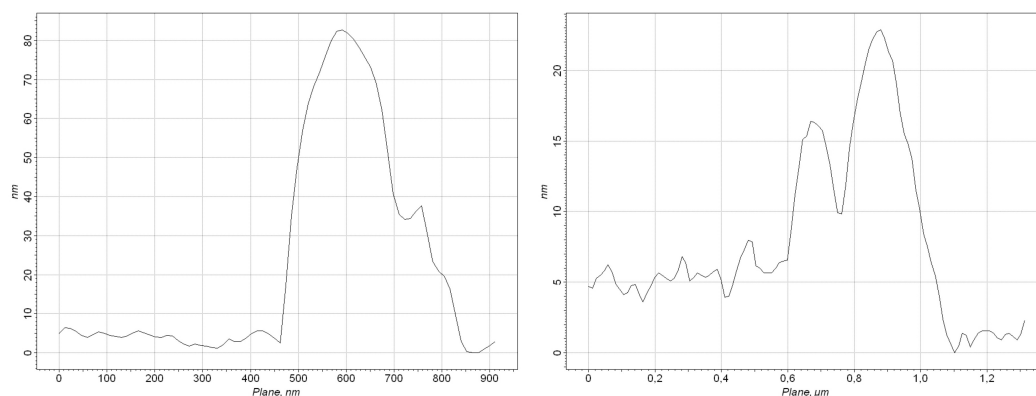
Najfinija prašina nastala je u slučaju kada je korišćena cev za pražnjenje od kvarca. U slučaju cevi za pražnjenje od kvarca, čestice su deponovane na prozoru i sa obrnutim protokom gasa i sa upotrebom dodatnog uvodnog gasa pod uglom  $45^\circ$ .

Zbog toksičnosti berilijuma nisu se mogle ispitati dimenzije i struktura čestica iz berilijum oksida, ali se to moglo uraditi za čestice iz alumine. Prašina nastala u cevi od alumine tokom pražnjenja, posmatrana je optičkim mikroskopom uvećanja do 400 puta. Dimenzije čestica, osmotrenih mikroskopom, kretale su se od 1 mm pa do 150  $\mu\text{m}$ .



SLIKA 4.11: Topografija uzorka prašine  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dobijena pomoću AFM-a

Finija prašina je posmatrana pomoću AFM-a (Atomic Force Microscopy) u kontaktnom modu, na sobnoj temperaturi na atmosferskom pritisku. Na osnovu ove metode određeno je da se prašina sastoji od čestica veličine 20 nm, kao što se može videti sa Slika 4.11, 4.12. Profil čestice prašine prikazan na Slici 4.12 je snimljen duž linija  $S_1$  i  $S_2$ , prikazanih na Slici 4.11.

SLIKA 4.12: Profil čestica prašine duž pravca  $S_1$  i  $S_2$ 

Pojava čestica prašine u ovom eksperimentalnom radu povezana je sa pojavom drugog maksimuma struje. Ova anomalija oblika struje je korišćena kao prvi pokazatelj da se pri datim uslovima formiraju čestice prašine u pražnjenju, te da će se u spektru pojaviti linije koje potiču od materijala cevi za pražnjenje. Prašina se pojavila i u slučajevima kada su korišćene cevi za pražnjenje izrađene od alumine i kvarca, gde je indikacija za pojavu prašine takođe bila pojava drugog maksimuma struje. Iako se vreme pojavljivanja i trajanja drugog maksimuma struje blago razlikuje od cevi do cevi, mogu se primetiti zajedničke odlike: prašina je formirana kada je argon korišćen kao noseći gas, deponovanje čestica na prozoru je intenzivnije pri manjim pritiscima i većim naponima, primećeno je manje zadržavanje čestica na prozoru pri višim pritiscima. S obzirom da struja pražnjenja ima dva maksimuma, logično je očekivati i da elektronska koncentracija takođe ima dva maksimuma, što je i pokazano u poglavlju 4.7. Naime prvi maksimum koncentracije kasni za prvim maksimumom struje pražnjenja, ali drugi maksimum koncentracije se poklapa sa drugim maksimumom struje. Stoga se može reći i da je pojava prašine povezana i sa drugim maksimumom elektronske koncentracije.

Utvrđeno je da su linije berilijuma najintenzivnije na vremenu koje odgovara pojavi drugog maksimuma struje. Razlog za to može biti što je tada koncentracija elektrona u porastu, što nas dovodi do pretpostavke da se tada berilijum najviše ablira sa zidova cevi, te da se i najbolje vidi u spektru. Mehanizam je prethodno objašnjen u poglavlju 1.5.3, kao i u literaturi (Stefanović et al., 2017; Berndt et al., 2003). Naime, povećanje koncentracije elektrona

nakon strujnog impulsa može biti opisano uvođenjem člana koji opisuje proces smanjenja naelektrisanja čestica ali pri kojem dolazi do otpuštanja slobodnih elektrona sa čestica. Mehanizmi koji verovatno stoje iza povećanja gustine elektrona su: sekundarna elektronska emisija zbog udara jona, elektrona, UV fotona, metastabilnih atoma ili brzih neutralnih atoma, zatim termojonska emisija, ili emisija usled polja.

## 4.7 Dijagnostika parametara plazme

U ovom radu elektronska temperatura i koncentracija su određeni iterativnim metodom, tj. nijedna vrednost nije mogla biti određena nezavisno od druge. Najpre je pretpostavljena vrednost koncentracije i pomoću jednačine 3.16, ubacivanjem odgovarajućih vrednosti i merenjem relativnog odnosa intenziteta linija, dobijena je vrednost elektronske temperature, za različita vremena. Za određivanje  $T_e$  korišćeni su relativni intenziteti neutralne *Be I* 457,27 nm i jonske *Be II* 467,34 nm linije, prikazanih na Slici 4.13, uz korišćenje sledećih podataka:

$$E_{z-1}^{\infty} = E^{ion} = 75166 \text{ cm}^{-1} = 9,3194 \text{ eV}$$

$$\Delta E_{z-1}^{\infty} = 2,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1} = 0,3224 \text{ eV}$$

$$E_z^{p'} = E_{BeII} = 119446 \text{ cm}^{-1} = 14,8094 \text{ eV}$$

$$E_{z-1}^p = E_{BeI} = 64428 \text{ cm}^{-1} = 7,988 \text{ eV}$$

$$g_z^{p'} = g_{BeII} = 1,722 \cdot 10^9$$

$$g_{z-1}^p = g_{BeI} = 3,81 \cdot 10^8$$

Odnos intenziteta za različita vremena dat je u Tabeli 4.2.

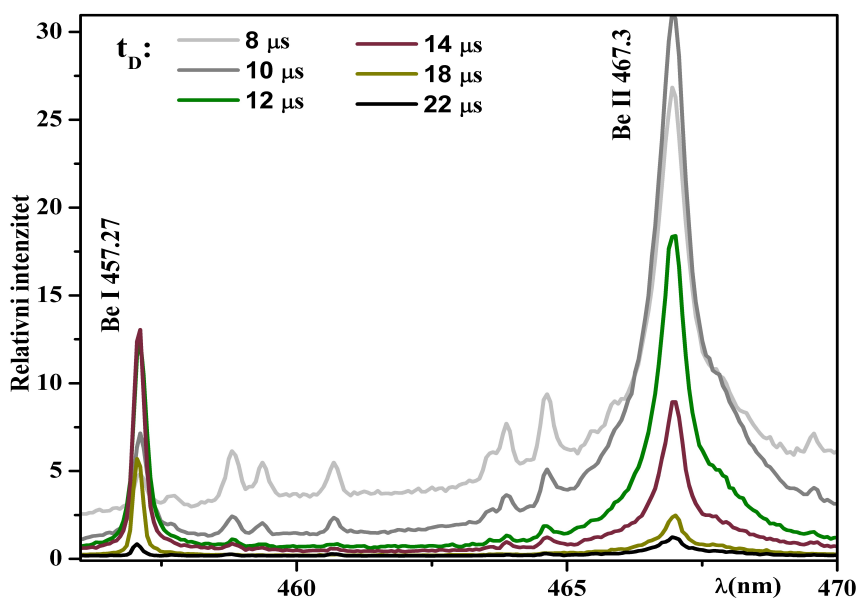
$t(\mu s)$	$I_1/I_2$
8	0,058
10	0,245
12	0,661
14	1,472
18	2,707
22	0,322

TABELA 4.2: Odnos maksimuma intenziteta neutralne *Be I* 457,2 nm i jonske *Be II* 467,3 nm linije po vremenima

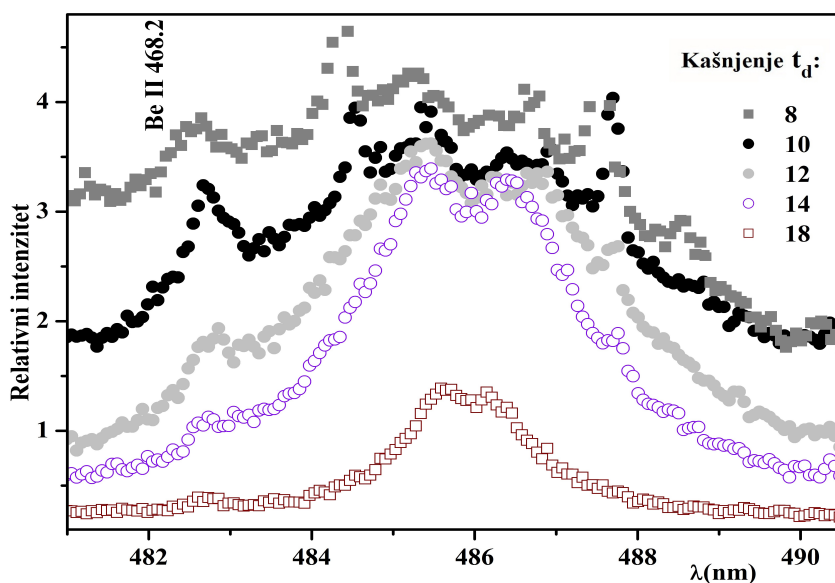
Potom su vrednosti elektronske temperature iskorišćene da bi se izračunale vrednosti koncentracije u različitim vremenima. Vrednosti elektronske koncentracije računane su korišćenjem vodonikove  $H_\beta$  linije, prema postupku opisanom u poglavlju 3.5. Eksperimentalni profili  $H_\beta$  linije korišćeni za računanje elektronske koncentracije, za različita vremena, prikazani su na Slici 4.14. Vrednosti parametara  $A$  i  $B$  kao i vrednost rastojanja između pikova  $H_\beta$  date su u Tabeli 4.3.

$t(\mu s)$	$A$	$B$	$\Delta\lambda_{PS}(nm)$
6	22,54	1,57	
8	22,54	1,57	1,60(12)
10	22,60	1,54	1,26(12)
12	22,68	1,53	1,22(8)
14	22,72	1,51	0,99(8)
18	22,95	1,48	0,51(6)

TABELA 4.3: Parametri  $A$  i  $B$  za izračunate vrednosti temperatura u datim vremenima i rastojanje između pikova



SLIKA 4.13: Eksperimentalni profili Be I i Be II linije za različita vremena života plazme, gde  $t_D$  predstavlja kašnjenje u odnosu na početak struje



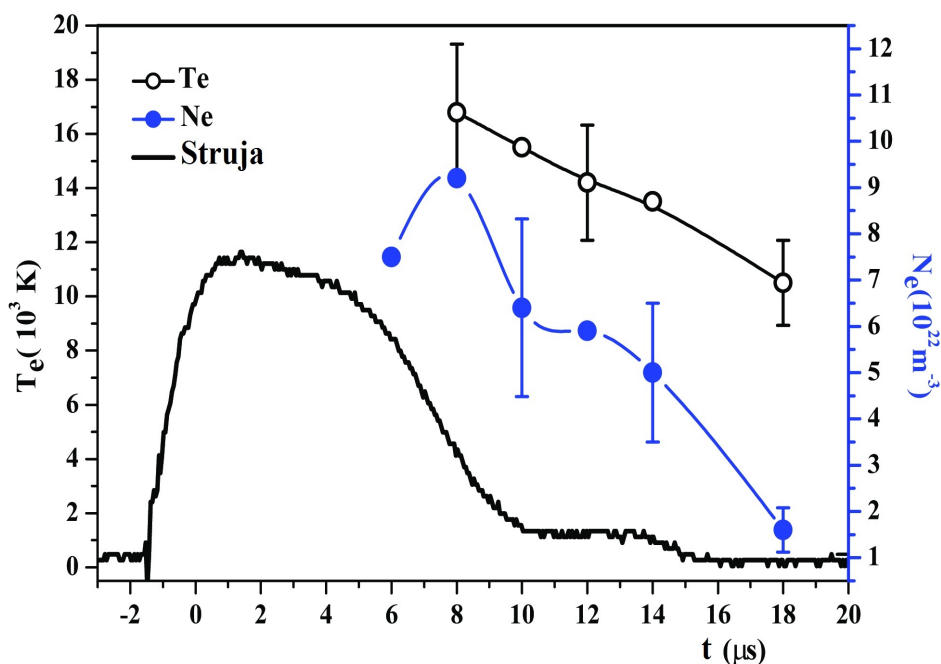
SLIKA 4.14: Eksperimentalni profili  $H_{\beta}$  linije za različita vremena života plazme, gde  $t_D$  predstavlja kašnjenje u odnosu na početak struje

Postupak je ponovljen u nekoliko iteracija, nakon čega se došlo do vrednosti elektronske koncentracije za različita vremena, prikazanih u Tabeli 4.4.

Na Slici 4.15 su grafički prikazane vrednosti elektronske koncentracije i temperature, (Stankov et al., 2018b). Greška merenja kod ovako određenih parametara je procenjena na 30%.

Sa Slike 4.15 se može primetiti da koncentracija, kao i jačina struje, imaju dva maksimuma. Drugi maksimum koncentracije odgovara drugom maksimumu struje.

Greška ove metode određivanja elektronske temperature i koncentracije je velika, i ide čak do 30%. Međutim, upotreba drugih dijagnostičkih metoda nije bila moguća. Naime, iako su merenja vršena i u helijumu kao nosećem gasu, nikad se tokom merenja u spektru nisu pojavile linije helijuma.



SLIKA 4.15: Rezultati dijagnostike plazme za različita vremena života plazme, (Stankov et al., 2018b)

$t(\mu s)$	$T(K)$	$N_e(10^{22}m^{-3})$
6	x	7,5
8	16 800	9,2
10	15 500	6,4
12	14 200	5,9
14	13 500	5
18	10 500	1,16

TABELA 4.4: Izračunate vrednosti elektronske temperature i koncentracije u datim vremenima, korišćenjem metoda opisanih u 3.3 i 3.4

Kada je rađeno u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  kao nosećem gasu, linije berilijuma su bile najintenzivnije, dok se linije gasa nisu pojavljivale u kasnijim vremenima, tako da metodu određivanja temperature iz relativnih odnosa intenziteta linija dva uzastopna jonizaciona stanja nije bilo moguće primeniti na druge linije osim berilijuma i tako proveriti rezultat. Takođe, Boltzmann-ov plot, odnosno određivanje elektronske temperature na osnovu relativnih intenziteta linija istog jonizacionog stanja, nije bilo moguće uraditi sa velikom tačnošću s obzirom da su snimljene 3 jonske i 3 neutralne linije berilijuma, bliskih energija gornjih nivoa. Parametri plazme, elektronska temperatura i koncentracija određeni su samo u slučaju mešavine 97 %  $Ar$  sa

3 %  $H_2$  pošto je intenzitet  $H_\beta$ -e u slučaju ostalih gasova zanemarljiv. Za pomenuta vremena kašnjenja, linije koje potiču od elemenata gasa se pojavljuju sa zanemarljivim intenzitetima. U spektru se, osim linija berilijuma, vide linije kiseonika, čija je poluširina jednaka instrumentalnoj širini. Osim što su uske ove linije se nalaze na krilima  $Be$  linija, i stoga nisu pouzdane za dijagnostiku  $N_e$ .

