

Univerzitet u Beogradu
Fizički fakultet

Milica M. Vasiljević

**Razvoj novih spektroskopskih metoda za
određivanje parametara prikatodne oblasti
abnormalnog tinjavog pražnjenja u argonu i
argonu sa vodonikom**

doktorska disertacija

Beograd, 2021

University of Belgrade
Faculty of Physics

Milica M. Vasiljević

**Development of new methods for determination
of parameters in the cathode sheath region of an
abnormal glow discharge**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2021

Mentor:

Dr Đorđe Spasojević, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

Članovi komisije:

Dr Nikola Konjević, profesor emeritus
Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

Dr Đorđe Spasojević, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

Dr Ivan Videnović, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu, Fizički fakultet

Dr Gordana Majstorović, redovni profesor
Univerzitet odbrane, Vojna akademija

Dr Nikola Ivanović, docent
Univerzitet u Beogradu, Poljoprivredni fakultet

Datum odbrane: 31.03.2021.

Zavalnica

Iskrenu zahvalnost izražavam prerano preminulom docentu dr Nikoli Šišoviću, mentoru mojih doktorskih studija na tome što mi je otvorio vrata u svet jonizovanih gasova i Laboratorije za spektroskopiju gasnih pražnjenja. Na usmerenju, pomoći i podršci koju mi je pružio tokom godina zajedničke saradnje i motivaciji da ostanem u naučnom svetu.

Neizmerno se zahvaljujem prof. dr Đorđu Spasojeviću, mentoru doktorske disertacije na podršci i saradnji koju mi je pružio tokom doktorskih studija i samog procesa pisanja teze. I na nesebičnoj pomoći u teškim trenucima bez koje možda ne bi došlo do realizacije ove disertacije.

Prof. emeritusu Nikoli Konjeviću, na predloženoj temi, nesebičnoj pomoći i motivaciji, kao i svemu što sam od njega naučila tokom godina doktorskih studija.

Prof. dr Gordani Majstorović na dugim razgovorima i bodrenju, i naravno na pomoći, upornosti i podršci da zajednički rezultati ugledaju svetlost dana.

Zahvaljujem kolegama iz Laboratorije za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja: prof. dr Ivan Videnović, dr Jovica Jovović, docent dr Nikola Ivanović i Nikodin Nedić na pomoći pri realizaciji eksperimenta, analizi dobijenih eksperimentalnih rezultata i kreiranju pozitivne i motivišuće atmosfere za rad, ali i za druženje.

Posebno se zahvaljujem mojim prijateljima: Ani, Neletu, Jeleni, Pixiju, Stanislavu, Limunu, Ukiju, Marku, Saši, Mariji, Milici.. na godinama druženja, smeha, lepih trenutaka, neiscrpnih saveta, zajedničkih izlazaka i putovanja. Na tome što ste uvek uz mene, na strpljenju da me saslušate i što bi bez vas sve bilo mnogo teže.

Hvala mojoj fizičarskoj porodici iz Novog Sada Bilji, Vuji, Bojani, Milošu, Strahinji i Sonji. Na druženju, nauci, sreći, putovanjima, ICPS-u, motivaciji i na svemu što prolazimo zajedno.

I am extremely grateful to Prof. Dragan Damjanović for accepting me in his group and giving me a chance to work in very friendly and motivating environment. For his help, advices, fruitful discussion and for believing in me.

I would like to thank to Prof. László Forró for the help he provided me during the hard time at EPFL and for giving me a chance to be a part of his amazing group.

To the EPFL team: Endre, Andrea, Alessia, Xavier, Elina, Ines, Sam, Luka, Ivica, Trpko, Marton, Lidia, Konstantin, Edo, BoJung, Ana, Juan, Mahmoud, Elmira, Ramin, Robin, Lukas and Cecilia-my Italian sister. My Antwerp friends Amin and Mehdi. Thank you for the amazing time we spend together, for your friendship and support. For all the indoor and outdoor activities and unforgettable adventures. Cheers!

Dunji i Dadi zbog osećaja kuće u Lozani. Na divnim trenucima, prijateljstvu, razgovorima, kafama, izlascima, putovanjima i svemu ostalom.

Posebna zahvalnost ide Pavi, bez kog bi sve drugačije izgledalo. Hvala ti na konstantnoj motivaciji i podršci, pažnji, ljubavi i na svemu što dolazi.

Miki i Daci bez kojih bih se danas verovatno bavila robotikom. Hvala sto me pratite i volite oduvek.

I najvažnije mojoj porodici. Mojoj Kekani. Mihailu, Milošu i Marini. Što me držite čvrsto na zemlji, volite, brinete, pazite i zovete, što ste uvek uz mene i nikad nisam sama. Mami i tati na svemu! Na nesebičnoj ljubavi i podršci, na pomoći i na tome što veruju u mene bez obzira na sve. Bez vas ništa ne bi bilo moguće. Volim vas!

Milica Vasiljević

Mojoj baki

Rezime

U okviru ove doktorske disertacije proučavani su oblici spektralnih linija atoma i molekula sa ciljem da se razviju nove i unaprede postojeće metode za određivanja parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP) Grimm-ovog tipa u argonu i smešama argona i vodonika.

Prikatodna oblast je deo ATP gde se odvijaju najvažniji procesi za rad tinjavih pražnjenja. U ovoj oblasti elektroni koji su napustili površinu katode se ubrzavaju, vrše ekscitaciju i jonizaciju čestica radnog gasa, čime se njihov broj uvećava usled multiplikacije. Pozitivni joni, fotoni, ekscitovane i neutralne čestice radnog gasa pogađaju katodu i oslobađaju nove elektrone. Elektroni i njihovi sudarni procesi u prikatodnoj oblasti i oblasti negativnog svetljenja su veoma značajni za održavanje tinjavih pražnjenja. Glavna karakteristika prikatodne oblasti je raspodela jačine makroskopskog električnog polja od koje zavise ubrzavanje naelektrisanih čestica, njihove putanje, kinetičke energije, kao i raspršivanje katodnog materijala. Ovi procesi se koriste za različite tehničke primene kao što su depozicija tankih filmova, nagrizanje plazmom i dubinska analiza katodnog materijala.

U cilju razvoja novih metoda za određivanje jačine električnog polja proučavano je sedam spektralnih linija argona, zajedno sa prve dve linije vodonika iz Balmer-ove serije. Sve linije su eksperimentalno posmatrane sa strane (side-on) izvora Grimm-ovog abnormalnog tinjavog pražnjenja u uslovima sniženog pritiska na različitim katodnim materijalima (bakar, gvožđe i volfram). Snimljeni spektri pokazuju da se spektralna linija atoma argona Ar I 518,775 nm pomera, spektralna linija Ar I 522,127 nm i pomera i cepa, i da se kod linija jedanput jonizovanog atoma argona (Ar II 434,81 nm; 458,99 nm; 460,96 nm; 484,78 nm; i 487,98 nm) javljaju proširena krila u prikatodnoj oblasti pražnjenja.

Predstavljena je studija tinjavog pražnjenja u argonu i mereni su Stark-ovi pomeraji izabranih linija neutralnog argona, koji se mogu koristiti za pouzdano određivanje jačine električnog polja i njegove raspodele kroz prikatodnu oblast pražnjenja. Vrednosti jačine električnog polja određene su iz profila H_{β} linije Balmerove serije i poboljšana je metoda za merenje Stark-ovih pomeraja spektralne linije neutralnog argona. Merenja u uslovima malih jačina polja pokazala su da postoji kvadratna korelacija $\Delta\nu = cF^2$ između Stark-ovog pomeraja talasnog broja $\Delta\nu$ i jačine električnog polja F , i za tu korelaciju je određen koeficijent c . Poređenjem sa vrednostima jačine električnog polja izmerenim uz pomoć profila H_{β} linije pokazano je i da se Stark-ovi pomeraji linija atoma argona, iako dosta mali, mogu uspešno koristiti za merenja jačine električnog polja. Na ovaj način je dobijena jednostavna i brza metoda za određivanje jačine električnog polja u argonu i smešama argona i vodonika.

Spektroskopskim posmatranjima sa strane snimljeni su profili jedanput jonizovanih linija argona Ar II korišćenjem tehnike optičke emisije spektroskopije. Proširena krila Ar II linija, koja su posledica uticaja električnog polja, omogućuju proučavanje mehanizama koji utiču na formiranje oblika linije, dinamiku čestica pražnjenja i njihovih interakcija sa katodnim materijalom i matričnim gasom. Rezultati su sumirani u dve analitičke formule, od kojih jedna daje vezu između poluširine krila jonske linije i debljine prikatodne oblasti, a druga korelaciju između poluširine krila linije i jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti.

Drugi važan parametar prikatodne oblasti predstavlja gasna temperatura. Granica prikatodne oblasti određena je korišćenjem poboljšane modelne funkcije za fitovanje H_{α} linije Balmer-ove serije vodonika za određivanje raspodele jačine električnog polja. Unapređene su metode

za određivanje raspodela rotacione, vibracione i gasne temperature iz dva sistema molekulskih traka molekula vodonika. Svi eksperimenti urađeni su u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog pražnjenja u vodoniku i mešavini vodonika i argona. Određene su raspodele rotacione i gasne temperature iz pobuđenog elektronskog stanja $d^3\Pi_u$ ($v'=0,1,2,3$) Q-grane Fulcher- α sistema H_2 ($d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$), iz 0-0, 1-1, 2-2 i 3-3 trake, kao i iz R-grane elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+$, $v'=0 \rightarrow B^1\Sigma_u^+$, $v''=0$ i izvršena poređena sa vrednostima dobijenim iz Fulcher- α sistema. Vibraciona temperatura dobijena je iz odnosa relativnih intenziteta Q-grana 2-2 i 3-3 trake Fulcher- α sistema H_2 . Raspodela ovih temperatura menja se duž prikatodne oblasti i sve trake daju konzistentne vrednosti za dobijene temperature.

Ključne reči: Grimm-ovo abnormalno tinjavo pražnjenje, Prikatodna oblast, Dijagnostika plazme, Oblici spektralnih linija, Stark-ovi pomeraji, Raspodela jačine električnog polja, Gasna temperatura, Molekulske trake vodonika.

Naučna oblast: Fizika

Uža naučna oblast: Fizika jonizovanog gasa i plazme

UDK broj: 533.9 (043)

Abstract

Within this doctoral dissertation, the shapes of atomic and molecular spectral lines were studied in order to develop new and improve existing methods for determination of the cathode sheath parameters in an abnormal glow discharge operating in argon and in gas mixtures of argon and hydrogen.