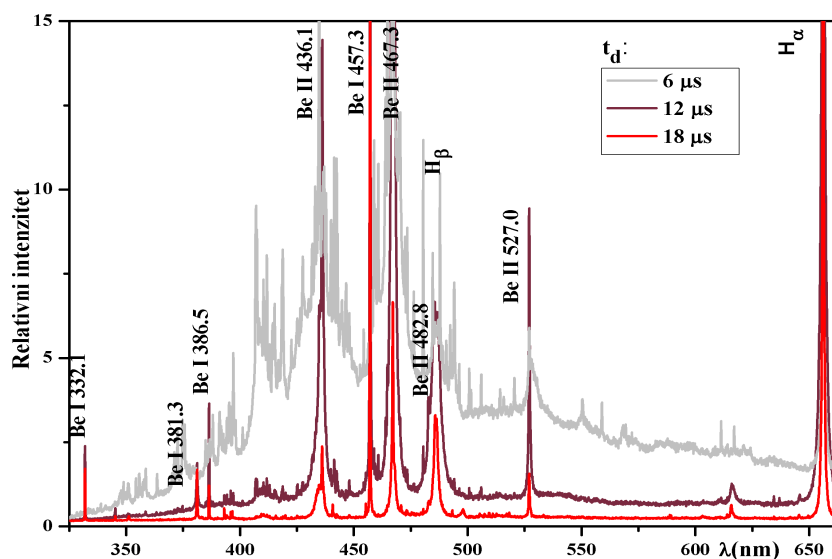
## 4.8 Oblici profila spektralnih linija berilijuma

U nastavku ovog poglavlja biće prikazan spektar koji se dobije sa  $BeO$  cevi za pražnjenje, snimljen pri ranije opisanim optimalnim uslovima. Tokom eksperimentalnog rada na ovoj tezi snimljene su sledeće atomske i jonske linije berilijuma:  $Be I 323,1 nm$ ,  $Be I 381,3 nm$ ,  $Be I 457,2 nm$ ,  $Be II 313,0 nm$ ,  $Be II 331,1 nm$ ,  $Be II 436,2 nm$ ,  $Be II 467,3 nm$ ,  $Be II 482,8 nm$ ,  $Be II 527,0 nm$ . U ovoj tezi će detaljnije biti prikazane 3 jonske linije berilijuma zajedno sa teorijskim profilima ovih linija dobijenih u kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009) opisanoj u poglavlju 1.6.3. Od 3 jonske linije, 2 su sa zabranjenim komponentama, i biće dat prikaz  $s(nm)$  i  $F/A$  parametara ovih linija.

### 4.8.1 Spektar Be

Vremenska evolucija spektra snimljenog između  $330 nm$  i  $660 nm$  sa  $BeO$  cevi za pražnjenje, prikazana je na Slici 4.16. Spektar je snimljen pri optimalnim uslovima opisanim ranije: mešavina 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$ , pritisak  $1,2 mbar$ , napon pražnjenja  $7 kV$ . Na vremenima manjim od  $10 \mu s$ , nakon okidnog impulsa, kontinuum je izražen i u spektru je prisutno mnoštvo argonovih linija. Nakon strujnog impulsa, intenzitet spektralnih linija koje potiču od cevi za pražnjenje raste, i dostiže svoj maksimum u  $12 \mu s$  nakon okidnog impulsa. Vreme postizanja maksimalnog intenziteta linija berilijuma se poklapa sa drugim maksimumom struje. U ovom i svim kasnijim vremenima linije  $Be$  su jasno definisane, dok linije  $Ar$  nisu primećene u spektru, kao ni linije  $O$ . Linije berilijuma su detektovane u spektru do  $25 \mu s$  nakon početka strujnog impulsa.





SLIKA 4.16: Spektar dobijen snimanjem pražnjenja u  $BeO$  cevi u različitim vremenima, pri naponu  $7\text{ kV}$ , pritisku  $1,2\text{ mbar}$  u mešavini  $97\%$   $Ar$  sa  $3\%$   $H_2$  (Stankov et al., 2018b), gde  $t_D$  predstavlja kašnjenje u odnosu na početak struje

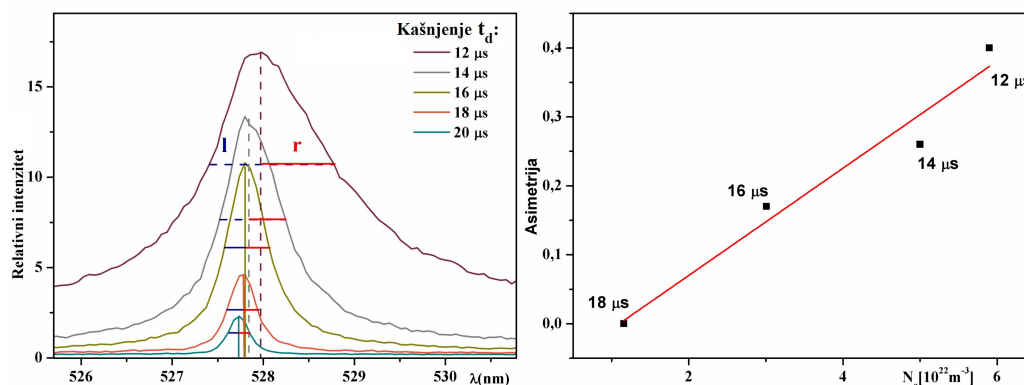
#### 4.8.2 Asimetrija jonske linije berilijuma $3p^2P^o - 4s^2S$ talasne dužine $527,0\text{ nm}$

Jonska linija,  $Be\ II$  na  $527,0\text{ nm}$ , prelaz  $3p^2P^o - 4s^2S$ , prikazana je na Slici 4.17. Linija je vidno asimetrična. Asimetrija linije je primećena u merenjima sprovedenim sa berilijom u helijumu, kriptonu i argonu. Ovde je asimetrija opisana prema izrazu iz (Royer, 1980), kao:

$$Asym = \frac{r}{l} - 1 \quad (4.1)$$

gde je  $r$  širina desnog krila linije na polovini maksimalnog intenziteta, dok je  $l$  širina levog krila na polovini maksimalnog intenziteta linije. Pod širinom krila linije se podrazumeva rastojanje između krila i centra linije izmereno na polovini maksimalnog intenziteta linije.

Na Slici 4.17 se primećuje da je poluširina desnog krila veća od poluširine levog, i da asimetrija raste linearno sa porastom koncentracije. Nije moguće zaključiti da li je slučaj asimetrije jonske linije izolovan za pomenutu liniju berilijuma ili se asimetrija javlja i kod ostalih jonskih linija. Asimetrija se kod drugih jonskih linija snimljenih u ovom radu ne može primetiti jer se one javljaju sa zabranjenim komponentama 4.8.3, 4.8.4. Takođe, jonska linija na



SLIKA 4.17: Levo- asimetrični profil jonske linije berilijuma talasne dužine 527,0 nm, snimljene pod optimalnim uslovima za rad izvora. Desno- promena asimetrije linije ( $Asym = \frac{r}{l} - 1$ ) sa elektronskom koncentracijom.

480,8 nm se javlja na levom krilu  $H\beta$ , što čini opisivanje profila linije berilijuma nepouzdanim.

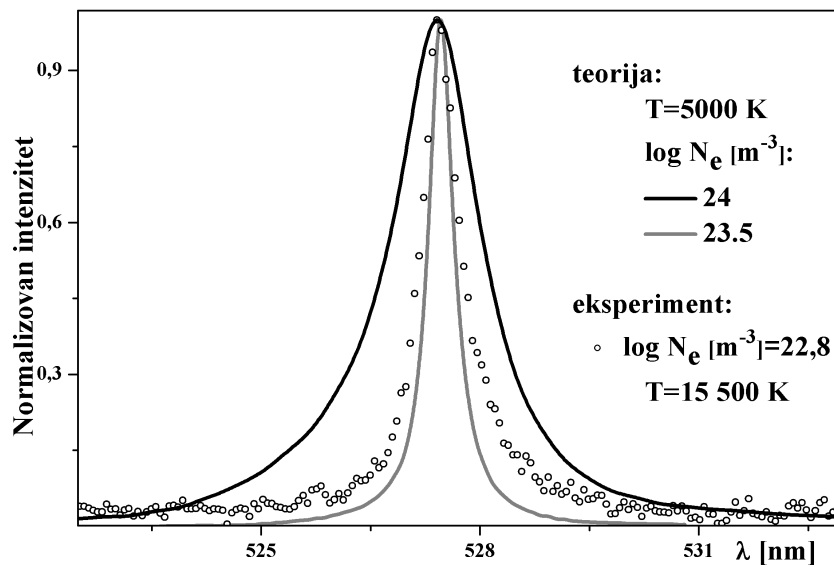
Mogući razlozi asimetrije su sledeći:

- Superponiranje linije i kontinuuma na krilima linije, kao što je opisano u radovima (Chiang and Griem, 1978; Burgess, 1968; Baker and Burgess, 1977). Prilikom superponiranja ovog tipa bi došlo do podizanja levog krila, a ne desnog kao što je ovde slučaj. Zatim, u radu (Bertuccelli and Rocco, 1995) su prikazane asimetrične linije jednostruko jonizovanog Xe koje potiču od prelaza sa viših pobuđenih nivoa (6p-7s; 6p-6d). Za slučaj ovih prelaza, pri gustinama elektrona  $1 - 3 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , ne važi aproksimacija da širenje izolovane spektralne linije potiče od sudara elektrona i da se uticaj jona može zanemariti. Međutim, ovo bi teško moglo doprineti asimetriji u slučaju jer linija na 527,0 nm potiče od prelaza  $3p^2P^o - 4s^2S^o$ .
- Prema teoriji Stark-ovog širenja, profili izolovanih linija neutralnih elemenata mogu se opisati sudarnom aproksimacijom, pod pretpostavkom da elektroni intereaguju sa gornjim nivoima prelaza. Ovakav profil linije ima oblik Lorentz-ove funkcije. Linije jonizovanih elemenata se dobro opisuju ovim profilom, jer je uticaj jona na širenje linija jona zanemarljiv. U gustoj plazmi, prilikom opisivanja profila linija, mora se uračunati i uticaj jona. Naime, pod uticajem polja jona dolazi do pomeranja nivoa prelaza za vrednost određenu jačinom datog polja. Rezultat uračunavanja raspodele svih polja jona u plazmi dovodi do nastanka

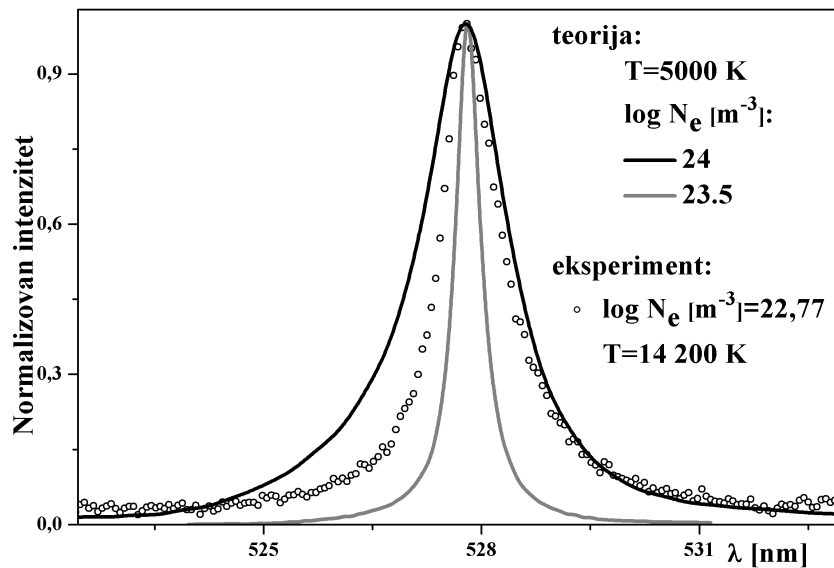
asimetrično proširenih profila neutralnih atoma. Ova razlika u simetriji profila može da se iskoristi za ispitivanje efekata jonskog širenja (Jones, Pichler, and Wiese, 1987). Međutim, pomenuti efekat ne bi trebalo da ima velikog uticaja na jonske profile.

- Ukoliko se na mestu ili u neposrednoj blizini posmatrane linije pojavljuju linije drugih elemenata, ukupni signal se može razlikovati od uobičajenog simetričnog profila. Međutim, kako je i ranije pomenuto, u kasnijim vremenima ( $> 12 \mu s$ ) se ne pojavljuju linije gasa u spektru, niti linije kiseonika. Asimetrični profil jonske linije bi mogao nastati kao rezultat sabiranja profila različitih linija berilijuma. Kako se u blizini linije na 527,0 nm ne pojavljuje niti jedna druga linija berilijuma, ovo je odbačeno kao mogućnost. Takođe, pomenuta linija se ne javlja sa zabranjenom komponentom.
- Nehomogenost plazme duž optičkog puta kroz koji se vrši posmatranje može doprineti asimetričnosti linije. U slučaju ovog rada, zračenje plazme se zbog neprozračnosti keramike posmatra isključivo duž ose cevi za posmatranje, kako je opisano u Glavi 2. To znači da na ulaznu pukotinu spektrometra dolazi ukupni optički signal koji potiče iz centra cevi, dužine 10 cm. Ukoliko duž pomenutih 10 cm postoje različite zone pražnjenja, koje se razlikuju po gustini elektrona, profil linije iz svake od zona bi bio različit, što može uzrokovati asimetričnost ukupnog, zbirnog, profila.
- Asimetričnost instrumentalnog profila može uticati na ukupan profil linije. Uticaj instrumentalnog profila je isključen, jer je isti profil linije u ovom radu dobijen korišćenjem dve različite eksperimentalne postavke.
- U sunčevoj atmosferi su primećeni asimetrični profili linija jonizovanih elemenata, koji se pojavljuju zbog postojanja gradijenta brzine, (Maggan and Pecker, 1974; Martinez-Sykora et al., 2011).

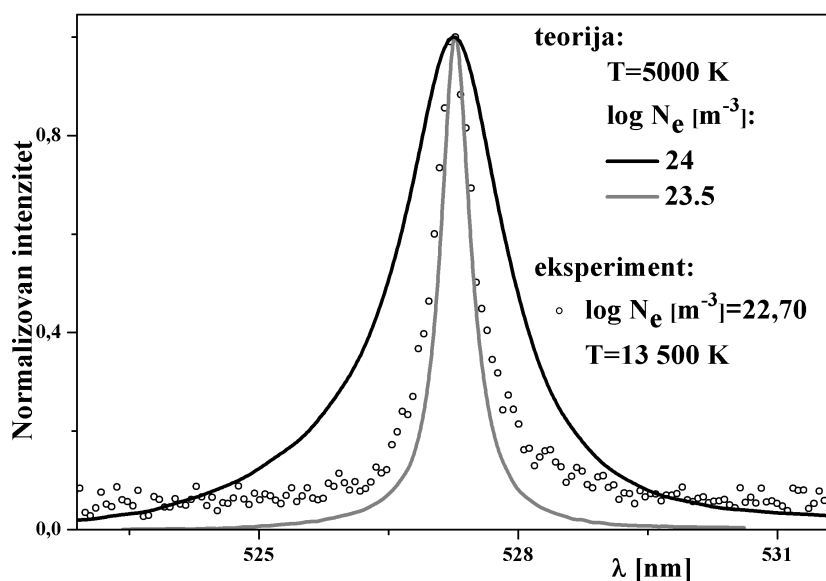
Na Slikama 4.18, 4.19, 4.20 je dato poređenje teorijskog profila linije 527,0 nm, dobijenog simulacijom (Gigosos and González, 2009), opisanom u prethodnom Poglavlju 1.6.3, sa eksperimentalnim profilom snimljenim u ovom radu. Na svakom grafiku je prikazan jedan eksperimentalni profil snimljen na: (A) 10  $\mu s$ , (B) 12  $\mu s$ , (C) 14  $\mu s$  nakon početka struje, sa 2 teorijska profila koji najbliže odgovaraju datom eksperimentalnom profilu.



SLIKA 4.18: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $10\ \mu\text{s}$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza  $3p^2P^o - 4s^2S$  talasne dužine  $527,0\ \text{nm}$



SLIKA 4.19: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $12\ \mu\text{s}$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza  $3p^2P^o - 4s^2S$  talasne dužine  $527,0\ \text{nm}$



SLIKA 4.20: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $14 \mu\text{s}$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009), linije prelaza  $3p^2P^o - 4s^2S$  talasne dužine  $527,0 \text{ nm}$

Prema Slikama 4.18, 4.19, 4.20 eksperimentalni profil linije, snimljen na vremenu od  $t = 10 \mu\text{s}$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 6,4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,8 \text{ m}^{-3}$ , slaže se najbolje sa teorijskim profilom simuliranim za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 \text{ m}^{-3}$ .

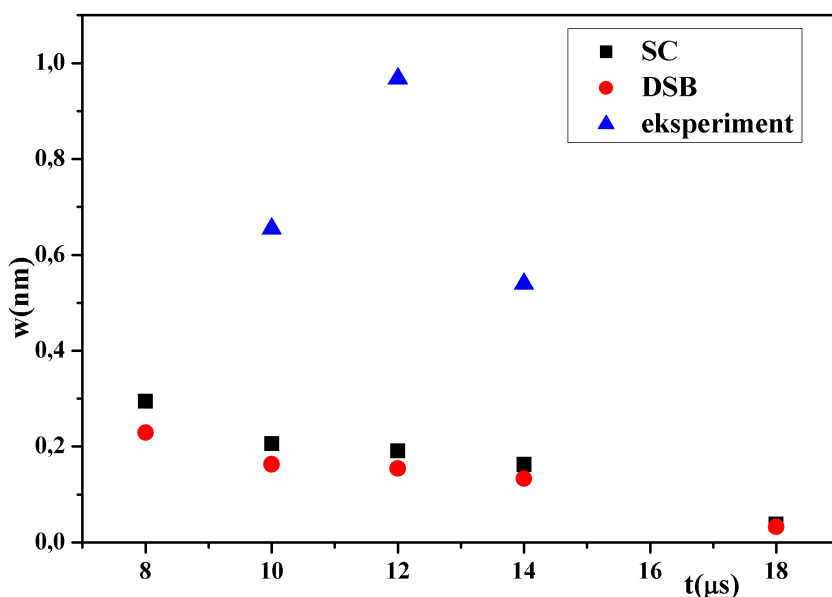
Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 12 \mu\text{s}$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5,9 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,77 \text{ m}^{-3}$ , najpribližnije odgovara teorijskom profilu simuliranom za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 24 \text{ m}^{-3}$ .

Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 14 \mu\text{s}$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,70 \text{ m}^{-3}$ , po obliku profila najbliže odgovara teorijskom profilu simuliranom za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 \text{ m}^{-3}$ .

Linija berilijuma *Be II*  $527,0 \text{ nm}$ , snimljena u ovom radu, pojavljuje se sa većim poluširinama linije nego što bi to bilo očekivano prema izračunatim vrednostima elektronske koncentracije. Prema Slikama 4.18, 4.19, 4.20 poluširine eksperimentalnih profila linije  $527,0 \text{ nm}$  snimljenih u ovom radu

odgovaraju teorijskim profilima simuliranim za vrednost elektronske koncentracije koja je približno za red veličine veća od izračunate vrednosti.

Vrednosti Starko-vih poluširina jonske linije berilijuma na  $527,0 \text{ nm}$  prema DSB i SC teoriji, izračunatih pomoću tabela u (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) i (Jones, Bennett, and Griem, 1971), date su na Slici 4.21 zajedno sa vrednostima poluširina izmerenim u eksperimentu.



SLIKA 4.21: Poređenje izmerenih i izračunatih poluširina linije  $527,0 \text{ nm}$

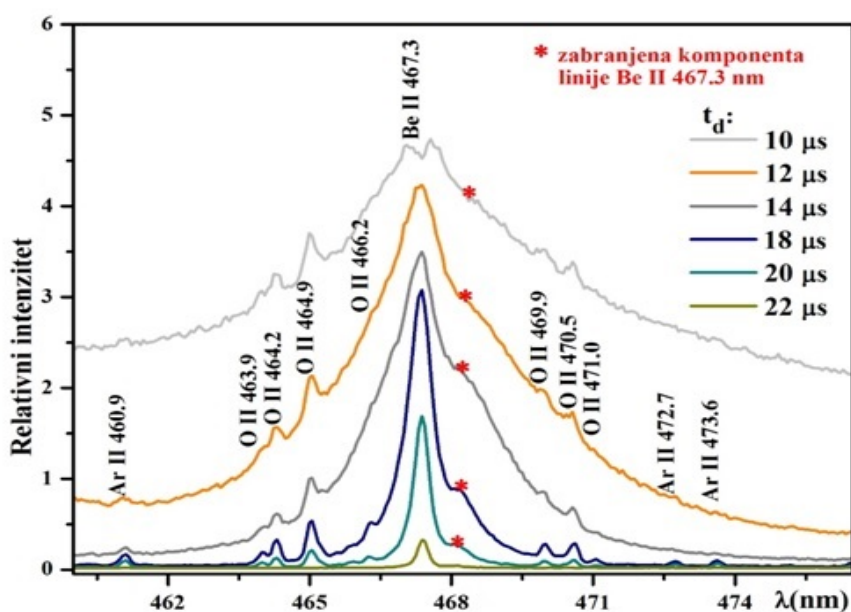
Stark-ove poluširine su računane za izmerene vrednosti elektronske temperature i koncentracije. Eksperimentalni profili su fitovani Voight-om što unosi grešku, budući da je ranije rečeno da je eksperimentalni profil *Be II 527,0 nm* asimetričan. Kod fitovanja Voight-ovim profilom, poluširina Gauss-ovog profila je fiksirana na  $0,12 \text{ nm}$ , odnosno poluširinu instrumentalnog profila za rešetku od 1200 zarezova po milimetru. Ovaj grafik je dat da bi se ilustrovalo postojanje neslaganja u vrednostima poluširina u teoriji i eksperimentu. Linije berilijuma u ovom eksperimentu su detektovane sa 3 do 9 puta većom vrednošću poluširina nego što je to određeno teorijom. Razlog za ovo verovatno leži u nehomogenosti plazme duž optičkog puta posmatranja, i biće predmet daljih istraživanja.

### 4.8.3 Zabranjena komponenta prelaza $3d^2D - 4f^2F^0$

Prilikom snimanja profila spektralne linije *Be II* 467,3 nm, prelaz  $3d^2D - 4f^2F^0$ , primećeno je da se na desnom krilu linije pojavljuje dodatna komponenta koju nije bilo moguće identifikovati pomoću postojećih tablica spektralnih linija.

Na Slici 4.22 je prikazana linija *Be II* 467,3 nm snimljena u mešavini 97 % *Ar* i 3 %  $H_2$  na 1,2 mbar pri naponu od 7 kV, gde se uočava pojava široke komponente na crvenom krilu linije. Uočeno je da se ova komponenta ne pojavljuje na vremenima posle 20  $\mu s$  nakon okidnog impulsa, kada je vrednost elektronske koncentracije i temperature opala.

Sličan oblik linije primećuje se na Slici 4.23, gde je prikazana linija *Be II* 467,3 nm snimljena u mešavini 97 % *He* i 3 %  $H_2$  na 1,2 mbar pri naponu od 7 kV.



SLIKA 4.22: Vremenska evolucija linije *Be II* 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u mešavini 97 % *Ar* i 3 %  $H_2$  pri optimalnim uslovima za rad izvora

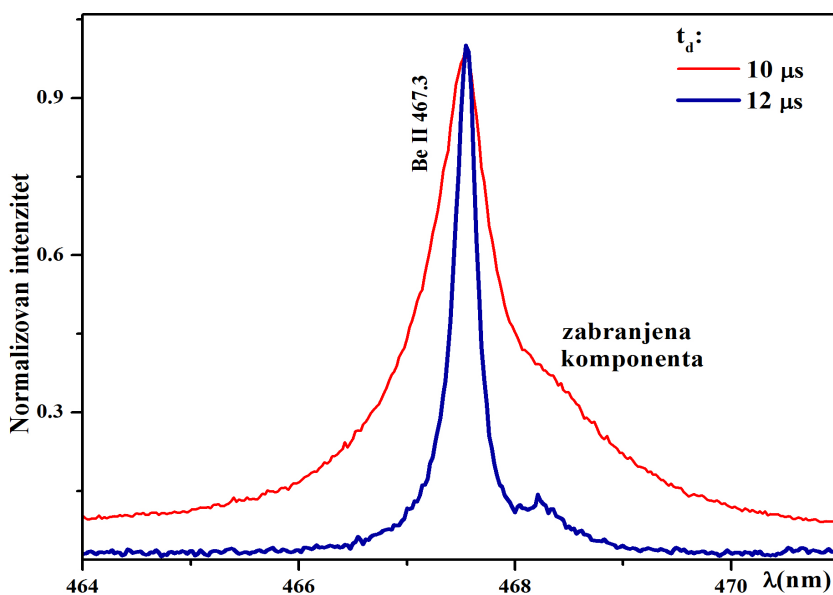
Prilikom snimanja zračenja plazme u kriptonu kao radnom gasu na 1 mbar pri naponu od 7 kV, primećen je isti oblik jonske linije berilijuma na 467,3 nm, Slika 4.24.

Komponenta na crvenom krilu *Be II* je primećena kada su korišćene sve varijante radnog gasa, čime je isključena mogućnost da komponenta pripada elementu gasa.

Spektralne linije kiseonika, koje potiču od keramike, se pojavljuju tokom trajanja struje u mešavini 97 % *Ar* i 3 % *H<sub>2</sub>*, kao i u *Kr*. Najintenzivnija linija kiseonika u okolini *Be II* 467,3 nm je *O II* 467,1 nm, međutim ona po položaju ne odgovara komponenti na crvenom krilu *Be II*. Takođe, intenzivnije linije kiseonika nisu primećene u spektru, te je očekivano da se ni pomenuta *O II* 467,1 nm neće pojaviti u spektru.

Prilikom rada sa mešavinom 97 % *He* i 3 % *H<sub>2</sub>* nije zabeležena pojava linija kiseonika u spektru.

Na Slikama 4.22, 4.23, 4.24 se može primetiti da je komponenta na desnom krilu jonske linije prisutna u spektru na vremenima u kojima je zabeležena i *Be II*.

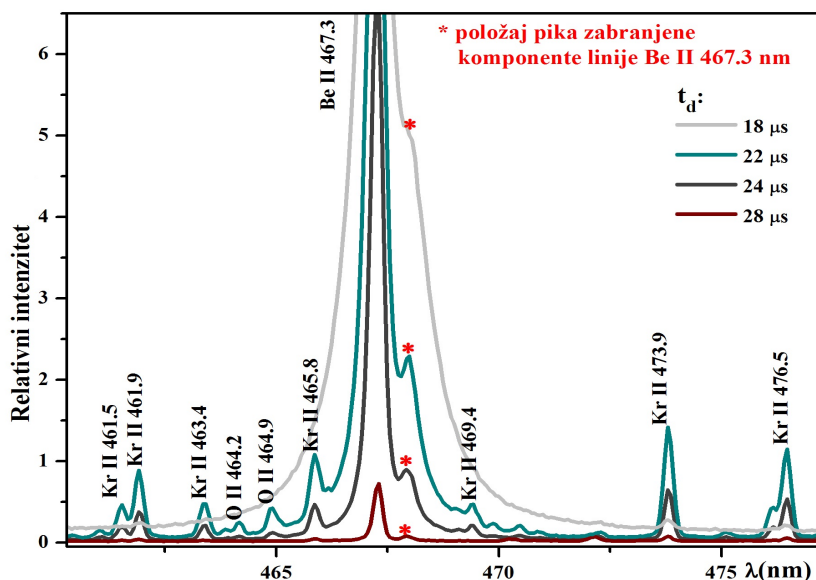


SLIKA 4.23: Vremenska evolucija linije *Be II* 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u mešavini 97 % *He* i 3 % *H<sub>2</sub>* pri optimalnim uslovima za rad izvora

Komponenta na crvenom krilu jonske linije berilijuma je zabranjena komponenta ove linije, pogledati Tabelu 4.6. Linija *Be II* 467,3 nm potiče od prelaza  $3d^2D - 4f^2F^0$ , dok je zabranjena komponenta sa prelazom,  $3d^2D^0 - 4d^2D$ . Zašto dolazi do pojave zabranjene komponente linije opisano je poglavljju 1.8.1. Za sva tri radna gasa razlikuje se vreme pojavljivanja i trajanja



dozvoljene i zabranjene komponente u spektru. Odnos intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente se takođe menja sa promenom gasa, iz čega je zaključeno da se parametri plazme razlikuju u pražnjenjima sa različitim gasovima.

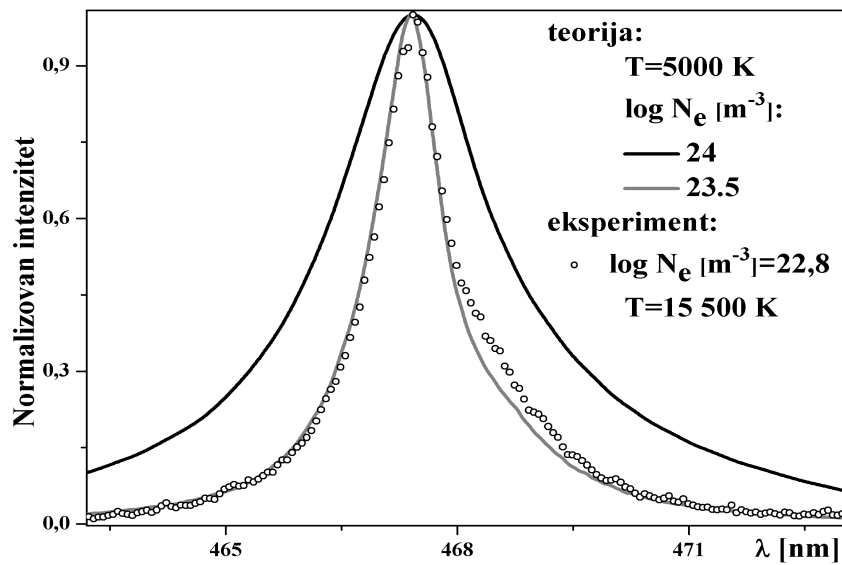


SLIKA 4.24: Vremenska evolucija linije Be II 467,3 nm sa zabranjenom komponentom na desnom krilu, snimljena u kriptonu pri optimalnim uslovima za rad izvora

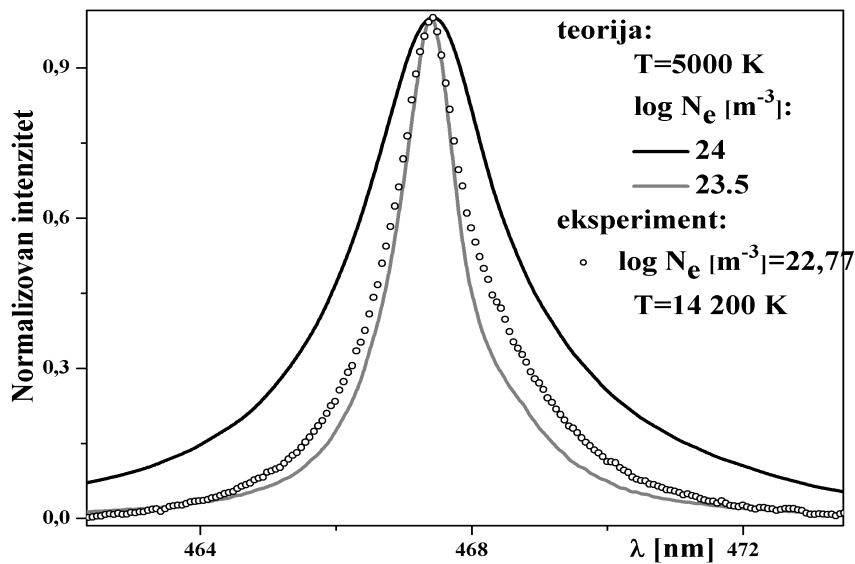
Na Slikama 4.25, 4.26 i 4.27 je dato poređenje teorijskog profila linije 467,3 nm, dobijenog simulacijom (Gigosos and González, 2009), poglavlje 1.6.3, sa eksperimentalnim profilom. Na svakom grafiku je prikazan jedan eksperimentalni profil snimljen u: (A) 10  $\mu s$ , (B) 12  $\mu s$ , (C) 14  $\mu s$ , sa 2 teorijska profila koji najbliže odgovaraju datom eksperimentalnom profilu.

Prema Slikama 4.25, 4.26 i 4.27 eksperimentalni profil linije, snimljen na vremenu od  $t = 10 \mu s$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 6,4 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,8 m^{-3}$ , slaže se najbolje sa teorijskim profilom simuliranim za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 m^{-3}$ .

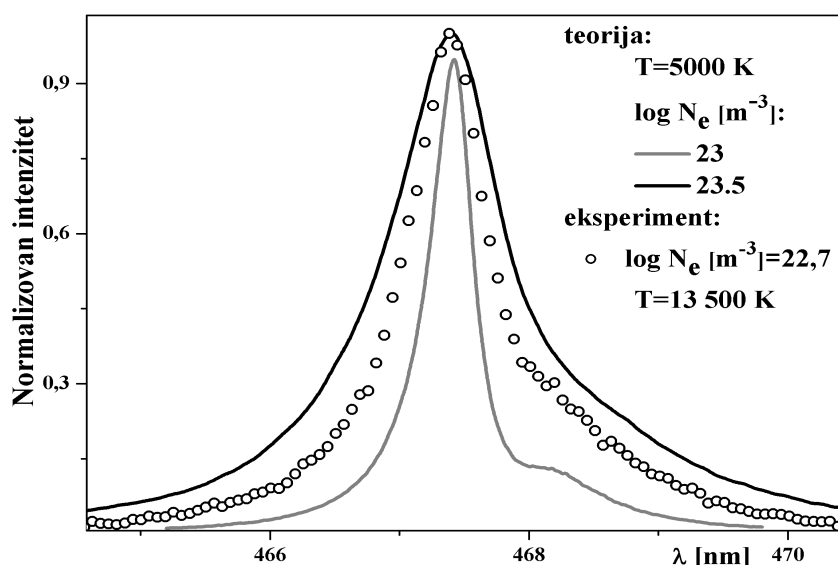
Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 12 \mu s$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5,9 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,77 m^{-3}$ , najpribližnije odgovara teorijskom profilu simuliranom za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 m^{-3}$ .