The cathode sheath region is a significant part of an abnormal glow discharge where various processes important for the operation and application of glow discharge occur. This is the region where heavy charged particles accelerate and collide with other discharge constituents generating charged and neutral particles in the ground or excited state before bombarding the cathode surface. These electrons and their collision products in cathode sheath and negative glow region are relevant discharge constituents for sustaining glow discharge operation. The most important parameter of the cathode sheath region is the electric field strength distribution, which depends on current density, pressure, cathode material, geometry of the discharge etc, and determines the acceleration of the charged particles, influencing their path and kinetic energy. All these processes are relevant for the operation of glow discharge as well as for numerous applications in the field of spectroscopic analysis, plasma etching, thin film deposition and depth profiling of cathode material.

In order to establish new methods for the electric field strength determination the profiles of seven argon lines and two Balmer hydrogen lines were studied. All profiles were experimentally observed side-on to an abnormal Grimm glow discharge source operating at low pressure in argon and argon-hydrogen mixture, with three different cathode material. The side-on spectra showed a spectral line shift and sometimes a simultaneous shifting and splitting in the cathode sheath region of the glow discharge. The results of the measured line shift with the available data for the DC Stark effect were used to estimate the electric field strength in the cathode sheath region of the glow discharge.

A study of argon glow discharge shows that measured wavenumber DC Stark shifts $\Delta\nu$ of two neutral argon lines, can be used for reliable determination of the electric field strength F distribution in the cathode sheath region of discharge. In order to experimentally determine the coefficient c in quadratic correlation $\Delta\nu = cF^2$, manifested in a low field range (up to 15 kV/cm), the values of F are measured via Stark polarization spectroscopy of the hydrogen Balmer beta line. Measurements in the low electric field strength range showed that the Ar I lines Stark shifts, although rather small, can be determined with a given numerical procedure. Consequently, a simple and inexpensive tool for determination of the electric field strength distribution in the cathode sheath region of an argon glow discharge has been developed. During the spectroscopic observation of the cathode sheath region the shape of Ar II lines are recorded side-on to the discharge axis and parallel to plane cathode surface by using the optical emission spectroscopy technique. Our experimental line shape analysis shows that the atomic line shapes can be used for a determination of the electric field strength distribution and the thickness of the cathode sheath region. Whereas the broadened wings of the Ar II lines provide an insight into line shape formation as a result of the electric field strength distribution, which is essential for the discharge particles dynamics, and interaction with matrix gas and sputtered cathode material. The results are summarized in two analytic formulas, one for the half width of wings as a function of the cathode distance from the recording position and another formula for the correlation between Ar II line width and electric field strength.

Furthermore, the gas (translational) temperature T_g is of great interest since it determines the rate of chemical reactions. The boundary of the cathode sheath is determined using the well-established techniques for determination of the electric field strength distribution, employing the Stark polarization spectroscopy of hydrogen Balmer alpha line. The rotational and gas temperature of excited electronic states of H_2 was determined from the R branch of the $GK^1\Sigma_g^+, v'=0 \rightarrow B^1\Sigma_u^+, v''=0$ band and the Q-branch of the Fulcher- α diagonal band $d^3\Pi_u^-, v' \rightarrow a^3\Sigma_g^+, v''$ ($v'=v''=0, 1, 2, 3$) and mutually compared. The population of excited energy levels, determined from the relative line intensities, was used to derive the rotational temperature of the ground state of hydrogen molecule. The vibrational temperature is determined from the relative intensities of vibrational bands of the Fulcher- α system ($d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ electronic transition; Q-branch $v'=v''=2$ and $v'=v''=3$). The distributions of rotational temperature show that all three temperatures (gas, rotational and vibrational) vary along the cathode sheath region of discharge and that all measured bands give consistent values for the rotational temperature.

Keywords: Glow discharge, Cathode sheath region, Plasma diagnostics, Spectral line shape, Stark shift, Electric field strength distribution, Gas temperature, Hydrogen molecule.

Scientific field: Physics

Field of scientific specialization: Physics of ionized gases and plasma

UDC number: 533.9 (043)

SADRŽAJ

UVOD.....	1
1. FIZIČKE OSNOVE ELEKTRIČNOG GASNOG PRAŽNJENJA.....	4
1.1. Pojam gasnog pražnjenja.....	4
1.2. Pojam samostalnog gasnog pražnjenja.....	5
1.3. Tinjavo pražnjenje.....	6
2. NAJVAŽNIJE OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNJENJA	9
2.1. Prikatodna oblast.....	9
2.1.1. Metode merenja jačine električnog polja.....	10
2.1.2. Dužina prikatodne oblasti d	12
2.1.3. Teorijska istraživanja oblasti katodnog tamnog prostora	13
2.2. Oblast negativnog svetljenja	16
2.2.1. Dužina oblasti negativnog svetljenja l_g	17
2.2.2. Teorije oblasti negativnog svetljenja	17
3. TEORIJA STARK-OVOG CEPANJA I POMERANJA SPEKTRALNIH LINIJA I PREGLED REZULTATA OD ZNAČAJA	19
3.1. Stark-ov efekat makropolja.....	19
3.1.1. Stark-ova polarizaciona spektroskopija linija vodonika	20
3.1.2. Merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija atoma argona.....	26
3.2. Stark-ov efekat mikropolja	33
3.3. Prirodno širenje.....	34
3.4. Instrumentalno širenje.....	34
3.5. Doppler-ovo širenje	34
3.6. Širenje usled pritiska.....	35
4. OPIS EKSPERIMENTA	36
4.1. Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa.....	36
4.2. Izvor pražnjenja	38
4.3. Eksperimentalna postavka	40
4.4. Posmatranje profila spektralnih linija	41
5. ODREĐIVANJE JAČINE ELEKTRIČNOG POLJA KORIŠĆENJEM STARK-OVSKI POMERENIH LINIJA ARGONA Ar I.....	44
5.1. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 518,775 nm	46
5.2. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 522,127 nm	49
5.3. Rezime i zaključak.....	55
6. PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA Ar II U PRIKATODNOJ OBLASTI GRIMM-OVOG PRAŽNJENJA	57

6.1. Posmatranje oblika spektralnih linija Ar II u prikatodnoj oblasti.....	58
6.2. Procesi koji utiču na poreklo proširenih profila linija jedanput jonizovanog atoma argona u prikatodnoj oblasti.....	61
6.3. Numeričko modeliranje oblika jonskih linija Ar II u prikatodnoj oblasti	67
6.4. Uticaj katodnog materijala na oblik jedanput jonizovanih linija Ar II u prikatodnoj oblasti.....	68
6.5. Zavisnost oblika spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona od jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti	72
6.6. Rezime i zaključak.....	75
7. KORIŠĆENJE MOLEKULSKIH TRAKA VODONIKA ZA RAČUNANJE RASPODELE GASNE TEMPERATURE U PRIKATODNOJ OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNENJA	76
7.1. Određivanje jačine električnog polja	77
7.2. Određivanje raspodele temperature korišćenjem Fulcher- α sistema iz molekula vodonika.....	81
7.2.1. Određivanje raspodela rotacione i gasne temperature	82
7.2.2. Određivanje raspodele vibracione temperature	87
7.3. Određivanje raspodele temperature korišćenjem $GK \ ^1\Sigma_g^+ \rightarrow B \ ^1\Sigma_u^+$ elektronskog prelaza molekula vodonika	90
7.4. Rezime i zaključak.....	94
ZAKLJUČAK.....	95
Literatura.....	98

UVOD

Sve šira primena kvantitativne i kvalitativne analize metalnih i nemetalnih uzoraka metodom optičke emisione spektroskopije uslovlila je potrebu za katalogizacijom talasnih dužina spektara gasova i uzoraka koji se najčešće koriste u analitičke svrhe. Za karakterizaciju čvrstih uzoraka metodama optičke emisione spektroskopije uobičajeno se koriste tinjava pražnjenja (TP). Glavni problem pri korišćenju ovih pražnjenja predstavlja nedostatak informacija o formiranju spektralnih linija i tehnikama za određivanje raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti.

Izvori TP u analitičke svrhe se prave po ugledu na originalni Grimm-ov dizajn [1]. Izvor pražnjenja korišćen u ovde prikazanim istraživanjima je izrađen u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta Univerziteta u Beogradu, a predstavlja cev sa ravnom katodom konstruisanu po ugledu na rešenje koje su predložili Ferreira i saradnici [2] a unapredili Kuraica i saradnici [3,4]. Prednost ovakve konstrukcije u odnosu na originalan dizajn Grimm-ovog izvora, osim što omogućava posmatranja pražnjenja duž pravca električnog polja, je što pruža mogućnost posmatranja normalno na pravac električnog polja. Zbog geometrije, pražnjenje je ograničeno samo na unutrašnjost anode, što ovaj izvor svrstava u grupu otežanih tinjavih pražnjenja. Za održavanje ovakvih pražnjenja neophodni su visoki naponi između elektroda, čime se ulazi u režim abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP), gde ne dolazi do formiranja pozitivnog stuba i jasno su vidljive samo prikatodna oblast i oblast negativnog svetljenja. Ova pražnjenja imaju širok spektar primena u spektrohemiji, a koriste se i kao izvori u masenoj spektrometriji.

Prikatodna oblast je deo ATP gde se odvijaju najvažniji procesi za rad tinjavih pražnjenja. [5-7]. U ovoj oblasti elektroni koji su napustili površinu katode se ubrzavaju, vrše ekscitaciju i jonizaciju čestica radnog gasa, čime se njihov broj uvećava usled multiplikacije. Pozitivni joni, fotoni, ekscitovane i neutralne čestice radnog gasa pogađaju katodu i oslobađaju nove elektrone. Ovi elektroni i njihovi sudarni procesi u prikatodnoj oblasti i oblasti negativnog svetljenja su značajni za održavanje tinjavih pražnjenja. Raspodela jačine električnog polja je važna karakteristika prikatodne oblasti i od nje zavisi ubrzavanje naelektrisanih čestica, njihove putanje, kinetičke energije, kao i raspršivanje katodnog materijala. Svi ovi procesi su važni u različitim oblastima spektroskopske analize, za depoziciju tankih filmova, nagrizanje plazmom i dubinsku analizu katodnog materijala [6,7]. Poznato je da se jaka električna polja formiraju u blizini katode, pa je i debljina prikatodne oblasti bitan parametar pri opisivanju pražnjenja.

Jedna od prvih metoda za mapiranje električnog polja u prikatodnoj oblasti bilo je skretanje elektronskog snopa [8]. Za merenje električnog polja korišćena je i metoda zasnovana na Stark-ovoj spektroskopiji, kao i optogalvanska detekcija laserski ekscitovanih Rydberg-ovih stanja atoma helijuma i laserska spektroskopija visoke spektralne rezolucije [9-12]. Ova osetljiva tehnika koristi lasere za pobudu atoma iz metastabilnog u Rydberg-ovo stanje, što ima za posledicu emitovanje linija čija je poluširina linearno proporcionalna jačini električnog polja. Iako je ova tehnika dosta pouzdana, zbog svoje kompleksnosti nije dostupna u svakoj laboratoriji zbog čega se javlja potreba za razvojem novih metoda za određivanje raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti korišćenjem instrumenata standardno dostupnim u spektroskopskim laboratorijama.

Do sada je razvijeno više jednostavnih tehnika zasnovanih na optičkoj emisioj spektroskopiji. Najpoznatija je Lo Surdo tehnika korišćena za proučavanje Stark-ovog efekta [13] i merenje jačine električnog polja u vodoniku i smešama inertnih gasova sa vodonikom [14-18]. Navedena istraživanja zasnovana su na proučavanju Stark-ovog efekta kod linija Balmerove serije vodonika. Raspodela jačine električnog polja je takođe merena tehnikom separacije maksimalnih intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente linija helijuma He I 447,1 nm i 492,1 nm [20,21], a nakon toga i korišćenjem linija neutralnog atoma neona i argona [19,22,23].

Izvršene eksperimentalne studije od prve polovine 1990-tih godina u Laboratoriji za spektroskopiju gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta u Beogradu pod rukovodstvom profesora Nikole Konjevića dale su značajan doprinos razvoju ove oblasti i znatan broj novih metoda, što se vidi iz priloženog spiska literature. Važno je napomenuti da je u okviru laboratorije razvijen i metode za merenje rotacione, vibracione i gasne temperature [24-26], takođe primenom tehnike optičke emisioj spektroskopije.

U okviru ove doktorske disertacije prikazani su rezultati eksperimentalnog istraživanja oblika spektralnih linija atoma argona Ar I, jedanput jonizovanog atoma argona Ar II, Balmerove H_α i H_β linije atoma vodonika, kao i rezultati istraživanja Fulcher- α sistema i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronskog prelaza molekula vodonika u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja Grimm-ovog tipa [1,2]. Sva eksperimentalna istraživanja urađena su u Laboratoriji za spektroskopiju gasnih pražnjenja, Fizičkog fakulteta u Beogradu kako bi se razvile nove i unapredile postojeće dijagnostičke metode za određivanje parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP).

Cilj istraživanja je razvoj novih i unapređenje postojećih metoda za određivanje parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja u argonu i smešama argona preko oblika spektralnih linija atoma, molekula i jona.

Doktorska disertacija je podeljena u sedam poglavlja. U prvom poglavlju, objašnjeni su osnovni fizički procesi koji se odigravaju u gasnim pražnjenjima. U drugom poglavlju su prikazani procesi zastupljeni u prikatodnoj oblasti i oblasti negativnog svetljenja abnormalnog tinjavog pražnjenja, zajedno sa pregledom metoda i rezultatima ranijih istraživanja ovih oblasti. U trećem poglavlju dat je prikaz teorije Stark-ovog cepanja i pomeranja spektralnih linija i pregled dosadašnjih radova koji su činili polazni osnov za istraživanja prikazana u okviru ove disertacije. U četvrtom poglavlju detaljno je objašnjen modifikovani Grimm-ov izvor pražnjenja i eksperimentalna postavka. U petom poglavlju predstavljena je studija tinjavog pražnjenja u argonu koja obuhvata merenja Stark-ovih pomeraja dve linije neutralnog argona Ar I 518,775 nm i Ar I 522,127 nm, koje mogu da se koriste za pouzdano određivanje jačine električnog polja i raspodele kroz prikatodnu oblast pražnjenja. Ideja je da se odredi koeficijent c u kvadratičnoj korelaciji $\Delta\nu = cF^2$, kojoj podležu argonove linije u uslovima malih jačina električnog polja, kao u slučaju izvršenih eksperimenata, i da se razvije jednostavna i brza metoda za određivanje jačine električnog polja u čistom argonu. U šestom poglavlju analizirani su profili jedanput jonizovanih spektralnih linija argona Ar II u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog tinjavog pražnjenja. Profili spektralnih linija Ar II simljenih u vidljivom delu spektra imaju kompleksan oblik, koji se sastoji od uskog centralnog dela i proširenih krila. Eksperimentalna analiza pokazuje da ovakvi oblici mogu biti korišćeni za određivanje raspodele električnog polja i debljine prikatodne oblasti. Proširena krila Ar II linija, koja su posledica uticaja električnog polja, omogućuju proučavanje mehanizama koji utiču na formiranje oblika linije, dinamiku čestica

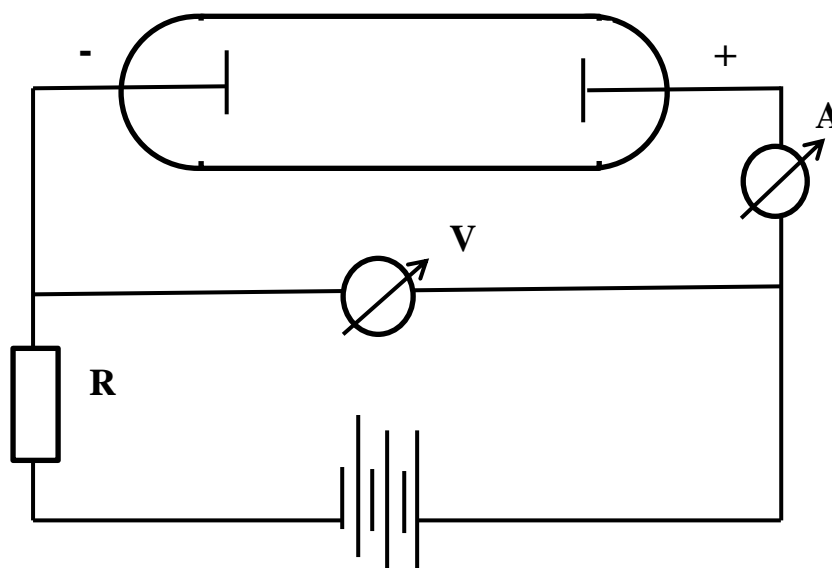
pražnjenja i interakcije sa katodnim materijalom i matičnim gasom. Predložena je modelna funkcija za fitovanje profila koja omogućava određivanje poluširine uskog centralnog dela i proširenih krila. Poznavanje ovih poluširina je pomoglo u razvoju jednostavne metode za određivanje jačine električnog polja i debljine prikatodne oblasti u čistom argonu. U sedmom poglavlju prikazani su eksperimentalni rezultati raspodele rotacione i gasne temperature kroz prikatodnu oblast Grimm-ovog pražnjenja koje su određene iz Fulcher- α sistema i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronskog prelaza molekula vodonika. Određene su i vibracione temperature korišćenjem relativnih intenziteta vodonikovih linija iz Fulcher- α trake. Granica prikatodne oblasti određena je korišćenjem tehnike za određivanje distribucije električnog polja, jačina električnog polja računata je preko poboljšane modelne funkcije za precizno fitovanje profila H_α linije Balmerove serije.

U zaključku je prikazan naučni doprinos doktorske disertacije. Posle zaključka, dati su redom: pregled literature, biografija autora, Izjava o autorstvu, Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije dokorskog rada i Izjava o korišćenju.

1. FIZIČKE OSNOVE ELEKTRIČNOG GASNOG PRAŽNJENJA

1.1. Pojam gasnog pražnjenja

Električno gasno pražnjenje označava pojavu u kojoj materija koja se nalazi u gasovitom agregatnom stanju, pod određenim uslovima, postaje provodnik električne struje. Da bi elektroneutralan gas bio u stanju da provodi električnu struju u njemu treba da postoje slobodni nosioci naelektrisanja - elektroni i joni. Potrebno je da se deo atoma i/ili molekula gasa nalazi u jonizovanom stanju tj. da bude postignuto stanje gasne plazme. Električno gasno pražnjenje može se formirati u uređaju koji je prikazan na slici 1.1.1.



Slika 1.1.1. – Shema uređaja za dobijanje električnog gasnog pražnjenja i snimanje strujno-naponske karakteristike.

U cev ispunjenu gasom na sniženom pritisku postavljene su dve elektrode povezane sa izvorom jednosmernog napona. Pri malim vrednostima napona na elektrodama, električna struja će proticati kroz gas samo ako se na njega deluje spoljašnjim jonizatorom. U ovom slučaju gas u cevi nalazi se u režimu nesamostalnog pražnjenja. Sa povećanjem napona, naelektrisane čestice stiču dovoljno energije da u sudarima jonizuju molekule gasa. Kada se stvori dovoljan broj elektron-jonskih parova, kroz procese multiplikacije, dolazi do proboja u gasu i nema više potrebe za prisustvom spoljašnjeg jonizatora. Gas prelazi u režim samostalnog pražnjenja. Prelazak u režim samostalnog pražnjenja praćen je intenzivnim svetljenjem gasa, koje potiče od deekscitacije atoma/molekula gasa.

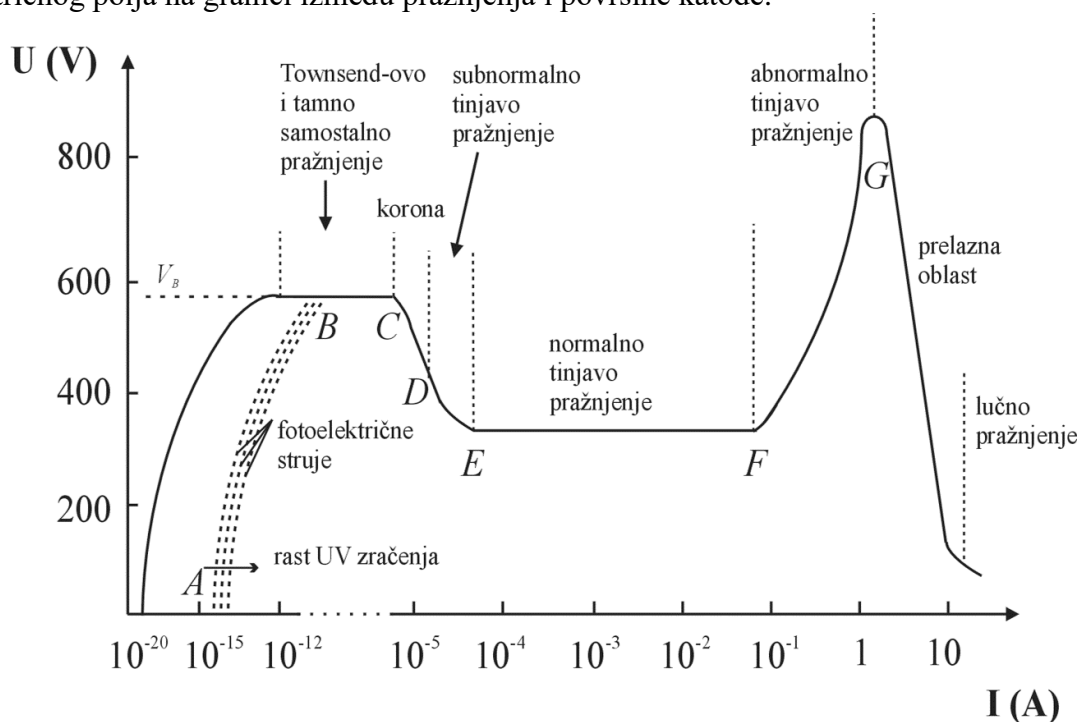
U istraživanjima procesa u jonizovanom gasu uglavnom su značajna samostalna pražnjenja, pa kad se govori o gasnim pražnjenjima u užem smislu podrazumeva se da su to samostalna gasna pražnjenja.