SLIKA 4.25: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $10 \mu s$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3d^2D - 4f^2F^0$  talasne dužine  $467,3 \text{ nm}$



SLIKA 4.26: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $12 \mu s$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3d^2D - 4f^2F^0$  talasne dužine  $467,3 \text{ nm}$

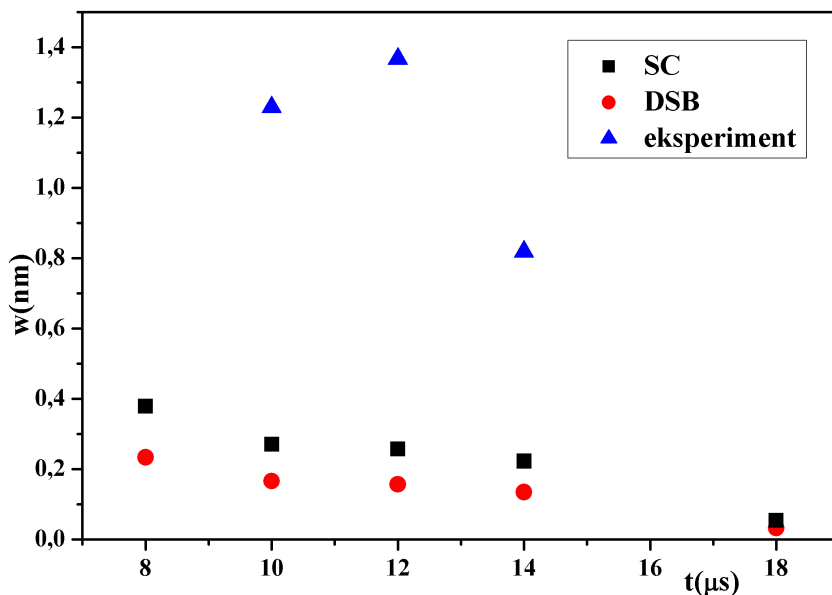


SLIKA 4.27: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $14 \mu\text{s}$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3d^2D - 4f^2F^0$  talasne dužine  $467,3 \text{ nm}$

Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 14 \mu\text{s}$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ , odnosno,  $\log N_e = 22,70 \text{ m}^{-3}$ , se po obliku profila nalazi između teorijskih profila simuliranih za vrednosti elektronske koncentracije  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 \text{ m}^{-3}$  i  $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23 \text{ m}^{-3}$ .

Linija berilijuma *Be II*  $467,3 \text{ nm}$ , snimljena u ovom radu, pojavljuje se sa većim poluširinama linije nego što bi to bilo očekivano prema izračunatim vrednostima elektronske koncentracije. Prema Slikama 4.25, 4.26 i 4.27 poluširine eksperimentalnih profila linije *Be II*  $467,3 \text{ nm}$  snimljenih u ovom radu odgovaraju teorijskim profilima simuliranim za vrednost elektronske koncentracije koja je približno za red veličine veća od izračunate vrednosti.

Vrednosti Starko-vih poluširina prema DSB i SC teoriji, izračunatih pomoću tabela u (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992) i (Jones, Benett, and Griem, 1971), date su na Slici 4.28, zajedno sa vrednostima poluširina izmerenim u eksperimentu.



SLIKA 4.28: Poređenje izmerenih i izračunatih poluširina linije 467,3 nm

Stark-ove poluširine su računate za izmerene vrednosti elektronske temperature i koncentracije. Eksperimentalni profili su fitovani Voight-om što unosi grešku, budući da se linija *Be II* 467,3 nm javlja sa zabranjenom komponentom. Kod fitovanja Voight-ovim profilom, poluširina Gauss-ovog profila je fiksirana na 0,12 nm, odnosno na poluširinu instrumentalnog profila za rešetku od 1200 zarezova po milimetru. Ovaj grafik je dat kao ilustracija neslaganja vrednosti poluširina u teoriji i eksperimentu. Razlog za detekciju znatno širih spektralnih linija berilijuma, nego što to predviđa teorija, verovatno leži u nehomogenosti plazme duž optičkog puta posmatranja, i biće predmet daljih istraživanja.

Utvrđeno je da se spektralne linije berilijuma detektuju sa najvećim poluširinama upravo u 12 μs, kada se javlja drugi maksimum struje, o čemu je bilo reči u poglavlju 4.6.

#### 4.8.4 Zabranjena komponenta prelaza $3p^2P^o - 4d^2D$

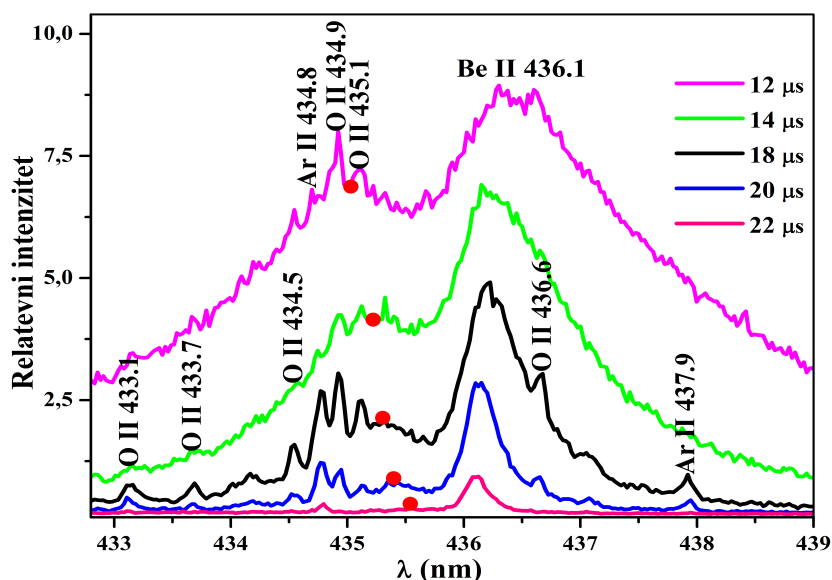
Snimljena je jonska linija *Be II* 436,1 nm, prelaz  $3p^2P^o - 4d^2D$ , (Stankov et al., 2018a), pod optimalnim uslovima za rad izvora opisanim u poglavlju 4.4.2. Pri snimanju sa optimalnim uslovima ova linija se pojavljivala sa dodatnom komponentom na plavom krilu, Slika 4.29.

Dodatna komponenta je primećena i kada je promenjen radni gas. Na Slici 4.30 je prikazana vremenska evolucija spektra snimljenog između 429 nm

i 444,5 nm u gasnoj mešavini helijuma (97%) i vodonika (3%), na 1,2 mbar pri naponu od 7 kV. Pomenuta komponenta primećena je u pražnjenju kada je kao noseći gas korišćena mešavina helijuma (97%) i vodonika (3%), Slika 4.30, kao i u slučaju kada je kao noseći gas korišćen kripton, Slika 4.31.

Kako se isti profil linije dobija sa obe eksperimentalne postavke, opisane u Glavi 2, uticaj instrumetalnog širenja je isključen.

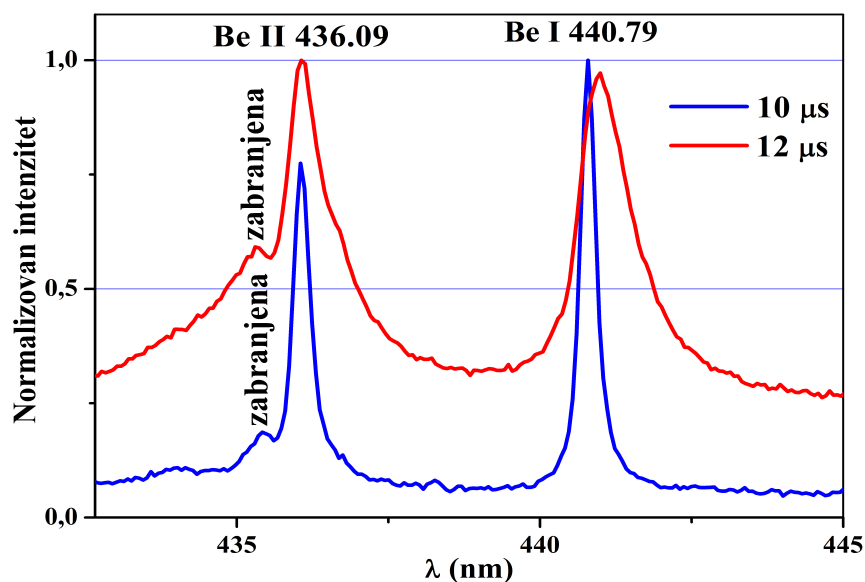
Linija koja se nalazi na plavom krilu *Be II* je identifikovana kao zabranjena komponenta  $3p^2P^0 - 4f^2F^0$  koja se pojavljuje pored dozvoljene komponente  $3p^2P^0 - 4d^2D$ , na 436,1 nm. Linije koje se mogu pojaviti na plavom krilu dozvoljene komponente i uneti zabunu u određivanje položaja zabranjene komponente su: *Ar II* na 434,81 nm, *O II* na 434,81 nm i 435,1 nm, kao i vodonikova Balmer gama linija ( $H_\gamma$ ) na 434,0 nm.



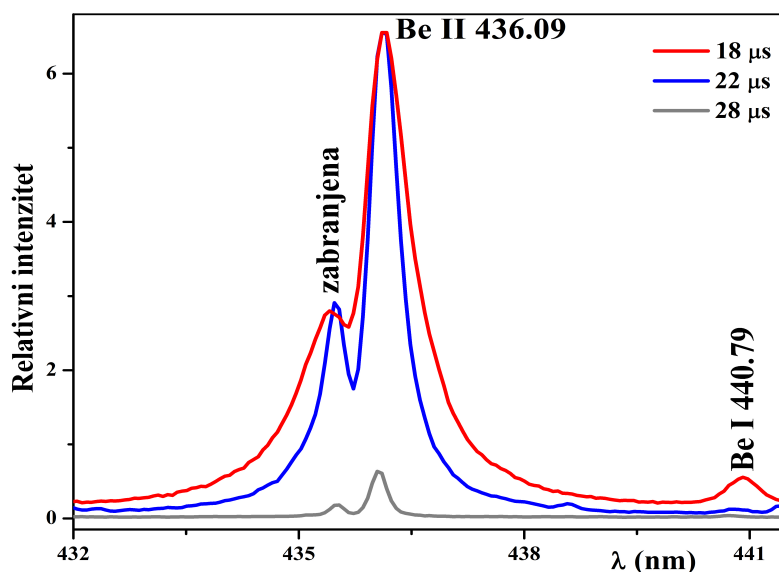
SLIKA 4.29: Vremenska evolucija linije *Be II* 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljena u mešavini 97 % *Ar* sa 3 %  $H_2$  pri optimalnim uslovima za rad izvora (Stankov et al., 2018a)

Imajući u vidu Stark-ov pomeraj i intenzitet  $H_\gamma$  linije, pri eksperimentalnim uslovima u ovom radu, uticaj ove linije na profil zabranjene komponente je mali. Za procenjene vrednosti  $T_e$  (10 500 K – 15 500 K),  $H_\gamma$  ima dvostruko manji intenzitet od  $H_\beta$ , snimljene pri istim eksperimentalnim uslovima. Budući da intenzitet linije opada idući od centra linije ka krilima kao  $\Delta\lambda^{-5/2}$ , intenzitet  $H_\gamma$  na položaju zabranjene komponente je zanemarljiv. Linije argona i kiseonika koje se nalaze u blizini zabranjene komponente su obeležene na Slici 4.29. Ove linije su znatno uže od zabranjene komponente.

U slučaju kada je kao radni gas korišćen helijum, Slika 4.30, (Stankov et al., 2018a), i kripton Slika 4.31, (Stankov et al., 2018a), ne pojavljuju se linije gasa u spektru nakon strujnog impulsa, te je oblik zabranjene komponente jasno uočljiv. U spektru kriptonu postoji linija *Kr II* koja se nalazi na 435,5 nm, što je pozicija zabranjene komponente linije berilijuma.



SLIKA 4.30: Vremenska evolucija linije Be II 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljena u mešavini 97 % He sa 3 %  $H_2$  pri optimalnim uslovima za rad izvora (Stankov et al., 2018a)



SLIKA 4.31: Vremenska evolucija linije Be II 436,1 nm sa zabranjenom komponentom na levom krilu, snimljena u kriptonu, pri optimalnim uslovima za rad izvora, (Stankov et al., 2018a)

Iako intenzivna, ova linija ne utiče na položaj zabranjene komponente, jer u spektru nije primećena linija istog intenziteta, koja se nalazi na 473,9 nm, niti su primećene druge linije kriptona u datim vremenima.

Na slikama su prikazane zabranjena i dozvoljena komponenta *Be II* 436,1 nm, snimljene na vremenima na kojima su najuočljivije. Ova vremena se razlikuju za sva tri gasa. Razlikuje se vreme pojavljivanja i trajanja linije. Odnos intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente se menja sa promenom gasa, iz čega je zaključeno da se parametri plazme razlikuju u pražnjenjenjima sa različitim gasovima.

Iz odnosa *Be II* i *Be I* sa Slike 4.30 moguće je odrediti temperaturu na način opisan u poglavlju 3.3. Temperatura je izračunata iz odnosa *Be II* 436,1 nm i *Be I* 440,8 nm kao i iz odnosa *Be II* 467,3 nm i *Be I* 457,2 nm. Oba para linija se nalaze na bliskom rastojanju jedna od druge, te nije bilo potrebno raditi korekciju intenziteta jonske i neutralne linije. Za računanje temperature pretpostavljena je vrednost elektronske koncentracije od  $10^{-16} \text{ cm}^{-3}$ . Dobijene vrednosti temperature predstavljene su u Tabeli 4.5. Greška metode je procenjena na 30%. Vrednosti temperature dobijene iz dva seta linija se razlikuju u okviru greške merenja.

Na Slikama 4.32, 4.33 i 4.34 je dato poređenje teorijskih profila linije 436,1 nm, dobijenih simulacijom (Gigosos and González, 2009), sa eksperimentalnim

vreme [ $\mu s$ ]	temperatura iz	
	odnosa 436,1 nm i 440,8 nm	odnosa 467,3 nm i 457,2 nm
10	11 800	12 350
12	10 200	11 950
14	8 000	10 000

TABELA 4.5: Izračunate vrednosti elektronske temperature iz odnosa jonskih i neutralnih linija berilijuma u pražnjenju dobijenom u mešavini 97 % *Ar* i 3 % *H<sub>2</sub>*

profilima snimljenim u ovom radu. Na svakom grafiku je prikazan jedan eksperimentalni profil snimljen u: (A) 10  $\mu s$ , (B) 12  $\mu s$ , (C) 14  $\mu s$ , sa 2 teorijska profila koji najbliže odgovaraju datom eksperimentalnom profilu.

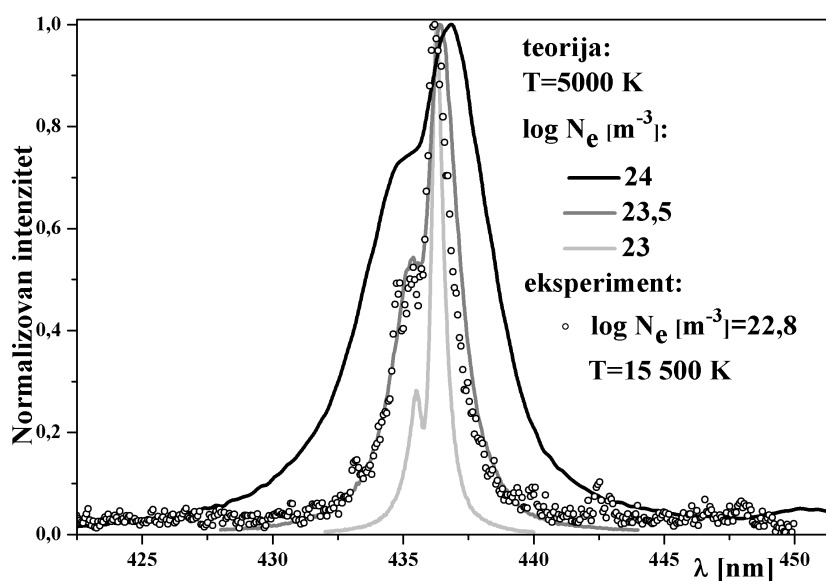
Prema Slikama 4.32, 4.33 i 4.34 eksperimentalni profil linije, snimljen na vremenu od  $t = 10 \mu s$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 6,4 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,8 m^{-3}$ , slaže se najbolje sa teorijskim profilom simuliranim za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 m^{-3}$ .

Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 12 \mu s$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5,9 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,77 m^{-3}$ , najpribližnije odgovara teorijskom profilu simuliranom za vrednost elektronske koncentracije od  $N_e = 10^{24} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 24 m^{-3}$ .

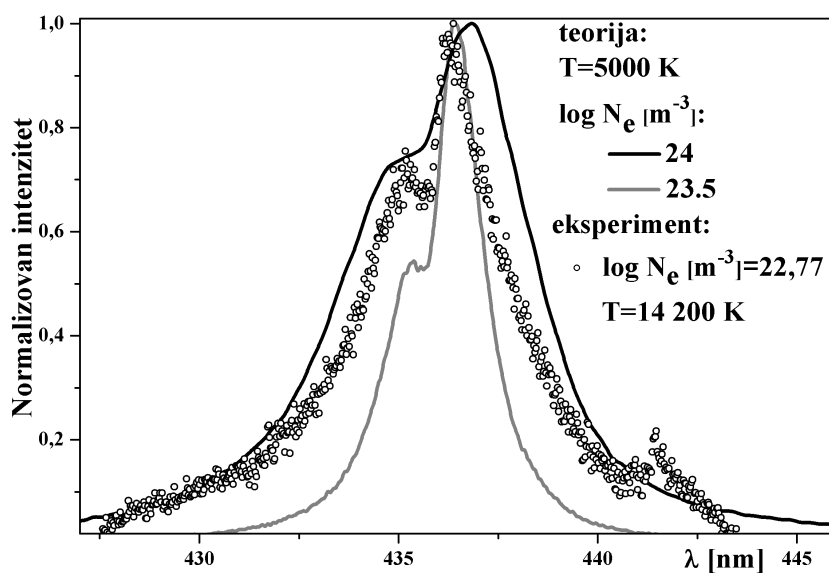
Eksperimentalni profil linije snimljen na vremenu od  $t = 14 \mu s$  nakon okidnog impulsa, za koje je izračunata vrednost elektronske koncentracije  $N_e = 5 \cdot 10^{22} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 22,70 m^{-3}$ , se po obliku profila nalazi između teorijskih profila simuliranih za vrednosti elektronske koncentracije  $N_e = 3,16 \cdot 10^{23} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 23,5 m^{-3}$  i  $N_e = 10^{24} m^{-3}$ , odnosno  $\log N_e = 24 m^{-3}$ .

Linija berilijuma *Be II* 436,2 nm, snimljena u ovom radu, pojavljuje se sa većim poluširinama linije nego što bi to bilo očekivano prema izračunatim vrednostima elektronske koncentracije. Prema Slikama 4.32, 4.33 i 4.34 poluširine eksperimentalnih profila linije *Be II* 436,2 nm snimljenih u ovom radu odgovaraju teorijskim profilima simuliranim za vrednost elektronske koncentracije koja je približno za red veličine veća od izračunate vrednosti.

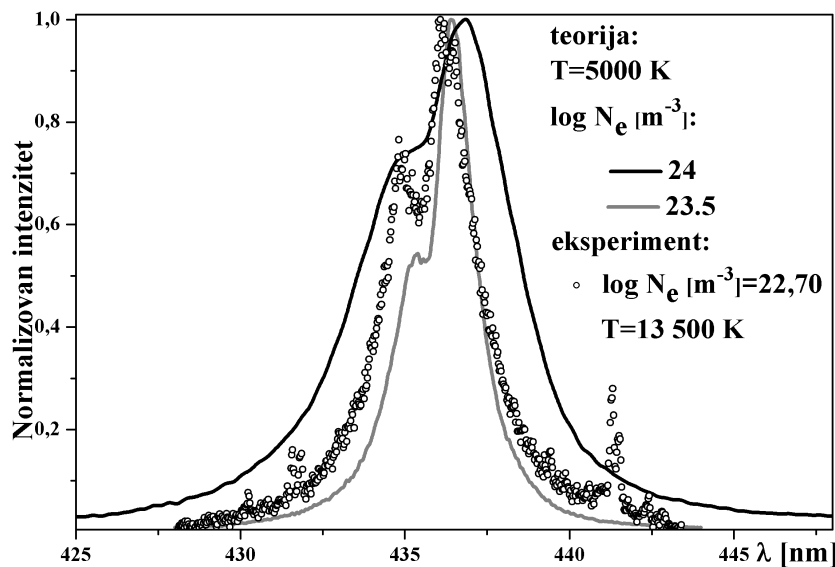




SLIKA 4.32: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $10 \mu s$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3p^2P^0 - 4d^2D$  talasne dužine  $436,2 \text{ nm}$



SLIKA 4.33: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $12 \mu s$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3p^2P^0 - 4d^2D$  talasne dužine  $436,2 \text{ nm}$



SLIKA 4.34: Poređenje eksperimentalnog profila snimljenog na  $14 \mu s$  sa teorijskim profilima, određenim simulacijom (Gigosos and González, 2009) linije prelaza  $3p^2P^o - 4d^2D$  talasne dužine  $436,2 \text{ nm}$

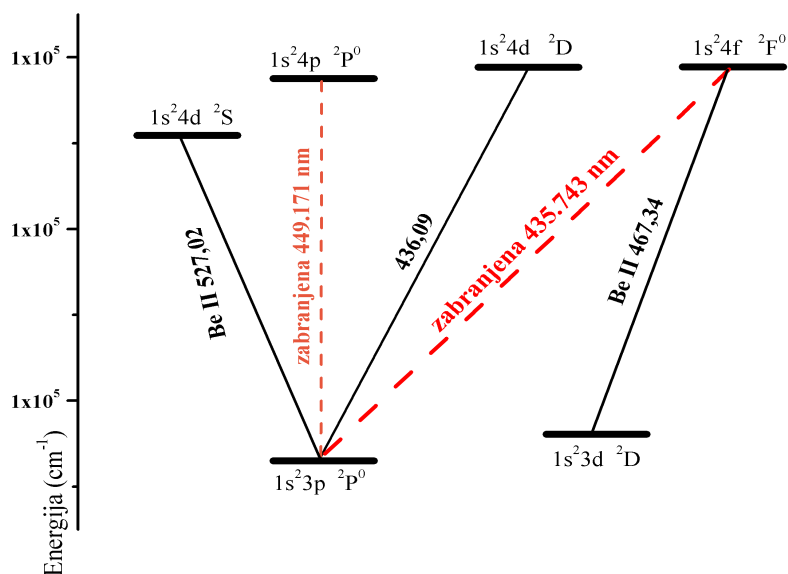
## 4.9 Izoelektronski niz litijuma

Neutralni atom i joni koji imaju isti broj elektrona čine izoelektronski niz. Primer takvog niza je *Li I, Be II, B III, C IV, N V, ..* Izoelektronski niz se naziva po neutralnom članu niza, te se tako pomenuti niz naziva izoelektronski niz litijuma. Može se očekivati da izoelektronske vrste koje pripadaju istom nizu pokazuju konzistentnost i predvidljivost u svojim svojstvima. U Tabeli 4.6 su prikazani elementi litijumskog izoelektronskog niza sa pojedinim zabranjenim komponentama, radi analogije.

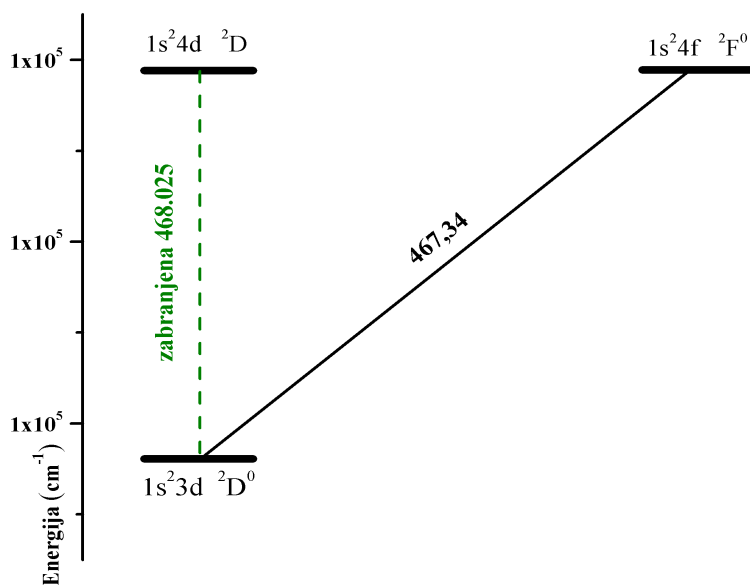
Zabranjena komponenta linije *He I*  $447,1 \text{ nm}$  je možda najpoznatija. Ona se javlja zbog male razlike u energiji između energetske nivoa  $4d^3D$  i  $4f^3F^o$ , koja iznosi  $7,4 \text{ cm}^{-1}$ . Zabranjena komponenta linije *Li I*  $460,3 \text{ nm}$  se javlja zbog male razlike u energiji između nivoa  $4d^2D$  i  $4f^2F^o$  u iznosu od  $6,82 \text{ cm}^{-1}$ . Razlike između energetske nivoa berilijuma koji bi odgovarali pomenutim prelazima u helijumu i litijumu su  $25,39 \text{ cm}^{-1}$  i  $25,29 \text{ cm}^{-1}$ , iz čega možemo izračunati talasnu dužinu neperturbovane zabranjene komponente,  $435,7 \text{ nm}$ , i u drugom slučaju  $468,025 \text{ nm}$ . Na Slikama 4.35 i 4.36 prikazani su Grotrijanovi dijagrami za linije *Be II* na  $467,3 \text{ nm}$  i *Be II* na  $436,0 \text{ nm}$  respektivno, gde su crnom neisprekidanom linijom predstavljeni dozvoljeni prelazi.

element	$\lambda_a$ [nm]	konf. osn. nivoa	term	eng. osn. nivoa [ $cm^{-1}$ ]	konf. nivoa dozv. prelaza	term	eng. gornjeg dozv. nivoa [ $cm^{-1}$ ]	konf. zab. nivoa	term	eng. nivoa zab. prelaza [ $cm^{-1}$ ]	eng. $\Delta E$ [ $cm^{-1}$ ]	razl. $\lambda_f$ [nm]
Li I	460,29	$1s^2 2p$	$^2P^o$	14 904,00	$1s^2 4d$	$^2D$	36 623,40	$1s^2 4f$	$^2F^o$	36 630,2	6,28	460,274
Be II	436,09	$1s^2 3p$	$^2P^o$	96 497,288	$1s^2 4d$	$^2D$	119 421,44	$1s^2 4f$	$^2F^o$	119 446,73	25,39	435,743
Be II	467,34	$1s^2 3p$	$^2P^o$	98 055,12	$1s^2 4d$	$^2D$	119 446,73	$1s^2 4f$	$^2F^o$	119 421,44	25,29	468,025
B III	195,38	$1s^2 3p$	$^2P^o$	192 961,24	$1s^2 4d$	$^2D$	244 121,63	$1s^2 4f$	$^2F^o$	244 192,12	57,49	195,195
C IV	110,79	$1s^2 2p$	$^2P^o$	320 081,70	$1s^2 4d$	$^2D$	410 340,1	$1s^2 4f$	$^2F^o$	410 434,2	98,1	110,678
N V	71,35	$1s^2 2p$	$^2P^o$	477 765,7	$1s^2 4d$	$^2D$	617 916,3	$1s^2 4f$	$^2F^o$	618 059,3	138,6	71,279

TABELA 4.6: Tabela dozvoljenih i zabranjenih komponenata pojedinih linija izoelektronskog niza za litijum



SLIKA 4.36: Grotrijanov dijagram za prelaz  $3p^2P^0 - 4d^2D$  talasne dužine  $436,2 \text{ nm}$



SLIKA 4.35: Grotrijanov dijagram za prelaz  $3d^2D - 4f^2F^0$  talasne dužine  $467,3 \text{ nm}$

Do sada su primećene, snimane i obrađene linije litijuma (Jovićević et al., 2006; Cvejić et al., 2011; Cvejić et al., 2014). Detektovane su i zabranjene komponente linije C IV na  $110,79 \text{ nm}$  iz merenja UV spektra belih patuljaka (Werner, 1966; Werner et al., 2016), i snimljene C IV i N V u (Bottcher,

Musielok, and Kunze, 1987). U literaturi nije zabeleženo da su primećene zabranjene komponente linija berilijuma *Be II* 435,743 nm i *Be II* 468,025 nm, i bora *B III* 195,38 nm.

## 4.10 Odnos intenziteta i rastojanje izmedju pikova dozvoljene i zabranjene komponente

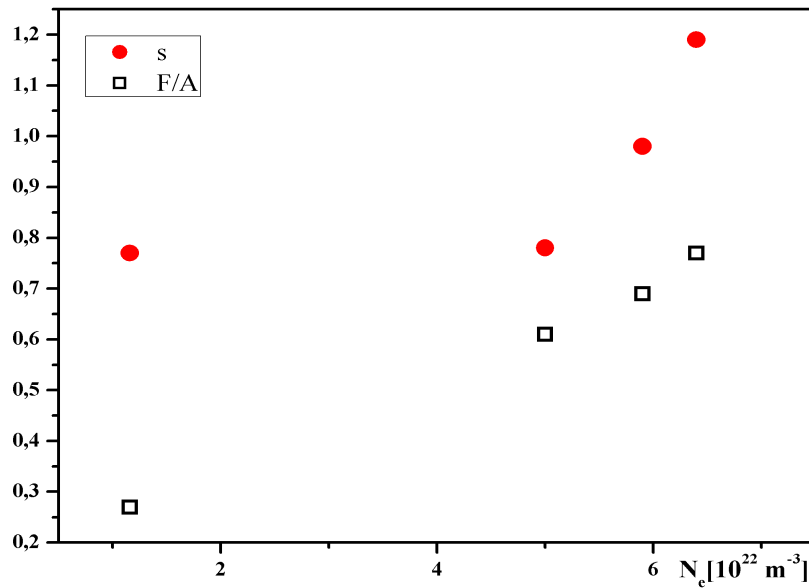
Kako bi se linije berilijuma sa zabranjenim komponentama *Be II* 467,3 nm i *Be II* 436,2 nm koristile za dijagnostiku plazme, potrebno je odrediti funkcionalnu zavisnost rastojanja između pikova dozvoljene i zabranjene komponente,  $s$ , i/ili funkcionalnu zavisnost odnosa intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente,  $F/A$ , od  $N_e$ . Linije *Be II* se pojavljuju u relativno kratkom vremenskom intervalu da bi se izveli neki značajniji zaključci.

Takođe, da bi se odredila funkcionalna zavisnost parametara zabranjene i dozvoljene komponente od  $N_e$  potrebno je uraditi niz teorijskih simulacija koje su u planu. Podaci o koncentraciji,  $s$  i  $F/A$  vrednosti su prikazani u Tabeli 4.7, i predstavljeni su na Slici 4.37 za liniju 467,3 nm. Podaci o koncentraciji,  $s$  i  $F/A$  vrednosti za liniju 436,2 nm su prikazani u Tabeli 4.8, i predstavljeni su na Slici 4.38.

$t$ ( $\mu s$ )	$N_e$ ( $10^{22} m^{-3}$ )	$T_e$ (K)	$s$ (nm)	$F/A$
10	6,40	15 500	1,2	0,77
12	5,90	14 200	0,98	0,69
14	5,00	13 500	0,77	0,61
18	1,16	10 500	0,77	0,27
20			0,74	0,15

TABELA 4.7: Promena elektronske koncentracije i temperature, parametara  $s$  i  $F/A$ , linije *Be II* 467,3 nm sa vremenom u pražnjenju u mešavini 97 % *Ar* sa 3 % *H<sub>2</sub>*,  $p = 1,2$  mbar i  $U = 7$  kV

Opseg  $s$  i  $F/A$  vrednosti koje odgovaraju određenoj  $N_e$  u slučaju mešavine 97 % *Ar* sa 3 % *H<sub>2</sub>* govori o mogućnosti korišćenja *Be II* 467,3 nm linije, prelaz  $1s^2 3d - 1s^2 4f$ , sa zabranjenom komponentom, prelaz  $1s^2 3d - 1s^2 4d$ , za plazma dijagnostiku. Za date eksperimentalne uslove,  $p = 1,2$  mbar,  $U = 7$  kV i  $C = 5 \mu F$  tokom trajanja plazme,  $s$  vrednost se manja od 0,74 nm do 1,2 nm, dok se odnos  $F/A$  menja od 0,15 do 0,77 za opseg gusline elektrona  $(1,16 - 6,4) \cdot 10^{22} m^{-3}$  i elektronske temperature 10 500 K – 15 500 K.