1.2. Pojam samostalnog gasnog pražnjenja

Razmatramo slučaj cilindrične staklene cevi u kojoj se nalaze dve planparalelne elektrode priključene na izvor jednosmernog napona. Cev je ispunjena gasom na sniženom pritisku. Vrednost napona između elektroda je jednaka nuli u početnom trenutku. Ako se napon između elektroda malo poveća javljaju se nasumični proboji, sa veoma malim vrednostima jačine struje. Dimenzije oblasti i učestanost proboja rastu sa naponom. Ako se katoda izloži ultraljubičastom zračenju svetlosti dolazi do porasta jačine struje. Kako dolazi do daljeg povećanja napona jačina struje počinje značajnije da raste. Tada vrednost jačine struje postaje određena električnim otporom u kolu i nezavisna je od bilo kod spoljašnjeg izvora jonizacije. Na taj način uspostavlja se režim samostalnog pražnjenja.

Kada napon između elektroda dostigne vrednost probojnog napona V_B u cevi ispunjenoj gasom na sniženom pritisku se uspostavlja tamno pražnjenje. Njemu odgovara oblast BC na strujno-naponskoj karakteristici različitih tipova samostalnih pražnjenja prikazanoj na slici 1.2.1 [27]. Sa daljim porastom jačine struje, razlika potencijala između elektroda značajno se smanjuje i pri vrednosti struje od oko 10^{-4} A ta razlika postaje konstantna. Na slici 1.2.1 oblast DE, gde se vidi opadanje vrednosti potencijala, odgovara subnormalnom pražnjenju, a oblast gde je napon konstantan EF predstavlja normalno tinjavo pražnjenje.

U slučaju normalnog tinjavog pražnjenja vrednost struje raste za nekoliko redova veličine (od 10^{-4} do 0.1 A), ali ne dolazi do promene napona između elektroda. U ovom slučaju pražnjenjem je obuhvaćen jedino deo katode čija je aktivna površina proporcionalna jačini struje. Sa porastom jačine struje, pražnjenje obuhvata oblast cele katode, a napon pražnjenja se značajno povećava, odnosno uspostavlja se abnormalno tinjavo pražnjenje kojem odgovara oblast FG na slici 1.2.1. Sa daljim porastom jačine struje dolazi do toga da napon dostiže maksimalnu vrednost, a zatim značajno opadne čime pražnjenje prelazi u lučni režim. Emisija elektrona u lučnom pražnjenju vodi poreklo od termoelektronske emisije katode i jakog električnog polja na granici između pražnjenja i površine katode.



Slika 1.2.1. – Strujno-naponska karakteristika gasnih pražnjenja [27].

1.3. Tinjavo pražnjenje

U opštem slučaju, kod tinjavog pražnjenja postoji karakteristična rapodela svetlih i tamnih zona u oblasti između katode i anode, koja je prikazana na slici 1.3.1 [27]. Prostorni raspored zona i javljanje određenih zona u pražnjenju zavisi od pritiska gasa, jačine električne struje i napona, ali i od vrste radnog gasa.

Kod normalnog tinjavog pražnjenja uglavnom su prisutne sve zone bez obzira na uslove u pražnjenju. Polazeći od katode mogu se uočiti sledeće zone:

Aston-ov tamni prostor je prvi tamni prostor uz samu katodu. Potpuno je taman i veoma uzan, a graniči se sa prvim katodnim slojem blede svetlosti. Ove dve zone mogu da se ponove tj. može da se pojavi još jedan uzan taman sloj iza kog dolazi drugi svetao sloj. Zone koje se ponavljaju su dosta slabijeg intenziteta od prethodnih, i retko se dešava da je uočljivo više od dva para slojeva.

Prikatodna oblast prostire se od katode do oblasti negativnog svetljenja i obuhvata sve katodne slojeve i tamne prostore, osim Aston-ovog. Ovaj sloj nije u potpunosti taman iako tako deluje kada se posmatra u odnosu na najsvetliji deo pražnjenja. Naziva se još i oblast katodnog pada potencijala i biće detaljno razmatrana u drugom poglavlju.

Oblast negativnog svetljenja predstavlja najsvetliju zonu pražnjenja. Njegova boja zavisi od vrste radnog gasa. Ima dosta oštru granicu sa prikatodnom oblasti i difuznu sa Faraday-evim tamnim prostorom. Intenzitet svetlosti u ovoj oblasti ima maksimum oko sredine svetle zone i opada prema anodi ka Faraday-evom tamnom prostoru. Ova oblast biće potpunije objašnjena u drugom poglavlju.

Faraday-ev tamni prostor je relativno mali tamni prostor koji nastaje kao posledica nečistoća koje su u tragovima prisutne u pražnjenju.

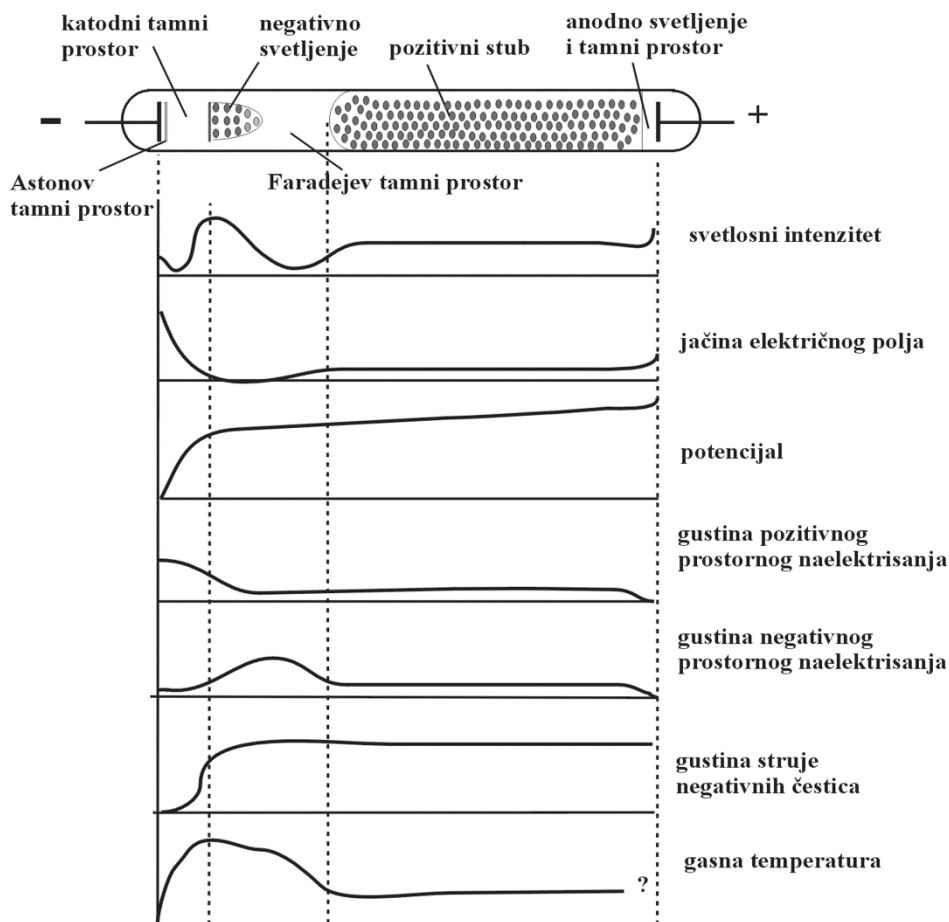
Pozitivan stub predstavlja dugačak svetao stub uniformne plazme i prostire se između Faraday-evog i anodnog tamnog prostora. Boja mu zavisi od radnog gasa, ali je različita od boje negativnog svetljenja, a i slabijeg je intenziteta. Kod molekulskih gasova javljaju se svetle i tamne zone (strijacije) raspoređene duž stuba koje mogu biti stacionarne ili nestacionarne. Mogu da se kreću veoma brzo što u nekim slučajevima stubu daje uniforman izgled. Granica pozitivnog stuba i Faraday-evog tamnog prostora difuznog je karaktera.

Anodni tamni prostor i anodno svetljenje predstavljaju uzan taman prostor koji se nalazi na kraju pozitivnog stuba uz zonu anodnog svetljenja. Postoji značajna zakrivljenost granične oblasti između ove dve zone.

Radi potpunijeg razumevanja postojanja rapodele svetlih i tamnih zona između katode i anode unutar cevi ispunjene gasom na sniženom pritisku, koja je prikazana na slici 1.3.1, u nastavku teksta biće objašnjen mehanizam održanja električnog gasnog pražnjenja.

Elektroni energije nekoliko elektronvolti (eV) napuštaju katodu i bivaju ubrzani zbog prisustva jakog električnog polja u prikatodnoj oblasti. Ubrzo postižu energiju maksimuma ekscitacione funkcije gornjih energijskih nivoa određenih spektralnih linija u vidljivoj oblasti spektra, i tu se javlja prikatodna oblast. Elektronski fluks ima svojstvo snopa što jasno definiše katodni sloj. Elektroni izgube veći deo energije u ekscitacionim sudarima, pa se

ponovo ubrzaju te se tako formira drugi katodni svetli sloj, slabijeg intenziteta od prethodnog. Udaljavanjem od katode elektroni se brzo kreću i u tom delu pražnjenja ne može se postići značajna ekscitacija. U procesima jonizacije prvenstveno učestvuju elektroni stvarajući nove elektrone koji i sami bivaju ubrzani. Sa rastojanjem od katode raste jonizacija, dok jačina električnog polja opada i dostiže nultu vrednost na granici sa negativnim svetljenjem.



Slika 1.3.1. – Shematski prikaz promene parametara tinjavog pražnjenja duž cevi za pražnjenje [27].

U oblast negativnog svetljenja ulaze dve grupe elektrona. U većini su spori elektroni koji nastaju u procesu jonizacije u prikatodnoj oblasti, a manji broj su brzi elektroni koji dolaze sa katode. Energija brzih elektrona jednaka je energiji prikatodne oblasti, a energije obe grupe elektrona opadaju sa udaljavanjem od katode. Spori elektroni lako ekscituju atome i jone, a brzi ih jonizuju i proizvode intenzivno svetlo u oblasti negativnog svetljenja. U neelastičnim sudarima brzi elektroni predaju svoju energiju i prodiru dalje od sporih elektrona. Iz tih razloga raspodela intenziteta svetlosti postiže maksimum u oblasti negativnog svetljenja, pa opada prema anodi. Fotoni i joni iz negativnog svetljenja i pozitivni joni iz prikatodne oblasti proizvode dovoljan broj sekundarnih elektrona za održavanje pražnjenja.

Svojstva elektronskog snopa se gube u oblasti negativnog svetljenja. U njoj se elektroni kreću na stohastičan način, rekombinacija postaje zanemarljiva, a ukupna emitovana svetlost rezultat je ekscitacije. Zbog viška elektrona formira se negativno prostorno naelektrisanje na anodnom kraju negativnog svetljenja. Faraday-ev tamni prostor predstavlja modifikovanu verziju prikatodne oblasti. Elektroni iz oblasti negativnog svetljenja bivaju ubrzani ali ne postižu dovoljne energije za procese ekscitacije i jonizacije, jer je električno polje slabo. Osnovna razlika između prikatodne oblasti i Faraday-evog tamnog prostora je ta što usled

brzog kretanja elektrona u prikatodnoj oblasti postoji neznatna ekscitacija, dok je u Faraday-evom tamnom prostoru njihovo kretanje usporeno i nemaju dovoljnu energiju za ekscitaciju.

U pozitivnom stubu dolazi do formiranja kvazineutralne homogene plazme. Koncentracije elektrona i jona su jednake, jačina električnog polja ima malu vrednost i mali stepen jonizacije, a tok naelektrisanih čestica u radijalnom pravcu ka zidovima cevi obezbeđuje se ambipolarnom difuzijom. Na zidovima naelektrisane čestice se rekombinuju i nastaju u u istoj meri kao i u pražnjenju. Električna struja duž ose pozitivnog stuba održava se pomoću elektrona koji dolaze iz Faraday-evog tamnog prostora. Ti elektroni imaju malu brzinu drifta i završavaju na anodi.

Usled kretanja elektrona ka anodi i odbijanja pozitivnih jona od anode dolazi do formiranja negativnog prostornog naelektrisanja i nastanka električnog polja ispred anode. To polje je znatno slabije nego u prikatodnoj oblasti i odgovara mu mali anodni pad potencijala. Pozitivni joni nastali jonizacijom u toj oblasti kreću se usmereno ka pozitivnom stubu. Njihov broj jednak je broju jona koji napuštaju pozitivni stub i kreću se ka Faraday-evom tamnom prostoru.

U okviru ove doktorske disertacije proučavani su oblici spektralnih linija i raspodela električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja Grimm-ovog tipa. Ovo pražnjenje, koje pripada grupi otežanih (*engl.* obstructed) tinjavih pražnjenja, ima osobinu da pri smanjenju rastojanja između elektroda ili snižavanjem pritiska, dolazi do smanjenja efikasnosti jonizacije u sudarima elektrona sa atomima ili molekulima gasa. Da bi se pražnjenje održalo potrebne su velike vrednosti napona između elektroda, čime se ulazi u režim abnormalnog tinjavog pražnjenja (slika 1.2.1). Kod otežanih tinjavih pražnjenjima nema uslova za formiranje pozitivnog stuba, a u slučaju Grimm-ovog abnormalnog tinjavog pražnjenja jasno se uočavaju samo prikatodna i oblast negativnog svetljenja.

2. NAJVAŽNIJE OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNENJA

U ovom poglavlju biće detaljnije razmotrene prikatodna i oblast negativnog svetljenja, kao najvažnije oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja zajedno sa kratkim pregledom teorijskih i eksperimentalnih istraživanja.

2.1. Prikatodna oblast

Svojstva ove oblasti nezavisna su od ostatka pražnjenja; pražnjenje može da postoji bez pozitivnog stuba ili Faraday-evog tamnog prostora, ali uvek ima prikatodnu oblast. Ona je paralelna površini katode, a struja protiče duž normale na površinu katode. U slučaju kada se katoda translira ili rotira u ravni ova oblast se pomera zajedno s katodom što je jedan od pokazatelja da se u prikatodnoj oblasti dešavaju najvažniji procesi za održavanje pražnjenja.

U prikatodnoj oblasti postoji jako električno polje koje ubrzava naelektrisane čestice te se u njoj elektroni nastali sekundarnom emisijom sa katode ubrzavaju ka anodi i na tom putu ekscituju i jonizuju čestice gasa, a njihov broj se multiplicira usled jonizacije. Joni gasa nastaju u celoj zapremini pražnjenja i to najviše u oblasti negativnog svetljenja. Pozitivni joni difuzijom prelaze u prikatodnu oblast u kojoj bivaju ubrzani električnim poljem. Na putu ka katodi u sudarima pozitivnih jona i to dominantno sa neutralima, koji su najmnogobrojniji, dolazi do niza elementarnih procesa od kojih posebno treba istaći razmenu naelektrisanja, zbog velikog efikasnog preseka. Razmenom naelektrisanja brzi jon postaje brzi neutral skoro iste brzine, a spori neutral postaje spori jon kojeg električno polje dalje ubrzava ka katodi. U ukupnom rezultatu katoda biva bombardovana brzim pozitivnim jonima, a u manjoj meri i brzim neutralima. Joni se unutar katode u dominantnom broju neutralizuju i deo njih kao i deo brzih neutrala biva reflektovan nazad u prikatodnu oblast kao brzi neutrali sa smanjenom energijom¹. Dodatno dolazi i do raspršivanja materijala katode, čiji atomi kroz prikatodnu oblast odlaze u ostale oblasti pražnjenja. Svi ovi procesi su važni u različitim oblastima spektroskopske analize, za depoziciju tankih filmova, plazma etching i dubinsku analizu katodnog materijala [6,7].

Raspodela jačine električnog polja je najvažnija karakteristika prikatodne oblasti, od nje zavisi ubrzavanje naelektrisanih čestiva, njihove putanje, kinetičke energije, kao i raspršivanje katodnog materijala. Iz ovih razloga očigledna je potreba za razvijanjem neperturbujućih dijagnostičkih metoda raspodele električnog polja F u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja.

¹ Više atomski projektili se unutar katode dominantnim delom disosuju.

2.1.1. Metode merenja jačine električnog polja

U ovom delu dat je pregled metoda koje se koriste pri eksperimentalnom određivanju jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti električnih gasnih pražnjenja. Ove metode mogu se podeliti u nekoliko grupa:

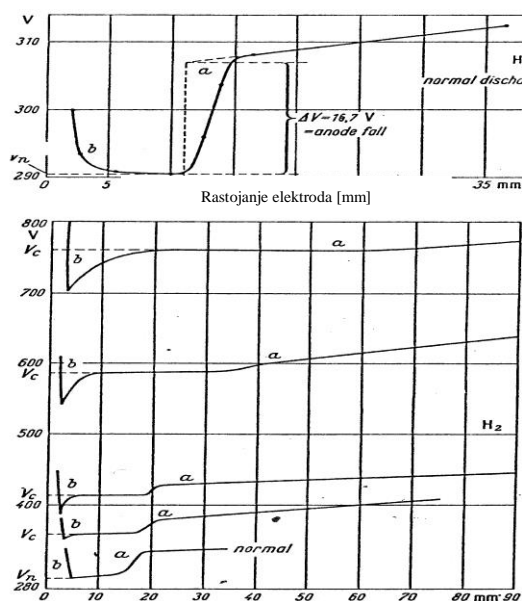
Sondna merenja – Langmuir-ovim sondama meri se minimum prostornog potencijala u pražnjenju. Katodni pad potencijala ΔV_s definisan je kao razlika potencijala sonde i katode. Jačina električnog polja računa se prema formuli:

$$F = \frac{\Delta V_s}{\Delta x} \quad (2.1.1.1)$$

Ova metoda daje najbolje rezultate u oblasti slabih električnih polja. Njeni nedostaci su ograničenja vezana za pritisak, gustinu struje, veličinu sonde i perturbaciju polja unošenjem sonde.

Električna merenja - Skretanje elektronskog snopa je jedna od metoda za merenje jačine električnog polja u svakoj tački prikatodne oblasti. Ovu metodu predložio je J. J. Thompson [28], a prvi je upotrebio Aston [29]. Skretanje snopa proporcionalno je polju, ali za izvođenje numeričkih relacija je bolje kalibrisati skretanje snopa u poznatom uniformnom polju. Metod je unapređen u pogledu dizajna i osetljivosti, a posebno na mestima gde snop ulazi u i izlazi iz komore za pražnjenje. Elektronski snop ima malu jačinu struje, koja skoro ne remeti pražnjenje i koristi se na niskim pritiscima od oko 1 mbar za energiju snopa reda veličine 100 eV. Promena polja između elektroda približno je linearna i postaje jednaka nuli na granici između prikatodne oblasti i negativnog svetljenja. Integral vrednosti polja od katode do ove tačke daje vrednost V_c . Rezultati dobijeni primenom metode skretanja elektronskog snopa su u abnormalnim tinjavim pražnjenjima saglasni sa rezultatima dobijenim korišćenjem drugih metoda. Ova metoda se upotrebljava za polja veća od 30 kV/cm i može biti korišćena u prikatodnoj oblasti, pozitivnom stubu i anodnoj oblasti.

Potencijal elektroda – Razlika potencijala između elektroda se meri pomeranjem anode ka katodi pri čemu se struja pražnjenja održava konstantnom, što je prikazano na slici 2.1.1. Prvo se vidi blago linearno opadanje pri kretanju anode kroz pozitivan stub. Zatim se javlja pad potencijala u Faraday-evom tamnom prostoru, što dovodi do nestanka anodnog pada, a dolazi i do vizuelnog iščezavanja anodnog svetljenja. Dalje su promene jedva primetne sve do ivice prikatodne oblasti, gde potencijal naglo raste. Katodni pad potencijala V_c definisan je kao razlika potencijala između elektroda, u slučaju potpunog nestanka anodnog pada. Opisani metod se može koristiti i bez pokretne anode, jer zbog promene pritiska gasa pražnjenje počinje da se širi od katode, sve dok se anoda ne stopi sa Faraday-evim tamnim prostorom ili negativnim svetljenjem.