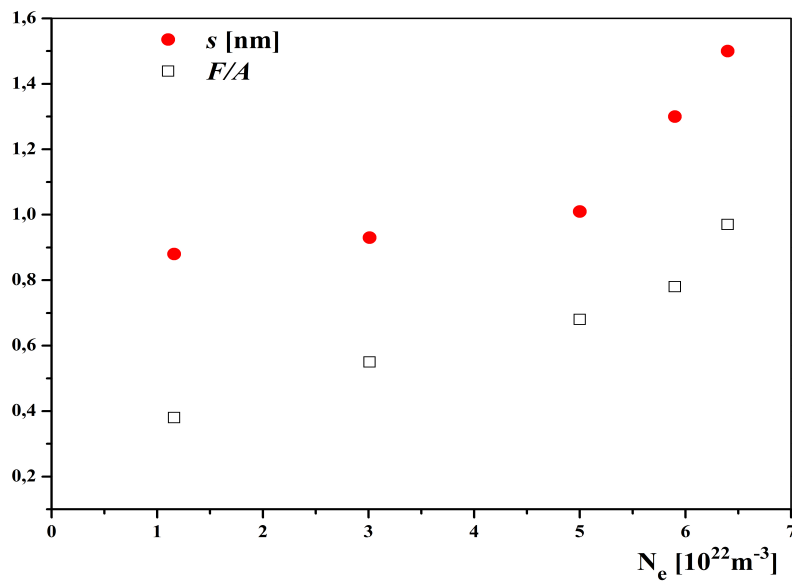
SLIKA 4.37: Promena parametara  $s$  i  $F/A$  linije  $Be II 467,3 nm$  sa elektronskom koncentracijom u pražnjenju u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$ ,  $p = 1,2 mbar$  i  $U = 7 kV$

$t$ ( $\mu s$ )	$N_e$ ( $10^{22} m^{-3}$ )	$T_e$ (K)	$s$ (nm)	$F/A$
10	6,40	15 500	1,5	0,97
12	5,90	14 200	1,3	0,78
14	5,00	13 500	1,01	0,68
16	3,01	11 980	0,93	0,55
18	1,16	10 500	0,88	0,38
20			0,74	0,26

TABELA 4.8: Promena elektronske koncentracije i temperature, parametara  $s$  i  $F/A$ , linije  $Be II 436,1 nm$ , sa vremenom u pražnjenju u mešavini 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$ ,  $p = 1,2 mbar$  i  $U = 7 kV$  (Stankov et al., 2018a)

Ovaj mali opseg vrednosti gustine elektrona ne dozvoljava određivanje formula  $N_e = f(s)$  ili  $N_e = f(F/A)$  koje bi se koristile u dijagnostici plazme, međutim, sa Slike 4.37 se vidi jedan tipičan trend koji se javlja kod linija sa zabranjenim komponentama (Gigosos and González, 2009; M. Ivković, 2004; Ivković et al., 2010; Gonzalez et al., 2011; Ivković et al., 2013).

Opseg  $s$  i  $F/A$  vrednosti koje odgovaraju određenoj  $N_e$  u slučaju mešavine 97 %  $Ar$  sa 3 %  $H_2$  govori o mogućnosti korišćenja  $Be II 436,1 nm$  sa zabranjenom komponentom za plazma dijagnostiku. Za date eksperimentalne uslove,  $p = 1,2 mbar$ ,  $U = 7 kV$  i  $C = 5 \mu F$ , tokom trajanja plazme,  $s$  vrednost se menja od 0,74 nm do 1,5 nm, dok se odnos  $F/A$  menja od 0,26 do 0,97 za opseg gustine elektrona  $(1,16 - 6,4) \cdot 10^{22} m^{-3}$  i elektronske temperature



SLIKA 4.38: Izmerene vrednosti parametara  $s$  i  $F/A$  u zavisnosti od  $N_e$ , za liniju  $Be II 436,1 \text{ nm}$ , (Stankov et al., 2018a)

10 500 K – 15 500 K. Sa Slike 4.38 se vidi jedan tipičan trend koji se javlja kod linija sa zabranjenim komponentama, videti linije He I sa zabranjenim komponentama (Gigosos and González, 2009; M. Ivković, 2004; Ivković et al., 2010; Gonzalez et al., 2011; Ivković et al., 2013), što govori o mogućnosti ove linije za primenu u dijagnostici plazme. Linija koja potiče od prelaza  $3p^2P^0 - 4p^2P^0$  nije primećena.





## Zaključak

U ovom radu opisan je nov izvor plazme, poglavlje 4.1, posebno konstruisan za potrebe ispitivanja zračenja plazme pri različitim uslovima električnog impulsnog pražnjenja. Pomoću ovako konstruisanog izvora, omogućena je detekcija prisustva berilijuma u plazmi i proučavanje uticaja čestica prašine. Ispitivana plazma formirana je unutar cevi za pražnjenje izradjenoj od berilijum oksida. Tokom trajanja plazme, dolazi do ablacije cevi za pražnjenje, čime se u samu plazmu uvode čestice Be koje utiču na struju pražnjenja i izgled emisionog spektra. Kao cev za pražnjenje korišćene su, pored cevi izrađene od berilijum oksida, dodatne cevi izrađene od aluminijum oksida i silicijum dioksida. Keramičke cevi izrađene od berilijum oksida i aluminijum oksida postavljene su u staklenu cev napravljenu od pireksa, dok je cev izrađena od silicijum dioksida povezana posebno konstruisanim adapterom.

Tokom eksperimentalnog rada, primećeno je formiranje pozamašne količine prašine koja nastaje ablacijom zidova cevi za pražnjenje. Formiran je vidljiv sloj prašine na prozoru kroz koji se vršilo spektroskopsko posmatranje zračenja plazme, Slika 4.3. Najveći deo prašine je, putem vakuum pumpe, izvodjen iz pražnjenja. Izvor je konstruisan tako da čestice prašine ne dospeju u atmosferu laboratorije. Zbog toksičnosti berilijuma uvek je, tokom rukovanja ovim materijalom, korišćena zaštitna oprema uz praćenje sigurnosnih procedura.

Određeni su optimalni uslovi za snimanje spektralnih linija berilijuma. Pod optimalnim eksperimentalnim uslovima podrazumevaju se ona vrsta gasa, vrednost pritiska, napona i kapacitet kondenzatora pri kojima se spektralne linije berilijuma detektuju u spektru sa intenzitetima većim od intenziteta spektralnih linija nosećeg gasa. Optimalni eksperimentalni uslovi za snimanje linija berilijuma u izvoru sa berilijumskom prašinom su sledeći: kondenzator kapaciteta  $5 \mu F$ , gasna mešavina Ar (97 %) i  $H_2$  (3 %) napon 7 kV, pritisak 1,2 mbar, Slika 4.8. Pokazano je da su najbolji uslovi za snimanje linija aluminijuma (najbolji odnos signal linije/kontinuum) koji potiču iz cevi za pražnjenje od alumine, sledeći: kondenzator kapaciteta  $5 \mu F$ , gasna mešavina Ar (97 %) i  $H_2$  (3 %), napon 6,5 kV, pritisak 1,5 mbar. Najpovoljniji uslovi za snimanje linija silicijuma koji potiču iz cevi za pražnjenje

od kvarca su: kondenzator kapaciteta  $5 \mu F$ , gasna mešavina  $Ar$  (97 %) i  $H_2$  (3 %), napon  $4 kV$ , pritisak  $3 mbar$ , Slika 4.10. Pri navedenim uslovima kontinuum nije izražen, linije elemenata su definisane i nisu prisutne linije gasa u spektru. Vremenska evolucija spektara se razlikuje za sve tri cevi za pražnjenje. Primećena je pojava prašine u slučaju sve tri cevi.

Značajna količina prašine je proizvedena tokom rada izvora. Zbog toksičnosti berilijuma nisu se mogle ispitati dimenzije i struktura čestica iz berilijum oksida, ali se isto moglo uraditi za čestice iz alumine. Prašina nastala u cevi od alumine tokom pražnjenja, posmatrana je optičkim mikroskopom uvećanja do 400 puta, poglavlje 4.6. Dimenzije čestica, osmotrenih mikroskopom, kretale su se od  $1 mm$  pa do  $150 \mu m$ . Finija prašina je posmatrana pomoću AFM-a (Atomic Force Microscopy) u kontaktnom modu, na sobnoj temperaturi na atmosferskom pritisku. Na osnovu ove metode određeno je da su u prašini prisutne čestice veličine  $20 nm$ , Slike 4.11 i 4.12.

Pojava čestica prašine u ovom eksperimentalnom radu povezana je sa pojavom drugog maksimuma struje. Oblik struje je prikazan na Slici 2.2. Gustina elektrona prati oblik struje, što je ilustrovano na Slici 4.15. Ova anomalija oblika struje je korišćena kao prvi pokazatelj da se pri datim uslovima formiraju čestice prašine u pražnjenju, te da će se u spektru pojaviti linije koje potiču od materijala cevi za pražnjenje. Najveći intenzitet linija berilijuma zabeležen je upravo na vremenu  $12 \mu s$ , nakon okidnog impulsa, koje odgovara vremenu pojave drugog maksimuma struje. Prašina je formirana i prilikom korišćenja cevi za pražnjenje izrađenih od alumine i kvarca, gde je indikacija za formiranje prašine takođe bila pojava drugog maksimuma struje. Pokazano je da se maksimum elektronske koncentracije vremenski poklapa sa pojavom drugog maksimuma struje, 4.8.

Utvrđeno je da su linije berilijuma najintenzivnije u vremenu koje odgovara vremenu pojave drugog maksimuma struje, i da se tada javljaju sa najvećim poluširinama, Slike 4.21 i 4.28. Razlog za to može biti porast koncentracije elektrona u plazmi. Naime, povećanje koncentracije elektrona nakon strujnog impulsa može biti opisano uvođenjem dodatnog člana u jednačinu, (Stefanović et al., 2017; Berndt et al., 2003), poglavlje 1.5.3, str. 20, koji opisuje proces smanjenja naelektrisanja čestica ali pri kojem dolazi do otpuštanja slobodnih elektrona sa čestica. Mehanizmi koji verovatno stoje iza povećanja gustine elektrona su: sekundarna elektronska emisija zbog udara jona, elektrona, UV fotona, metastabilnih atoma ili brzih neutralnih atoma, zatim termojonska emisija, ili emisija usled polja.

U ovom radu elektronska temperatura i koncentracija su određeni iterativnim metodom, za plazmu proizvedenu u cevi od  $BeO$ . Opseg temperatura, određenih na osnovu relativnih intenziteta linija dva uzastopna jonizaciona stanja istog elementa, je  $10\,500 - 15\,500\text{ K}$ . Vrednosti elektronske koncentracije računane su korišćenjem vodonikove  $H_\beta$  linije, (Ivković, Konjević, and Pavlović, 2015). Vrednosti elektronske koncentracije, u zavisnosti od vremena posmatranja, kreću se u opsegu  $1,16 - 9,2 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ . Greška ovih metoda je procenjena na 30 %.

U ovoj tezi su detaljno prikazane sledeće jonske linije berilijuma:  $Be\ II\ 527,0\text{ nm}$ ,  $Be\ II\ 467,3\text{ nm}$ ,  $Be\ II\ 436,2\text{ nm}$ , zajedno sa teorijskim profilima ovih linija dobijenih u kompjuterskoj simulaciji (Gigosos and González, 2009).

Utvrđeno je da je linija  $Be\ II\ 527,0\text{ nm}$ , prelaz  $3p^2P^o - 4s^2S$ , asimetrična, Slika 4.17. Kao razlog asimetrije navedeno je nekoliko mogućnosti: superponiranje linije i kontinuuma na krilima linije, kao što je opisano u radovima (Chiang and Griem, 1978; Burgess, 1968; Baker and Burgess, 1977); uticaj polja jona pod kojim dolazi do pomeranja nivoa prelaza za vrednost određenu jačinom datog polja što dovodi do asimetrično proširenih profila neutralnih atoma (Jones, Pichler, and Wiese, 1987) i ne bi trebalo da ima velikog uticaja na jonske profile; pojava linija drugih elemenata; nehomogenost plazme; postojanje gradijenta brzine; asimetričan instrumentalni profil. Najverovatniji razlog za asimetriju jonske linije u ovom radu je nehomogenost plazme duž posmatranog optičkog puta.

Utvrđeno je da se linija  $Be\ II\ 467,3\text{ nm}$ , prelaz,  $3d^2D - 4f^2F^o$ , pojavljuje sa zabranjenom komponentom, prelaz  $3d^2D^o - 4d^2D$ , na crvenom krilu, poglavlje 4.8.3.

Opseg  $s$  i  $F/A$  vrednosti koje odgovaraju određenoj  $N_e$  govori o mogućnosti korišćenja ove linije sa zabranjenom komponentom za dijagnostiku plazme. Za optimalne eksperimentalne uslove  $s$  vrednost se manja od  $0,74\text{ nm}$  do  $1,2\text{ nm}$ , dok se odnos  $F/A$  menja od  $0,15$  do  $0,77$  za opseg gustine elektrona  $(1,16 - 6,4) \times 10^{22}\text{ m}^{-3}$  i elektronske temperature  $10\,500\text{ K} - 15\,500\text{ K}$ , Slika 4.37.

Utvrđeno je da se linija  $Be\ II\ 436,1\text{ nm}$ , prelaz,  $3p^2P^o - 4d^2D$ , pojavljuje sa zabranjenom komponentom, prelaz  $3p^2P^o - 4f^2F^o$ , na plavom krilu, 4.8.4.

Za optimalne eksperimentalne uslove  $s$  vrednost se menja od  $0,74\text{ nm}$  do  $1,5\text{ nm}$ , dok se odnos  $F/A$  menja od  $0,26$  do  $0,97$  za opseg gustine elektrona  $(1,16 - 6,4) \times 10^{22}\text{ m}^{-3}$  i elektronske temperature  $10\,500\text{ K} - 15\,500\text{ K}$ . Utvrđeno je da za veličine  $s$  i  $F/A$  postoji tipičan trend koji se javlja kod linija

sa zabranjenim komponentama, videti linije He I sa zabranjenim komponentama (Gigosos and González, 2009; M. Ivković, 2004; Ivković et al., 2010; Gonzalez et al., 2011; Ivković et al., 2013), što otvara mogućnost za primenu ove linije u dijagnostici plazme, 4.38. Linija koja potiče od prelaza  $3p^2P^o - 4p^2P^o$  nije primećena.

Stark-ove poluširine spektralnih linija berilijuma analiziranih u ovom radu su za 3-9 puta veće od poluširina koje su predviđene teorijama (Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1992; Jones, Bennett, and Griem, 1971), Slika 4.21 i 4.28. Dok su za red veličine veće od poluširina predviđenim kompjuterskom simulacijom (Gigosos and Cardenoso, 1996; Gigosos, 2014), što se može primetiti na osnovu slaganja eksperimentalnih i teorijskih profila, Slike 4.18, 4.19, 4.20, 4.25, 4.26, 4.27, 4.32, 4.33 i 4.34. Razlog za postojanje ovog neslaganja još uvek nije razjašnjen. Pretpostavka je da u izvoru plazme dolazi do formiranja hladnog sloja plazme na spoju keramike i elektroda, te da krajnji optički signal predstavlja zbir signala iz unutrašnjosti cevi i pomenutog hladnog sloja. Pretpostavka je da je ovaj fenomen, takođe, razlog postojanja asimetrije kod jonske linije berilijuma  $527,0\text{ nm}$ , Slika 4.17.

U planu je nastavak istraživanja u kojem će biti eliminisano postojanje hladnog sloja, i onemogućeno stvaranje prašine, kako bi se potvrdila validnost postojećih teorija. Da bi se ovo ostvarilo u planu je primena metoda poput tehnike spektroskopije laserski indukovane plazme.