Slika 2.1.1.– Zavisnost razlike potencijala od rastojanja elektroda [27].

Definicija potencijala V_c zavisna je od metode merenja koja se koristi. Svaka metoda karakteriše se određenom mernom nesigurnošću, koja nije veća od nekoliko procenata zbog čega se smatra da su rezultati dobijeni različitim metodama međusobno saglasni. Veća odstupanja mogu se javiti usled prisustva nečistoća u gasu i na površini katode.

Delovanje mehaničke sile na elektrode, obično katodu je metoda koja daje rezultate za polje F_c na površini katode. Sila po jedinici površine je:

$$P = \frac{\epsilon_0 F_c^2}{2} \quad (2.1.1.2)$$

Ova jednačina treba da se koriguje za impuls koji katoda dobija od jona. Metoda je dala dobre rezultate za F_c u radu Braunbeck-a [30].

Spektroskopske metode merenja - merenje distribucije električnog polja korišćenjem tehnike optičke emisije spektroskopije (OES) zasnovano je na posmatranju promene oblika spektralnih linija, do koje dolazi usled Stark-ovog efekta izazvanog makroskopskim električnim poljem koje dovodi do cepanja i pomeranja atomskih energetskih nivoa i posledičnog cepanja i pomeranja spektralnih profila emitovanih linija. Pri jakim električnim poljima u prikatodnoj oblasti u gasovima kao što su H, He, Ar, i Ne [31] merenje promene oblika spektralnih linija je pogodno za određivanje jačine polja jer daje dosledne rezultate, osim u uskim cevima gde zbog naelektrisanja zidova dolazi do distorzije oblika polja. U najjednostavnijem slučaju cepanje $\delta\nu$ spektralnih linija frekvencije ν dato je kao:

$$\delta\nu \propto F^2 \quad (2.1.1.3)$$

gde je F jačina električnog polja.

Radi potpunosti treba ukazati još na dve često korišćene tehnike za merenje raspodele jačine električnog polja, a to su optogalvanska detekcija laserskih ekscitovanih Rydberg-ovih stanja atoma helijuma [10,32] i laserska spektroskopija visoke spektralne rezolucije [11,33-35]. Ove

osetljive tehnike, koriste lasere za pobudu atoma iz metastabilnog u Rydberg-ovo stanje, čija osetljivost je linearno proporcionalna jačini električnog polja. Na taj način može se odrediti jačina električnog polja na određenoj poziciji u prikatodnoj oblasti merenjem Stark-ovog pomeraja emitovane spektralne linije. Iako su ove tehnike dosta pouzdane, one zbog svoje kompleksnosti nisu dostupne u svakoj laboratoriji zbog čega se javlja potreba za razvojem novih metoda za određivanje distribucije električnog polja u prikatodnoj oblasti.

U skorije vreme razvijene su jednostavne tehnike zasnovane na optičkoj emisionoj spektroskopiji. Najpoznatija je Lo Surdo tehnika korišćena za proučavanje Stark-ovog efekta [13]. Ova tehnika je primenjena za merenje jačine električnog polja u vodoniku i smešama inertnih gasova sa vodonikom [14-19]. Navedena istraživanja zasnovana su na proučavanju Stark-ovog efekta kod linija Balmerove serije vodonika. Takođe, korišćene su i linije atoma helijuma He I 447,1 nm i 492,1 nm pri čemu je raspodela jačine električnog polja merena tehnikom separacije maksimalnih intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente [20,21], a nakon toga i korišćenje linija neutralnog atoma neona i argona [19,22,23].

Metode merenja električnog polja u prikatodnoj oblasti korišćenjem Stark-ovog efekta biće detaljno razmotrene u četvrtom poglavlju doktorske disertacije.

2.1.2 Dužina prikatodne oblasti d

U elektronegativnim gasovima primećuje se jasna granica između prikatodne i oblasti negativnog svetljenja, jer negativni joni sprečavaju difuziju elektrona. U drugim gasovima i generalno na niskim pritiscima ova granica nije toliko jasno uočljiva i ponekad može samo da se odredi električnim metodama, videti odeljak 2.1.1. Prilikom pomeranja anode ka katodi uz održavanje konstantne vrednosti struje, tačka u kojoj vrednost napona iznenada poraste smatra se granicom prikatodne oblasti. Ovo može da se koristi jedino za male vrednosti katodnog pada potencijala V_c , što nije slučaj u abnormalnom tinjavom pražnjenju. Merenje jačine električnog polja takođe može da se koristi za određivanje dužine d prikatodne oblasti. Tačka u kojoj je ekstrapolirana vrednost električnog polja jednaka nuli smatra se granicom prikatodne oblasti. Rezultati ova tri tipa merenja pokazuju zadovoljavajuću saglasnost [36,37].

Ovde treba istaći da najvažniji parametar za opisivanje dužine katodnog tamnog prostora nije veličina d , nego zapravo proizvod $p \cdot d$, gde je p - pritisak radnog gasa. Za date vrednosti V_c , proizvod $p \cdot d$ bi trebao da bude konstantan.

Postoji nekoliko empirijskih relacija između dužine prikatodne oblasti d i ostalih parametara pražnjenja, koje je dao Aston [38,39]:

$$pd = A + \frac{Bp}{\sqrt{j}} \quad (2.1.2.1)$$

$$d\sqrt{j} = C + D(V - V_0) \quad (2.1.2.2)$$

Gde su A, B, C, D i V_0 konstante, a V je razlika potencijala, a j gustina struje na katodi.

$$j \propto \frac{V^{\frac{3}{2}}}{d^2} \quad (2.1.2.3)$$

2.1.3 Teorijska istraživanja oblasti katodnog tamnog prostora

Teorijski pristup proučavanju oblasti katodnog tamnog prostora nastoji da uspostavi vezu između katodnog pada potencijala V_c , gustine struje j i dužine prikatodne oblasti d i da izračuna vrednosti prethodno pomenutih veličina na osnovu poznatog radnog pritiska i karakterističnih veličina gasa i katodnog materijala (koeficijent α ili jonizaciona funkcija gasa, i koeficijenta γ materijala katode). Zavisnost se obično izražava korišćenjem parametara $V_c, j/p^2$ i $p \cdot d$. Teorija takođe daje varijacije električnog polja F u katodnom tamnom prostoru i demonstrira postojanje minimalne vrednosti $V_c = V_n$ kod normalnog katodnog pada.

U opštem slučaju smatra se da elektroni bivaju oslobođeni sa ravne katode, po jedan elektron za svaki jon koji pogodi površinu katode. Ovi elektroni na početku imaju malu energiju ($\sim 1\text{eV}$) i počinju da se ubrzavaju ka oblasti negativnog svetljenja, i tako ubrzani jonizuju molekule gasa i stvaraju sve više jona kako prilaze granici svetljenja. Prostorno naelektrisanje elektrona i jona određuje električno polje od kojeg zavisi njihovo stvaranje i nestajanje. Na katodi je mali broj elektrona i struja zavisi pretežno od jona, ali na granici oblasti negativnog svetljenja, gde je jačina električnog polje veoma mala, njihov broj se izjednačava, pa zbog velike pokretljivosti elektroni postaju glavni nosioci struje, uz napomenu da zbog velike pokretljivosti elektrona elektronska struja nije zanemarljiva ni uz katodu i raste udaljavanjem od nje. Katodni pad V_c definiše se kao potencijal između katode i ravni blizu granice svetljenja.

Ukupna gustina struje povezana je sa sekundarnim procesima na katodi:

$$j = j^+(1 + \gamma) = eN_c^+v_c^+(1 + \gamma), \quad (2.1.3.1)$$

gde je: j^+ – gustina jonske struje na katodi, N_c^+ – koncentracija, a v_c^+ – brzina drifta pozitivnih jednostruko naelektrisanih jona uz katodu koji daju dominantan doprinos jednačini.

Faktor multiplikacije M u gasu zahteva poznavanje električnog polja u prikatodnoj oblasti, kao i jonizacioni koeficijent i jonizaciju gasa. Ovo se može opisati pomoću sledeće tri jednačine, uzimajući u obzir samo komponentu električnog polja duž ose pražnjenja x :

1. Poisson-ova jednačina

$$\frac{dF}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} (N^+ - N^-) \approx \frac{e}{\epsilon_0} N^+ \quad (2.1.3.2)$$

u kojoj je doprinos elektrona N^- zanemarljiv.

2. Jednačina neprekidnosti

$$e \frac{d(N^+v^+ - N^-v^-)}{dx} = 0 \quad (2.1.3.3)$$

U stacionarnom stanju ukupna stopa stvaranja i gubitka jona i elektrona je jednaka nuli. Pretpostavimo da je z broj jonizacija po cm^3 po sekundi u nekoj tački x , gde je jačina polja F . Difuzija jona se obično zanemaruje, pa je jednačina za jone:

$$z = \frac{d}{dx}(N^+v^+), \quad (2.1.3.4)$$

Jednačina za elektrone glasi:

$$z = f(F) = \frac{d}{dx} \left\{ N^-v^- + D \frac{dN^-}{dx} \right\} \quad (2.1.3.5)$$

3. Jednačina pokretljivosti:

Za jone: $v^+ = F(F) = b^+F$ (konstantna pokretljivost) ili $\propto \sqrt{F}$

Za elektrone: $v^- = b^-F$ ili $\propto \sqrt{F}$ (2.1.3.6)

gde su v^+ i v^- driftne brzine kretanja jona i elektrona, respektivno.

Ove jednačine služe da se odrede promene vrednosti veličina F , N^+ , N^- duž ose pražnjenja x . Ako je granični uslov: $F=0$ kada je $x=d$, tj. na granici prikatodne oblasti i znamo N^+ i v^+ možemo izračunati j^+ ($=eN^+v^+$ za $x=0$).

Konačno,

$$V_c = \int_0^d F dx . \quad (2.1.3.7)$$

Ovim je uspostavljen dovoljan broj jednačina za određivanje vrednosti veličina V_c , j i d . Ovakav pristup balansira sve jednačine i uključuje i osnovnu jednačinu održanja $\gamma(M-1)=I$, koja ne bi trebala da se koristi posebno.