# Bibliografija

- Andersen, H.H. and H.L. Bay (1981). "Sputtering by Particle Bombardment I". In: ed. by R. Behrisch. Berlin: Springer-Verlag. Chap. Sputtering Yield Measurements.
- Anderson, P:W: (1949). "Pressure Broadening in the Microwave and Infra-Red Regions". In: *Physical Review* 76.5, pp. 647–661.
- Aquamarine Quality Factors*. <http://https://www.gia.edu/aquamarine-quality-factor>. Accessed: 2019-09-30.
- Baker, E. A. M. and D. D. Burgess (1977). "Observations of quantum-mechanical interference effects in the wings of electron-impact-broadened lines of ionized emitter". In: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 10.5, pp. L177–L181.
- Baranger, M. (1958). "General Impact Theory of Pressure Broadening". In: *Phys. Rev.* 112, p. 855.
- Beauchamp, A., F. Wesemael, and P. Bergeron (1997). "Spectroscopic Studies of DB White Dwarfs: Improved Stark Profiles for Optical Transitions of Neutral Helium". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 108.2, pp. 559–573.
- Behrisch, R., ed. (1981). *Sputtering by Particle Bombardment I, Top. Appl. Phys.* 47. Berlin, Heidelberg: Springer.
- ed. (1983). *Sputtering by Particle Bombardment II, Top. Appl. Phys.* 52. Berlin, Heidelberg: Springer.
- ed. (1991). *Sputtering by Particle Bombardment III, Top. Appl. Phys.* 64. Berlin, Heidelberg: Springer.
- Bekefi, G., C. Deutch, and B. Yaakobi (1976). *Principles of Laser Plasmas*. New York: John Wiley and Sons INC.
- Berndt, J. et al. (2003). "Anomalous behaviour of the electron density in a pulsed complex plasma". In: *Plasma Sources Science and Technology* 15, pp. 18–22.
- Bertuccelli, G. and H. O. Di Rocco (1995). "Interpretation of asymmetric lines of Xe II obtained in pulsed capillary discharges". In: *Phys. Scr.* 52, p. 252.
- Bhattarai, S. and L.N. Mishra (2017). "Theoretical Study of Spherical Langmuir Probe in Maxwellian Plasma". In: *Journal of Physics & Astronomy* 4.1, pp. 1–15.

- Biersack, J.P. and W. Eckstein (1984). "Sputtering studies with the Monte Carlo Program TRIM.SP". In: *Applied Physics A* 34, pp. 73–94.
- Bottcher, F., J. Musielok, and H.-J. Kunze (1987). "Stark broadening of C iv and N v lines in the vacuum-uv spectral range". In: *Physics Review A* 36.5, pp. 2265–2271.
- Brackney, H. and Z. J. Atlee (1943). "Beryllium Windows for Permanently Evacuated X-Ray Tubes". In: *Review of Scientific Instruments* 14, pp. 59–63.
- Plasma-surface interaction in the Be/W environment: Conclusions drawn from the JET-ILW for ITER* (2015). Vol. 463, pp. 11–21.
- Brezinsek, S. et al. (2015). "Beryllium migration in JET ITER-like wall plasmas". In: *Nuclear Fusion* 5.6, p. 063021.
- Bruno, G., P. Capezzuto, and A. Madan, eds. (1995). *Plasma Deposition of Amorphous Silicon-Based Materials*. San Diego: CA: Academic.
- Burgess, D. (1968). "Contribution of Perturber Radiation to the Shapes of Spectral Lines Broadened by Electron Impacts". In: *Phys. Rev.* 175.1, pp. 150–160.
- Burlefinger, E. and H. Ewald (1963). "Die Empfindlichkeit von Ilford Ql-Platten für Ionen bis 25 keV Energie". In: *Zeitschrift für Naturforschung* 18, pp. 1116–1121.
- Buschow, K. H. J., ed. (2001). *Encyclopedia of Materials*. Elsevier Ltd. ISBN: 978-0-08-043152-9.
- Cardella, A. et al. (2000). "Applications of Beryllium as First Wall Armour for ITER Primary, Baffle, and Limiter Modules". In: *Fusion Technology* 38, pp. 326–333.
- Chapman, B. (1980). "Glow Discharge Processes; Sputtering and Plasma Etching". In: New York: John Wiley and Sons INC. Chap. 6, p. 177.
- Chen, F.F. (1995). "Industrial applications of low-temperature plasma physics". In: *Physics for Plasmas* 2, pp. 2164–2175.
- Chiang, W. T. and H. R. Griem (1978). "Observations of line-continuum interference effect in the wings of argon ion lines". In: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 11.24, pp. L761–L764.
- Clausing, R.E. et al., eds. (1992). *Diamond and Diamond-like Films and Coatings*. Plenum Press.
- Cui, C. and J. Goree (1994). "Fluctuations of the charge on a dust grain in a plasma". In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 22 (2), pp. 151–158.
- Cvejić, M. et al. (2011). "Li I 460.3 nm line with forbidden component for LIBS electron number density diagnostics". In:

- Cvejić, M. et al. (2014). "Neutral lithium spectral line 460.28 nm with forbidden component for low temperature plasma diagnostics of laser-induced plasma". In: *Spectrochimica Acta Part B* 100.6, pp. 86–97.
- Czernichowski, A. and J. Chapelle (1983). "Experimental study of Stark broadening of the 430.01 nm argon I line". In: *Acta Phys. Pol.* 63, p. 67.
- (1985). "Use of the 447 nm He I line to determine electron concentrations". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 33, pp. 427–436.
- Degl'Innocenti, E. L., ed. (2014). *Atomic Spectroscopy and Radiative Processes*. Springer, Milano. ISBN: 978-88-470-2808-1.
- Demura, A.V., G.V. Demchenko, and D. Nikolić (2008). "Multiparametric dependence of hydrogen Stark profiles asymmetry". In: *Eur. Phys. J. D* 46, p. 111.
- Dimitrijević, M.S. and S. Sahal-Brechot (1974). "Stark broadening of neutral helium lines". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 31, pp. 301–313.
- (1992). "Stark Broadening Parameter Tables For Be Lines Of Astrophysical Interest". In: *Bull. Astron. Belgrade* 15, pp. 65–81.
- Dolan, T.J., ed. (2013). *Magnetic Fusion Technology*. London: Springer.
- Dombrowski, D.E. (1997). "Manufacture of beryllium for fusion energy applications". In: *Fusion Engineering and Design* 37, pp. 229–224.
- Dombrowski, D.E., E. Deksnis, and M.A. Pick (1995). *Thermomechanical Properties of Beryllium*. Tech. rep. Volume 5. Vienna, Austria: International Atomic Energy Agency.
- Donovan, R.P., ed. (1990). *Particle Control for Semiconductor Manufacturing*. New York: CRC press.
- Dufour, P. et al. (2008). "Hot DQ white dwarfs: something different". In: *The Astrophysical Journal* 683, pp. 978–989.
- Eugene, Oks, ed. (2007). *Diagnostics Of Laboratory And Astrophysical Plasmas Using Spectral Lineshapes Of One-, Two-, And Three-electron Systems*. World Scientific.
- Fleurier, C., S. Sahal-Brechot, and J. Chapelle (1977). "Stark profiles of some ion lines of alkaline earth elements". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 17, pp. 595–604.
- Fortov, V.E. et al. (2005). "Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives". In: *Physics Reports* 421, pp. 1–103.

- Gajo, T. et al. (2016). "Stark shift of neutral helium lines in low temperature dense plasma and the influence of Debye shielding". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 455, p. 2969.
- Gigosos, M. A. (2014). "Stark broadening models for plasma diagnostics". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.
- Gigosos, M. A. and V. Cardenoso (1996). "New plasma diagnosis tables of hydrogen Stark broadening including ion dynamics". In: *At. Mol. Opt. Phys.* 29, pp. 4795–4382.
- Gigosos, M. A. and M. Á. González (2009). "Stark broadening tables for the helium I 447.1 line - Application to weakly coupled plasmas diagnostics". In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 503.1, p. 293.
- Gigosos, M.A., M.A. González, and V. Cardenoso (2003). "Computer simulated Balmer-alpha, -beta and -gamma Stark line profiles for non-equilibrium plasmas diagnostics". In: *Spectrochimica Acta B* 58, p. 1489.
- Gilmore, G., B. Edvardsson, and P. E. Nissen (1991). "First Detection of Beryllium in a Very Metal Poor Star: a Test of The Standard Big Bang Model". In: *The Astrophysical Journal* 378, pp. 17–21.
- Gilmore, G. et al. (1992). "Is beryllium in metal-poor stars of galactic or cosmological origin?" In: *Nature* 357, pp. 379–384.
- Gálvez-Ortiz, M. C. et al. (2011). "Beryllium abundances in stars with planets Extending the sample". In: *Astronomy and Astrophysics* 530, A66.
- Goedheer, W.J. (2000). "Lecture notes on radio-frequency discharges, dc potentials, ion and electron energy distributions". In: *Plasma Sources Science and Technologies* 9, pp. 507–516.
- Goertz, C.K. (1989). "Dusty plasmas in the solar system". In: *Reviews of Geophysics*, pp. 271–292.
- Gonzalez, M.A et al. (2011). "Plasma diagnostics using the He I 447.1 nm line at high and low densities". In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44, p. 19401.
- Graves, D.B. et al. (1994). "Charging, transport and heating of particles in radiofrequency and electron cyclotron resonance plasmas". In: *Plasma Sources Science and Technologies* 3, pp. 433–441.
- Griem, H. R. (1963). "Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy". In: *Physics Review* 131, p. 1170.
- (1964). *Plasma Spectroscopy*. New York: McGraw-Hill Book Company.
- Griem, H. R. et al. (1991). "Are Einstein's transition probabilities for spontaneous emission constant in plasmas?" In: *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 3, p. 2430.



- Griem, H.R. (1974). *Spectral Line Broadening by Plasmas*. New York: Academic Press.
- (1997). *Principles of Plasma Spectroscopy*. The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK: Cambridge University Press.
- Griem, H.R., A.C. Kolb, and K.Y. Shen (1960). *Stark broadening of hydrogen lines in plasma*. Tech. rep. Report 5455. Washington D.C.: Naval Research Laboratory.
- Hackmann, J. and J. Uhlenbusch (1984). “Test of a beryllium limiter in the tokamak”. In: *Journal of Nuclear Materials* 128–129, pp. 418–421.
- Hadžiomerspahić, D. et al. (1973). “Stark Broadening and Shifts of Some Isolated Spectral Lines of Singly Ionized Earth Alkaline Metals”. In: *Zeitschrift für Physik* 262, p. 169.
- Honda, T. et al. (1996). “Comprehensive safety analysis code system for nuclear fusion reactors IV: preliminary estimation of dust production due to plasma disruptions”. In: *Fusion Technology* 30, p. 95.
- Honig, R.E. (1972). “Trace Analysis by Mass Spectrometry”. In: ed. by A.J. Ahearn. New York: Academic Press. Chap. Detection and Measurement of Ions by Ion-Sensitive Plates.
- IAEA/ITER, EDA/DS/24 (2002). *ITER technical basis*. Tech. rep. Vienna: International Atomic Energy Agency.
- Ignatov, A. M. (2005). “Basics of Dusty Plasma”. In: *Plasma Physics Reports* 31.1, pp. 46–56.
- Isler, R.C et al. (1985). “Impurity fluxes and concentrations in the ISX-B beryllium limiter experiment”. In: *Nuclear Fusion* 25.11, pp. 418–421.
- Ivković, M., N. Konjević, and Z. Pavlović (2014). “Hydrogen Balmer beta: The separation between line peaks for plasma electron density diagnostics and self-absorption test”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 154, pp. 1–8.
- (2015). “The separation between line peaks for plasma electron density diagnostics and self-absorption test”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 154, p. 1.
- Ivković, M. et al. (2010). “A simple line shape technique for electron number density diagnostics of helium and heliumseeded plasmas”. In: *Spectrochimica Acta Part B* 65, pp. 234–240.
- Ivković, M. et al. (2013). “Stark broadening of the He I 492.2 nm line with forbidden components in dense low- temperature plasma”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 127, pp. 82–89.

- Ivković, M. et al. (2015). "The discharge for plasma Stark shift measurement and results for He I 706.522 nm line". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 161, p. 197.
- Jones, D. W., G. Pichler, and W. L. Wiese (1987). "Asymmetries in spectral lines due to plasma-ion broadening: Some unusual cases and a possible test for plasma homogeneity". In: *Phys. Rev. A* 35.6, pp. 2585–2590.
- Jones, W. W., S. M. Benett, and H. R. Griem (1971). *Calculated Electron Impact Broadening Parameters for Isolated Spectral Lines from the Singly Charged Ions: Lithium through Calcium*. Tech. rep. Univ. of Maryland.
- Jovičević, S. et al. (2006). "Stark Broadening of Li I 460.3 nm Spectral Line with Forbidden Component". In: *Contributed papers of 23rd Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (XXII SPIG)*, p. 315.
- Kelleher, D.E. (1981). "Stark broadening of visible neutral helium lines in a plasma". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 25, pp. 191–220.
- Kepple, P. and H.R. Griem (1968). "Improved Stark Profile Calculations for the Hydrogen Lines  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  and  $H_\delta$ ". In: *Physical Review* 173, p. 317.
- Klug, H.P. (1941). "Beryllium windows for X-ray tubes". In: *Review of Scientific Instruments* 12, pp. 155–156.
- Konjević, N., M.S.Dimitrijević, and W. L. Wiese (1984a). "Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms (a critical review of selected data for the period 1976 to 1982)". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 13, pp. 619–647.
- (1984b). "Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of positive ions (a critical review of selected data for the period 1976 to 1982)". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 13, pp. 649–686.
- Konjević, N. and J. R. Roberts (1976). "A critical review of the Stark widths and shifts of spectral lines from non-hydrogenic atoms". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 5.2, pp. 209–258.
- Konjević, N. and W. L. Wiese (1976). "Experimental Stark widths and shifts for non-hydrogenic spectral lines of ionized atoms". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 5.2, pp. 259–308.
- (1990). "Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 19, p. 1307.

- Konjević, N. et al. (2002). "Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms". In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 31, pp. 819–927.
- Kunze, H.-J. (2009). *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Heidelberg Dordrecht London New York: Springer.
- Kupriyanov, I.B., L.A. Kurbatova G. N. Nikolaev, and V. L. Podkovyrov N.P. Porezanov (2015). "Erosion of beryllium under ITER – Relevant transient plasma loads". In: *Journal of Nuclear Materials* 463, pp. 781–786.
- Kuraica, M. M. and N. Konjević (1997). "Electric field measurement in the cathode fall region of a glow discharge in helium". In: *Applied Physic Letters* 70, p. 1521.
- Kuraica, M. M., N. Konjević, and I.R. Videnović (1997). "Spectroscopic study of the cathode fall region of Grimm-type glow discharge in helium". In: *Spectrochimica Acta Part B* 52, p. 45.
- Landau, L.D. and E.M. Lifshitz (1987). *Fluid mechanics*. Oxford, England: Pergamon Press.
- Laporte, O. and W.F. Meggers (1925). "Some Rules of Spectral Structure". In: *Journal of the Optical Society of America and Review of Scientific Instruments* 11.
- Lesage, A. (2009). "Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms A critical review of selected data for the period 2001–2007". In: *New Astronomy Reviews* 52, pp. 471–536.
- Licari, J.J. and L.R. Enlow (1998). *HYBRID MICROCIRCUIT TECHNOLOGY HANDBOOK Materials, Processes, Design, Testing and Production*. NOYES PUBLICATIONS. ISBN: 0-8155-1423-9.
- Lieberman, M.A. and A.J. Lichtenberg, eds. (1994). *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. New York: A. Willley and Sons.
- Lochte-Holtgreven, W. (1968). *Plasma Diagnostics*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company.
- M. Ivković S. Jovičević, N. Konjević (2004). "Low electron density diagnostics: development of optical emission spectroscopic techniques and some applications to microwave induced plasmas". In: *Spectrochimica Acta Part B* 59, pp. 591–605.
- Magnan, C. and J.C. Pecker (1974). "Asymmetry in solar spectral lines". In: *Highlights of astronomy* 3, pp. 171–203.
- Manos, D.M. and D.L. Flamm, eds. (1988). *Plasma Etching, An Introduction*. San Diego: CA: Academic.