Osnovi moderne teorije prikatodne oblasti predstavljene su u radu Little i von Angel [8]. Pretpostavlja se da se jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti linearno smanjuje sa povećanjem rastojanja od katode, što je potvrđeno u do tada svim relevantnim eksperimentima i smatra se eksperimentalnom činjenicom. Izraz za distribuciju jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti prikazan je kao:

$$F(x) = F_0 \left(1 - \frac{x}{d} \right), \quad (2.1.3.8)$$

gde x i d predstavljaju rastojanje od katode i dužina prikatodne oblasti, redom, a F_0 je jačina električnog polja uz samu površinu katode. Prema radu [8] mehanizam gubitka energije jona

u prikatodnoj oblasti objašnjava se uzimajući u obzir proces simetrične razmene naelektrisanja. Taj proces predstavlja interakciju između jona, koji ubrzavanjem u električnom polju stižu energiju usmerenog kretanja, i neutralne čestice iste vrste, pri kojima dolazi do prelaska elektrona sa neutralne čestice na jon. Nakon razmene naelektrisanja, prethodno jon, a sad brzi neutral, nastavlja da se kreće po inerciji u pravcu električnog polja, a novonastali spori pozitivni jon, koji ima brzinu koja odgovara energiji termalnog kretanja, ubrzava se takođe u pravcu polja. Opisani mehanizam pokazuje da pozitivni joni u potpunosti gube svoju kinetičku energiju pri sudarima sa razmenom naelektrisanja i nastavljaju da se kreću ka katodi počevši od energije koja je jednaka nuli. Posledično, joni koji stignu na katodu u srednjem imaju kinetičku energiju jednaku energiji dobijenoj duž poslednjeg srednjeg slobodnog puta. U ovom razmatranju zanemareni su obrnuti procesi pri kojima dolazi do jonizacije brzih neutrala.

Kasnije teorije zasnovane su na modelu prikatodne oblasti koji su predložili Little i von Angel [8]. Model koji su predložili Davis i Vanderslice (DV) [40] ukazuje da su dominantni procesi koji određuju energijsku raspodelu jona na površini katode zapravo procesi razmene naelektrisanja između jona ubrzanih električnim poljem u prikatodnoj oblasti i termalizovanih atoma ili molekula gasa:



Ova pretpostavka opravdana je proračunima iz [8], po kojima su jedini sudari između jona i molekula koji dovode do promene usmerene komponente brzine jona upravo sudari u kojima dolazi do izmene naelektrisanja. Eksperimentalna potvrda za pretpostavku o ključnoj ulozi procesa izmene naelektrisanja nalazi se u radovima Badereau-a i saradnika [41,42]. Prihvativši stanovište o dominantnoj ulozi procesa izmene naelektrisanja i dokaze iz [43] o poreklu jona u prikatodnoj oblasti, jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti opisana je približno linearnom funkcijom rastojanja x od katode kao:

$$F_x = F(x) = 2 \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right) \quad (2.1.3.10)$$

gde je: U_L – potencijal na ivici prikatodne oblasti dužine L , približno jednak ukupnom naponu između elektroda. Glavna razliku u odnosu na model prikazan u [8] je preciznije određeno mesto poslednjeg sudara jona sa sporim neutralom uz razmenu naelektrisanja.

Rickards [44] je predložio proširenje DV modela uzimajući u obzir različite raspodele potencijala u prikatodnoj oblasti praznjenja. Ako se električni potencijal u opštem slučaju predstavi stepenom funkcijom rastojanja od katode x :

$$U_x = U_L \left[1 - \left(1 - \frac{x}{L}\right)^m\right], \quad (2.1.3.11)$$

onda je izraz za jačinu električnog polja:

$$F_x = m \frac{U_L}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right)^{m-1}. \quad (2.1.3.12)$$

Na osnovu (2.1.3.12) mogu se razlikovati sledeći slučajevi:

- za $m = 2$ dobija se uobičajena aproksimacija linearnog električnog polja, kao u DV modelu;
- za $m = 4/3$ uzima se u obzir prisustvo pozitivnog prostornog naelektrisanja u blizini katode; i
- za $m = 3/2$ uzima se u obzir uticaj pokretljivosti jona.

2.2. Oblast negativnog svetljenja

Mehanizam za održavanje pražnjenja u oblasti negativnog svetljenja opisan je u delu 1.3. , a ovde će biti prikazane osobine ove oblasti.

Intenzitet svetlosti brzo se povećava od ivice prikatodne oblasti i dostiže maksimalnu vrednost u oblasti negativnog svetljenja, nakon čega počinje sporo da opada ka Faradayevom tamnom prostoru.

Najviše informacija o ovoj oblasti dobijene su iz merenja Langmuir-ovim sondama. Poznato je da sonde ne mogu da se koriste u blizini granice prikatodne oblasti, jer tu bivaju izložene brzom snopu elektrona koji dolaze sa katode. U slučaju da ih koristimo dobijamo anomalne sondne krive koje su povezane sa prisustvom pozitivnog prostornog naelektrisanja. Sondna merenja u oblasti negativnog svetljenja najviše je radio Emeleus [45] sa svojim saradnicima i tako dao potpuniju sliku o ovoj oblasti.

U oblasti negativnog svetljenja električno polje je jednako nuli, sa izuzetkom slabih negativnih polja prijavljenih u radu Emeleus-a i saradnika, što je kasnije proglašeno greškom merenja. U pražnjenju se primećuju tri grupe elektrona: primarni, sekundarni i „ultimativni“ [45], a njihovo postojanje i osobine potvrdila su kasnija merenja u helijumu [46]. Primarni elektroni su naziv za brze elektrone koji u oblast negativnog svetljenja ulaze iz prikatodne oblasti. Mnogi od njih imaju energije koje su mnogo veće od 25eV. Ka sredini oblasti negativnog svetljenja elektroni gube deo svoje energije i ona se procenjuje na oko 7eV, a energija „ultimativnih“ iznosi od 0,5 do 2eV.

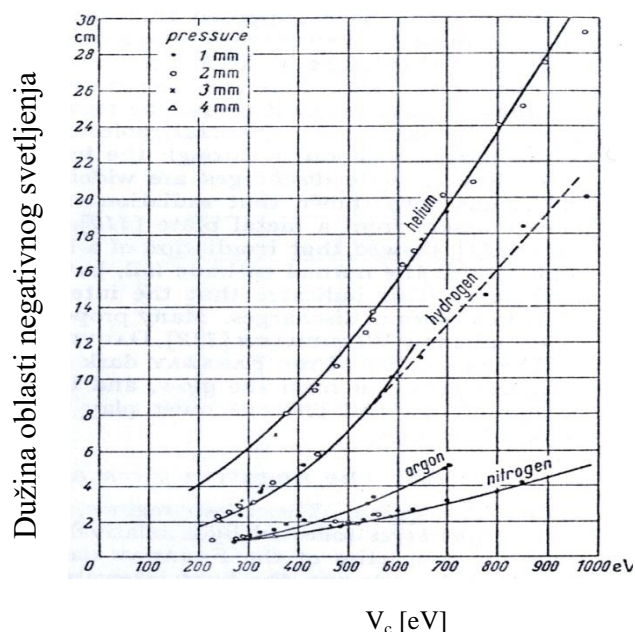
Za proučavanje oblasti negativnog svetljenja osim primene metoda Langmuir-ovih sondi korišćene su i spektroskopske metode. U najsvetlijem delu oblasti negativnog svetljenja, koji je najbliže katodi, spektar se sastoji od linija ekscitovanih atoma i jona. Ti atomi i joni nastaju simultanom jonizacijom i ekscitacijom brzim elektronima, koji dolaze iz prikatodne oblasti. U radu Druyvesteyn [47] primećeno je da se u neonu javljaju linije nastale ekscitacijom jona samo ako je eV_c veće od energije koja je potrebna za ekscitaciju jona sudarom. Takođe su primećene trake He₂ u spektru helijuma što je posledica sudara 2 atoma u stabilnom stanju i jednog u metastabilnom stanju, usled čega nastaje metastabilan molekul pobuđen sporim elektronom. Ako se u pražnjenje doda azot, metastabilno stanje nestaje prilikom sudara sa N₂, koji se disosuje i tada trake helijuma bivaju zamenjene linijama azota u spektru [48].

U oblasti negativnog svetljenja vlada makroskopska elektroneutralnost ($n_e \approx n_i$), raspodela energije je dobro definisana i približna je Maksvelovoj raspodeli, a makroskopsko električno polje je odsutno. U ovoj oblasti na svaki pojedinačan atom može da deluje mikropolje koje potiče od okolnih naelektrisanih čestica usled kojeg dolazi do širenja i pomeranja spektralnih linija. Prema Stark-ovoj teoriji širenja linija [49], oblik i pomeraj izolovanih linija koje su proširene usled dejstva plazme, većinom su određeni sudarima elektrona sa atomom ili jonom koji zrači. Električno mikropolje kvazistacionarnih jona u plazmi ima manji doprinos kod

neutralnih atoma. Poznavanje podataka o Stark-ovim pomerajima u oblasti negativnog svetljenja veoma je značajno za proveru teorije Stark-ovog širenja, ali i za određivanje vrednosti pomeraja spektralnih linija. Stark-ovi pomeraji u plazmi su, osim za testiranje teorije, od značaja za dijagnostiku laboratorijskih i astrofizičkih plazmi, kao i za korekciju Doppler-ovih pomeraja korišćenih za određivanje brzina zvezda itd.

2.2.1 Dužina oblasti negativnog svetljenja l_g

U radu Brewer i Westhaver [50] merena je dužina oblasti negativnog svetljenja u različitim gasovima i za različite dužine prikatodne oblasti. Nađeno je da je ta dužina jednaka dometu elektrona izmerenom u jonizacionoj komori, kao na slici 2.2.1.1. Dužina oblasti negativnog svetljenja povećava se sa smanjenjem pritiska i porastom V_c .



Slika 2.2.1.1. – Domet elektrona i dužina oblasti negativnog svetljenja za različite vrednosti početne energije elektrona [27].

2.2.2 Teorije oblasti negativnog svetljenja

Brzi elektroni, čija energija raste duž prikatodne oblasti, ulaze u oblast negativnog svetljenja i tu energija počinje da im se rasipa. Veći deo energije elektroni gube u jonizaciji i ekscitaciji gasa, a manji u ekscitacionim sudarima, te u Faraday-evom tamnom prostoru imaju energije manje od 1 eV i tada pobuđuju samo metastabilne atome. Ovu teoriju je dao Rogowski [51], a prihvatili su je Weizel, Rompe i Schön [52]. Svetljenje se posmatra kao neutralna plazma kroz koju prolazi snop elektrona i na osnovu toga su izvedene osnovne jednačine za:

- elektronsku struju:

$$j_e = j_1 + eD_e \frac{dN_e}{dx} + eN_e b_e F, \quad (2.2.2.1)$$

- jonsku struju:

$$j_+ = -eD^+ \cdot \frac{dN^+}{dx} + eN^+b^+F, \quad (2.2.2.2)$$

- smanjenje i povećanje broja jona:

$$\frac{dj_+}{dx} = \alpha|j_e| + \beta|j_+|N_e - \varrho eN_eN^+ - \tau eN^+N_e^2 \quad (2.2.2.3)$$

i analognu jednačinu za elektrone. Pored struje j_e od elektronskog snopa koji dolazi u oblast negativnog svetljenja, u jednačinama figurišu članovi za jonizaciju brzim i sporim elektronima, rekombinaciju (ϱ) i rekombinaciju sudarom tri čestice. Navedene jednačine, zajedno sa Poisson-ovom jednačinom (2.1.3.2), rešavaju se metodom sukcesivnih aproksimacija. Granični uslov je proizvoljan i razmatra se u radu Seeliger [53] koji tvrdi da ako se anoda nalazi u oblasti negativnog svetljenja, električno polje može da se opiše eliptičnom funkcijom. Ti rezultati nisu numerički uporedivi sa eksperimentom.