- Martinez-Sykora, J. et al. (2011). "WHAT DO SPECTRAL LINE PROFILE ASYMMETRIES TELL US ABOUT THE SOLAR ATMOSPHERE?" In: *The American Astronomical Society* 732:84, 26pp.
- Melzer, A. (2001). "Laser manipulation of particles in dusty plasmas". In: *Plasma Sources Sciences and Technologies* 10, pp. 303–310.
- Merlino, R. L. and J. A. Goree (2004). "Dusty Plasmas in the Laboratory, Industry, and Space". In: *Physics Today* 57, pp. 32–38.
- Milić, B., ed. (1977). *Osnove fizike gasne plazme*. Naučna knjiga.
- Mitchner, M. and Ch. H. Kruger (1973). *Partially ionized gases*. New York: John Wiley & Sons.
- Moehler, S. et al. (2004). "Spectroscopic analyses of the blue hook stars in NGC 2808: A more stringent test of the late hot flasher scenario". In: *Astron. & Astrophys.* 415, pp. 313–323.
- Mott-Smith, H. M. and I. Langmuir (1926). "The theory of collectors in gaseous discharges". In: *Physics Review Letters* 28, pp. 727–763.
- M.S.Dimitrijević and N.Konjević (1980). "Stark widths of doubly-and triply-ionized atom lines". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 24.
- Musil, J., J. Viček, and P. Baroch (2005). "MATERIALS SURFACE PROCESSING BY DIRECTED ENERGY TECHNIQUES". In: Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Science Publisher B.V. Chap. 3.
- Niu, K. (1996). "Shock waves in gas and plasma". In: *Laser and Particle Beams* 14, pp. 125–132.
- Northrop, T.G. (1992). "Dusty plasmas". In: *Physica Scripta* 45, pp. 475–490.
- Operational Beryllium Handling Experience at JET* (2002). Helsinki, Finland, 9–13 September 2002. Proceedings of SOFT.
- Perez, C. et al. (1996). "Calibration of the Stark-broadening parameters of two HeI lines with forbidden components". In: *Japanese Journal of Applied Physics* 43, p. 4073.
- Overview of the jet iter-like wall project* (2010). Vol. 85, pp. 1581–1586.
- Platiša, M. et al. (1971). "Measurement of Electron-Impact Broadening of Ionized Berillium and Barium Lines in an Electric Shock Tube Plasma". In: *Astronomy and Astrophysics* 15, p. 325.
- Purić, J. and N. Konjević (1972). "Stark Shifts of Some Isolated Spectral Lines of Singly Ionized Earth Alkaline Metals". In: *Zeitschrift für Physik* 249, p. 440.
- Resendes, D.P and P.K. Shukla (2001). "Self-Excited oscillations of charged dust grain in the plasma sheath". In: *Physica Scripta* T89, p. 101.

- Riccardoa, V. et al. (2013). "Design, manufacture and initial operation of the beryllium components of the JET ITER-like wall". In: *Fusion Engineering and Design* 88, pp. 6–8.
- Robinson, P.A. and P. Coakley (1992). "Spacecraft charging-progress in the studz of the dielectrics and plasmas". In: *IEEE Transactions on Electrical Insulation* 27 (5), pp. 944–960.
- Roosmalen, J.A.G. Baggerman A.J. van and S.J.H. Brader, eds. (1991). *Dry Etching for VLSI*. New York: Plenum.
- Rosenquist, T. (1983). *Principles of Extractive Metallurgy*. Wiley, Chichester: McGraw-Hill Book Company.
- Royer, A. (1980). "Shift, width, and asymmetry of pressure-broadened spectral lines at intermediate densities". In: *Physical Review A* A22, p. 1625.
- Sahal-Brechot, S. (1969). "Impact Theory of the Broadening and Shift of Spectral Lines due to Electrons and Ions in a Plasma". In: *Astronomy and Astrophysics* 1, p. 91.
- (1974). "Stark Broadening of Isolated Lines in the Impact Approximation". In: *Astronomy and Astrophysics* 35, p. 319.
- Sanchez, A., M. Blaha, and W. W. Jones (1973). "Measurement and calculation of the stark-broadening parameters for the resonance lines of singly ionized beryllium". In: *Physics Review A* 8, p. 774.
- Shukla, P.K. and A.A. Mamun (2002). *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Ed. by P. Stott and H. Wilhelmsson. Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing Ltd.
- (2010). *Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*. Ed. by P. Stott and H. Wilhelmsson. Springer Verlag.
- Sigmund, P. (1969). "Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets". In: *Physics Review* 184, pp. 383–416.
- (1981). "Sputtering by Particle Bombardment I". In: ed. by R. Behrisch. Berlin: Springer-Verlag. Chap. Sputtering by Ion Bombardment: Theoretical Concepts.
- ed. (1993). *Fundamental Processes in Sputtering of Atoms and Molecules (SPUT92): symposium on the occasion of the 250th anniversary of the Royal Danish Academy of Sciences and Letters*. Copenhagen: Kongelige Danske videnskabernes selskab.
- Smartt, S. J., P. L. Dufton, and W. R.J. Rolleston (1996). "The chemical composition towards the Galactic anti-centre. I. Observations and model atmosphere analyses". In: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 116, pp. 483–494.

- Smith, E.W., C.R. Vidal, and J. Cooper (1969a). In: *J. Res. Natl. Bur. Stand.* 73A, p. 389.
- Spilker, B. et al. (2019). "Performance estimation of beryllium under ITER relevant transient thermal loads". In: *Nuclear Materials and Energy* 18, pp. 291–296.
- Stambulchik, E. and Y. Maron (2006). "A study of ion-dynamics and correlation effects for spectral line broadening in plasma: K-shell lines". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 99, pp. 730–749.
- (2010). "Plasma line broadening and computer simulations: A mini-review". In: *High Energy Density Physics* 6, pp. 9–14.
- Stankov, B.D. et al. (2018a). "Forbidden component of the Be II 436.1 nm line recorded from pulsed gas discharge plasma". In: *Review of Scientific Instruments* 123.6.
- Stankov, B.D. et al. (2018b). "Novel plasma source for safe beryllium spectral line studies in the presence of beryllium dust". In: *Review of Scientific Instruments* 89.
- Stefanović, I. et al. (2017). "Influence of nanoparticle formation on the time and the space resolved metastable density in argon-acetylene plasmas". In: *Plasma Sources Science and Technology* 26, 15pp.
- Stehle, C. (1994). "Stark broadening of hydrogen Lyman and Balmer lines in the condition of stellar envelopes". In: *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 104, p. 509.
- Strupp, C. (2011). "Beryllium Metal II. A Review of the Available Toxicity Data". In: *Annals of Work Exposures and Health* 55, pp. 43–56.
- Tanga, X.-Z. and G. L. Delzan (2014). "Orbital-motion-limited theory of dust charging and plasma response". In: *Physics of Plasmas* 21, p. 123708.
- Thomas, P.R. (1990). "Results of JET operation with beryllium". In: *Journal of Nuclear Materials* 176–177, pp. 3–13.
- Thornton, J.A. (1980). "Deposition Technologies for Films and Coatings". In: ed. by R.R. Bunshah et al. Park Ridge, New Jersey: Noyes Publications. Chap. 6, p. 170.
- Toxic Substances, Agency for and Disease Registry (2002). *Toxicological Profile for Beryllium*. Tech. rep. Atlanta, Georgia: US department of health and human services.
- Tsztovich, V.N. (1997). "Dust plasma crystals, drops and clouds". In: *Physics-Uspokhi* 40(1), pp. 53–94.

- Uzelac, N. I. and N. Konjević (1986). "Stark broadening of the He I 4471-A line and its forbidden component in dense cool plasma". In: *Physics Review A* 33.2, p. 1349.
- Uzelac, N. I., I. Stefanović, and N. Konjević (1991). "Stark broadening of the He I 4471 A line and its forbidden component at high electron densities". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 46, pp. 447–453.
- Vidal, C.R., J. Cooper, and E.W. Smith (1973). "Hydrogen Stark broadening tables". In: *Astrophys. J. Suppl.* 214, pp. 25–37.
- Vossen, J.L. and J.J. Cuomo (1978). "Thin Film Processes". In: ed. by J.L. Vossen and W. Kem. London: Academic Press, Inc.
- Vujičić, B. and S. Djurović (1995). *Astrofizika sa astronomijom*. Novi Sad: PMF.
- Waits, R.K. (1978). "Thin Film Processes". In: ed. by J.L. Vossen and W. Kem. London: Academic Press, Inc.
- Walsh, K. A. (2009). *Beryllium Chemistry and Processing*. Ed. by E. E. Vidal et al. ASM International. ISBN: 0871707217.
- Wang, Z. and C.M. Ticos (2008). "Dust as a versatile matter for high-temperature plasma diagnostic". In: *Review of Scientific Instrument* 79, 10F333.
- Werner, H.W. (1966). "Mass and energy dependence of the sensitivity of photographic plates as ion detectors in mass spectrometers". In: *Philips Research Reports* 21, pp. 63–70.
- Werner, K. et al. (2016). "Detection of forbidden line components of lithium-like carbon in stellar spectra". In: *The Astrophysical Journal Letters* 827.1, pp. 1–4.
- Wesson, J. (1987). *Tokamaks*. Oxford University Press.
- Whipple, E.C. (1981). "Potentials on surface in space". In: *Reports on Progress in Physics* 44.11, pp. 1197–1250.
- Wiese, W. L., D.E. Kelleher, and D.R. Paquette (1972). "Detailed Study of the Stark Broadening of Balmer Lines in a High-Density Plasma". In: *Physics Review A* 6, p. 1132.
- Williams, P.F., ed. (1997). *Plasma Processing of Semiconductors*. Vol. 336. NATO ASI Series E: Applied Sciences. Springer, Dordrecht. ISBN: 978-94-011-5884-8.
- Wilson, W.D., L.G. Haggmark, and J.P. Biersack (1977). "Calculations of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region". In: *Physics Review B* 15, pp. 2458–2468.

- Winske, D. and M.E. Jones (1994). "Particulate dynamics at the plasma-sheath boundary in DC glow discharges". In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 22, p. 454.
- Zalm, P.C. (1983). "Energy dependence of the sputtering yield of silicon bombarded with neon, argon, krypton, and xenon ions". In: *Journal of Applied Physics* 54, pp. 2660–2666.
- Zeldovich, Ya. B. and Yu. P. Raizer (1966). *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Ed. by Ed. W. D. Hayes and R. F. Probstein. London: Academic Press, New York.







# Biografija



Biljana Stankov rođena je 1989. godine u Zrenjaninu. Završila je osnovnu školu „Svetozar Marković Toza“ u Elemiru 2004. godine i Zrenjaninsku gimnaziju u Zrenjaninu 2008. godine. Četiri godine osnovnih studija iz fizike-meteorologije završava na Departmanu za fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu 2012. godine. Iste godine polaže razliku ispita za istraživački smer na fizici i upisuje master studije iz oblasti fizike plazme, koje završava sledeće godine sa master radom pod nazivom „Ispitivanje uslova za snimanje spektralnih linija helijuma iz plazme proizvedene u elektromagnetnoj T-cevi“.

Godine 2013. upisuje doktorske studije iz oblasti fizike plazme na istom fakultetu kao stipendista Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja. Zapošljava se na Institutu za fiziku u Beogradu 2016. godine gde stiče zvanje istraživač pripravnik. U julu 2019. godine stiče zvanje istraživač saradnik.

Oblast naučno istraživačkog rada Biljane Stankov je emisiona spektroskopija.



**UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO- MATEMATIČKI FAKULTET**

**KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa:

Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada (dipl., mag., dokt.):

Doktorska disertacija

VR

Ime i prezime autora:

Biljana Stankov

AU

Mentor (titula, ime, prezime,  
zvanje):

dr Igor Savić, vanredni profesor  
dr Milivoje Ivković, naučni savetnik

MN

Naslov rada:

Istraživanja kompleksnih oblika spektralnih  
linija berilijuma u prisustvu berilijumske  
prašine

NR

Jezik publikacije:

srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda:

srpski / engleski

JI

Zemlja publikovanja:

Srbija

ZP

Uže geografsko područje:

Vojvodina

UGP

Godina:

2020

GO

Izdavač:

autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

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

MA

Fizički opis rada:  
FO

(broj poglavlja / stranica / slika / tabela/  
referenci / priloga)  
(4/ 122 / 54/ 17 / 161 / 0)

Naučna oblast:  
NO

Fizika

Naučna disciplina:  
ND

Fizika atoma, molekula i jonizovanih gasova

Predmetna odrednica, ključne reči:  
PO

Optička emisiona spektroskopija, izvori plazme,  
spektralne linije berilijuma, berilijumska  
prašina, linije sa zabranjenim komponentama

UDK

Čuva se:  
ČU

Biblioteka departmana za fiziku,  
PMF-a u Novom Sadu

Važna napomena:  
VN

nema

Izvod:  
IZ

Opisani su detalji konstrukcije novog izvora plazme, u impulsnom režimu, konstruisanog za potrebe ekscitacija linija berilijuma u prisustvu berilijumske prašine. Konstrukcija izvora je ostvarena na takav način da je sprečeno prodiranje čestica prašine u atmosferu laboratorije. Opisane su dodatne 2 cevi za pražnjenje konstruisane od  $\text{Al}_2\text{O}_3$  i  $\text{SiO}_2$ . Pronađeni su i opisani optimalni uslovi za rad izvora plazme. Vrednosti elektronske koncentracije, određene nakon maksimuma struje, korišćenjem vodonikove balmer beta linije, kreću se u opsegu  $1,16-9,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Elektronska temperatura je određena na osnovu relativnih intenziteta linija dva uzastopna jonizaciona stanja istog elementa i kreće se u opsegu 10 500-15 500 K. Prikazane su snimljene linije berilijuma, osim rezonantnih. Dato je poređenje snimljenih linija sa postojećim teorijskim podacima. Dve linije berilijuma koje se pojavljuju sa zabranjenom komponentom su prikazane prvi put. Pokazano je da postoji tipičan trend zavisnosti odnosa dozvoljene i zabranjene komponente, kao i rastojanja između položaja maksimuma intenziteta ove dve komponente, od elektronske koncentracije, koji se javlja kod linija sa zabranjenim komponentama, što govori o mogućnosti ove linije za primenu u dijagnostici

plazme.

Datum prihvatanja teme od strane Senata: 29.11.2018.

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

(ime i prezime / titula / zvanje / naziv organizacije / status)

KO

predsednik: dr Stevica Đurović, redovni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član: dr Bratislav Obradović, redovni profesor, Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu

član: dr Lazar Gavanski, docent, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

član: dr Milivoje Ivković, naučni savetnik, Institut za fiziku u Beogradu, Univerzitet u Beogradu

član: dr Igor Savić, redovni profesor, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

University of Novi Sad  
Faculty of Sciences  
Key word documentation

Accession number:  
ANO  
Identification number:  
INO  
Document type: Monograph documentation  
DT  
Type of record: Textual printed material  
TR  
Contents code: Doctoral disertation  
CC  
Author: Biljana Stankov  
AU  
Mentor: dr Igor Savić  
MN dr Milivoje Ivković  
Title: Investigation of complex shapes of beryllium  
TI spectral lines in the presence of beryllium dust  
Language of text: Serbian (latin)  
LT  
Language of abstract: english / serbian  
LA  
Country of publication: Serbia  
CP  
Locality of publication: Vojvodina  
LP  
Publication year: 2020  
PY  
Publisher: Author's reprint  
PU  
Publication place: Prirodno-mateatički fakultet,  
PP Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad



Physical description: PD	(chapters / pages / figures / tables/ references / appendixes) (4/ 122 / 54/ 17 / 161 / 0)
Scientific field SF	Physics
Scientific discipline SD	Physics of atoms, molecules and ionized gasses
Subject, Key words SKW	Optical emission spectroscopy, plasma sources, beryllium spectral lines, beryllium dust, spectral lines with forbidden components
UC	
Holding data: HD	Library of Department of Physics Trg Dositeja Obradovića 4
Note: N	none
Abstract: AB	Construction details of new plasma source, running in pulsed regime, for beryllium spectral line studies, in the presence of beryllium dust particles are presented. The construction of the source was realised in such a way that it prevented the ingress of dust particles into the laboratory atmosphere. Construction details and testing of BeO discharge tube in comparison with SiO <sub>2</sub> and Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> discharge tubes are presented, also. Optimal conditions for plasma source operation and beryllium line studies are found. The electron density measured after discharge current maximum is determined from the peak separation of the hydrogen Balmer beta spectral line, and the electron temperature is determined from the ratios of the relative intensities of Be spectral lines emitted from successive ionized stages of atoms. Maximum values of electron density and temperature are measured to be $9.3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ and 16 800 K, respectively. The recorded spectral lines of beryllium, other than resonant lines, are presented. The lines with forbidden component are described for the first time. The functional dependence of the wavelength separation range and peak intensity ratio of these lines upon electron number density suggests the complex profile of the forbidden and allowed line, which can be used for diagnostics of low-temperature beryllium containing plasmas.

Accepted on Senate on:

29.11.2019.

AS

Defended:

DE

Thesis Defend Board:

DB

president: dr Stevica Đuročić, Full Professor,  
Faculty of Sciences, University of Novi Sad

member: dr Bratislav Obradović, Full Professor,  
Faculty of Physics, University of Belgrade

member: dr Lazar Gavanski, Assistant  
Professor, Faculty of Sciences, University of  
Novi Sad

member: dr Milivoje Ivković, Full Research  
Professor, Institute of Physics in Belgrade,  
University of Belgrade

member: dr Igor Savić, Full professor, Faculty  
of Sciences, University of Novi Sad