Sondna merenja [54] su vršena radi provere ranije izračunatih energija elektrona koji dolaze u oblast negativnog svetljenja [55]. Proračuni su bazirani na raspodeli polja u prikatodnoj oblasti, a izveli su ih Compton i Morse i utvrdili da je predviđena energija elektrona manja nego izmerena.

U ovom poglavlju dat je uopšteni pregled rezultata teorijskih i eksperimentalnih istraživanja prikatodne i oblasti negativnog svetljenja, a u narednom poglavlju biće dat prikaz teorije Stark-ovog cepanja i pomeranja spektralnih linija, kao i pregled dosadašnjih rezultata od značaja za istraživanja prikazana u okviru ove disertacije.

3. TEORIJA STARK-OVOG CEPANJA I POMERANJA SPEKTRALNIH LINIJA I PREGLED REZULTATA OD ZNAČAJA

U ovom poglavlju dat je prikaz teorije Stark-ovog cepanja i pomeranja spektralnih linija i pregled dosadašnjih radova koji su od značaja za rezultate istraživanja doktorske disertacije. Prikazani su rezultati merenja raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti tinjavih pražnjenja spektroskopskim posmatranjem profila spektralnih linija vodonika i inertnih gasova.

Eksperimentalni i teorijski radovi proistekli iz Laboratorije za spektroskopiju gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta u Beogradu pod rukovodstvom profesora Nikole Konjevića, dali su značajan doprinos razvoju ove oblasti i znatan broj novih metoda. Najvažnije je pomenuti unapređenje i razvoj spektroskopskih metoda za određivanje distribucije jačine električnog polja u Grimm-ovom pražnjenju: a) korišćenjem tehnike merenja rastojanja maksimalnih vrednosti intenziteta zabranjene i dozvoljene komponente spektralne linije helijuma [4,20-21,56-57]; b) metodu za merenje distribucije električnog polja pomoću vodonikovih linija iz Balmerove serije H_{β} i H_{γ} [16]; c) eksperimentalno proučavanje distribucije električnog polja; d) poboljšanje metode Stark-ove polarizacione spektroskopije za merenje cepanja i pomeranja vodonikove H_{β} linije [17], i e) korišćenje izabranih neutralnih i jedanput jonizovanih spektralnih linija inertnih gasova (argon i neon) za određivanje raspodele jačine električnog polja duž prikatodne oblasti [19,22-23,58-60]. U okviru istraživanja razvijen je jednostavan iterativni kinetički model (IKM) koji se koristi za spektroskopsku primenu objavljenu u radu Spasojevića i saradnika [17-18,61-64]. Model je uspešno primenjen za procenu parametara prikatodne oblasti abnormalnog Grimm-ovog tinjavog pražnjenja [17,18], što je izuzetno važno za proučavanje oblika spektralnih linija vodonika i inertnih gasova, kao što su argon i neon. Dosadašnja izučavanja oblika spektralnih linija H_{α} i H_{β} Balmerove serije atoma vodonika u prikatodnoj oblasti [17,18], omogućila su razvoj metode za precizno merenje raspodele električnog polja poboljšanom metodom Stark-ove polarizacione spektroskopije.

Na kraju biće pomenuti i drugi mehanizmi koji imaju uticaj na oblike spektralnih linija.

3.1 Stark-ov efekat makropolja

Makroskopsko električno polje formirano u blizini elektroda je jedna od najvažnijih karakteristika gasnih pražnjenja. Pojava ovog polja je posledica postojanja prostornog naelektrisanja. Prostorna raspodela električnog polja određuju energiju i protok naelektrisanih čestica, a samim tim i gasnog pražnjenja. Da bi smo razumeli ponašanje pražnjenja potrebno je znati jačinu polja u prikatodnoj oblasti.

Posledica Stark-ovog efekta je cepanje i pomeranje atomskih i molekulskih energijskih nivoa, i posledično spektralnih linija u električnom polju. Efekat se koristi u merenju jačina električnog polja preko oblika spektralnih linija atoma vodonika [16-17,65-66], ili spektralnih linija atoma inertnih gasova u prikatodnoj oblasti gasnog pražnjenja [13,67-69]. Najjednostavniji slučajevi cepanja $\Delta\lambda$ spektralne linije određene talasne dužine λ prikazuju se na sledeće načine:

- $\Delta\lambda \propto F$,
- $\Delta\lambda \propto F^2$.

$$(3.1.1)$$

Prvi slučaj predstavlja linearni Stark-ov efekat proporcionalan jačini električnog polja F koji se javlja kod vodoničnih linija i linija jona sličnih vodoniku. U metodi merenja jačine električnog polja zasnovanoj na ovom efektu se mere razlike talasnih dužina između maksimuma komponenti spektralne linije koja se cepa pod uticajem električnog polja, pa se jačina polja računa preko poznate konstante proporcionalnosti jačine polja i rastojanja maksimuma izabrane spektralne linije.

Drugi slučaj opisuje kvadratični Stark-ov efekat, a pojavljuje se kod nevodoničnih atomskih i molekulskih linija. U tom slučaju pomeraj $\Delta\lambda$ spektralne linije sa talasnom dužinom λ je proporcionalan kvadratu jačine električnog polja, tj. F^2 .

U poslednjih nekoliko decenija razvijen je veliki broj metoda za merenje jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti, a većina je bazirana na Stark-ovom cepanju i pomeranju spektralnih linija u prisustvu jakog električnog polja. Za ovu jednostavnu metodu potrebna je jednostavna aparatura što je čini posebno pogodnom naročito u pražnjenjima sa linijama velikog intenziteta,

Metode koje su do sada razvijene najviše se koriste u vodoniku i mešavini inertnih gasova sa vodonikom, a sve više i u čistim inertnim gasovima.

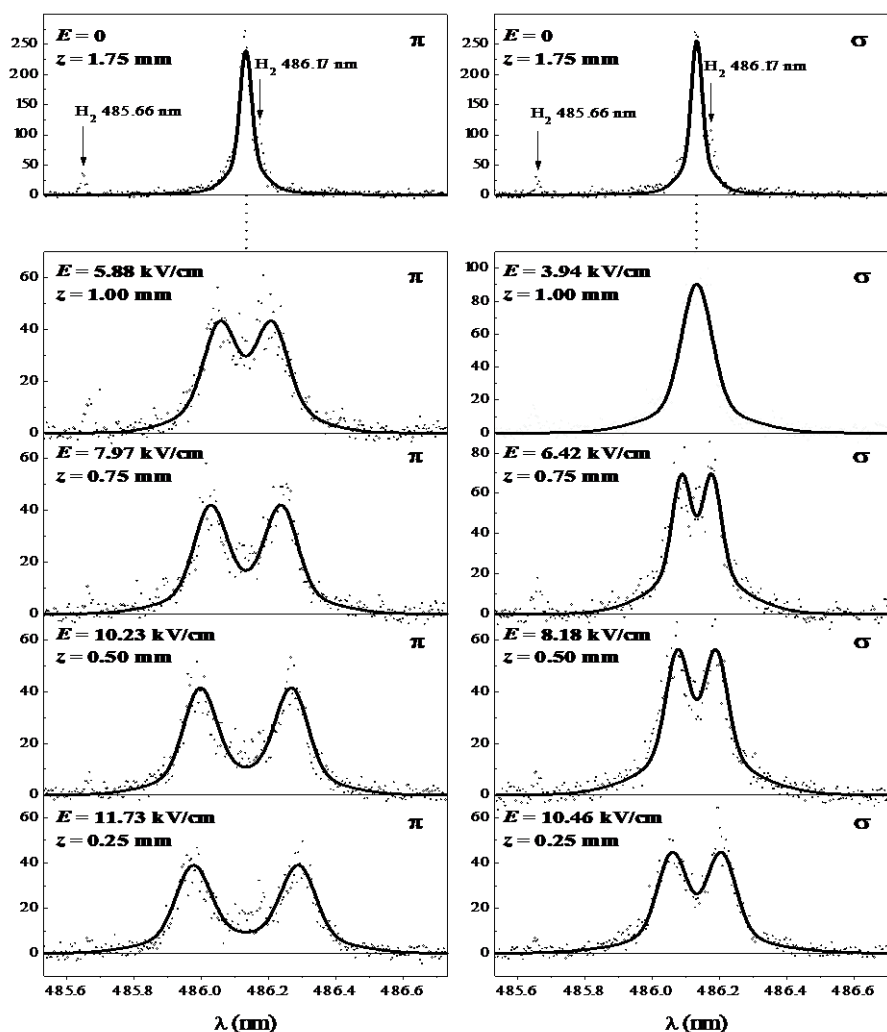
Za ovu doktorsku disertaciju posebno je značajno ponašanje spektralnih linija atoma argona Ar I, i vodonikovih linija H_α i H_β , koje pripadaju Balmer-ovoj seriji. U nastavku će biti prikazani radovi od posebnog značaja, koji predstavljaju polaznu osnovu za merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog pražnjenja.

3.1.1 Stark-ova polarizaciona spektroskopija linija vodonika

U radovima koje ćemo pominjati rađena je Stark-ova polarizaciona spektroskopija. Snimani su π - i σ - profili linija vodonika i dati su eksperimentalni rezultati kao i rezultati primene teorije linearnog Stark-ovog efekta za merenje jačine u prikatodnoj oblasti. Videnović i saradnici su u radu [16] razvili algoritam i program za fitovanje eksperimentalno snimljenih profila spektralnih linija vodonika. Razvijena je numerička procedura korišćena u obradi eksperimentalnih rezultata za fitovanje π - i σ - profila H_β i H_γ linija. Iako je algoritam u numeričkom smislu komplikovana procedura, rezultati iz najboljih fitova eksperimentalnih profila (slika 3.1.1.1) pokazali su da se između jačine električnog polja i rastojanja između maksimuma pikova – separacija maksimuma (engl. *peak-to-peak separation*) $\Delta\lambda_{pp}$ održavaju jasne zavisnosti:

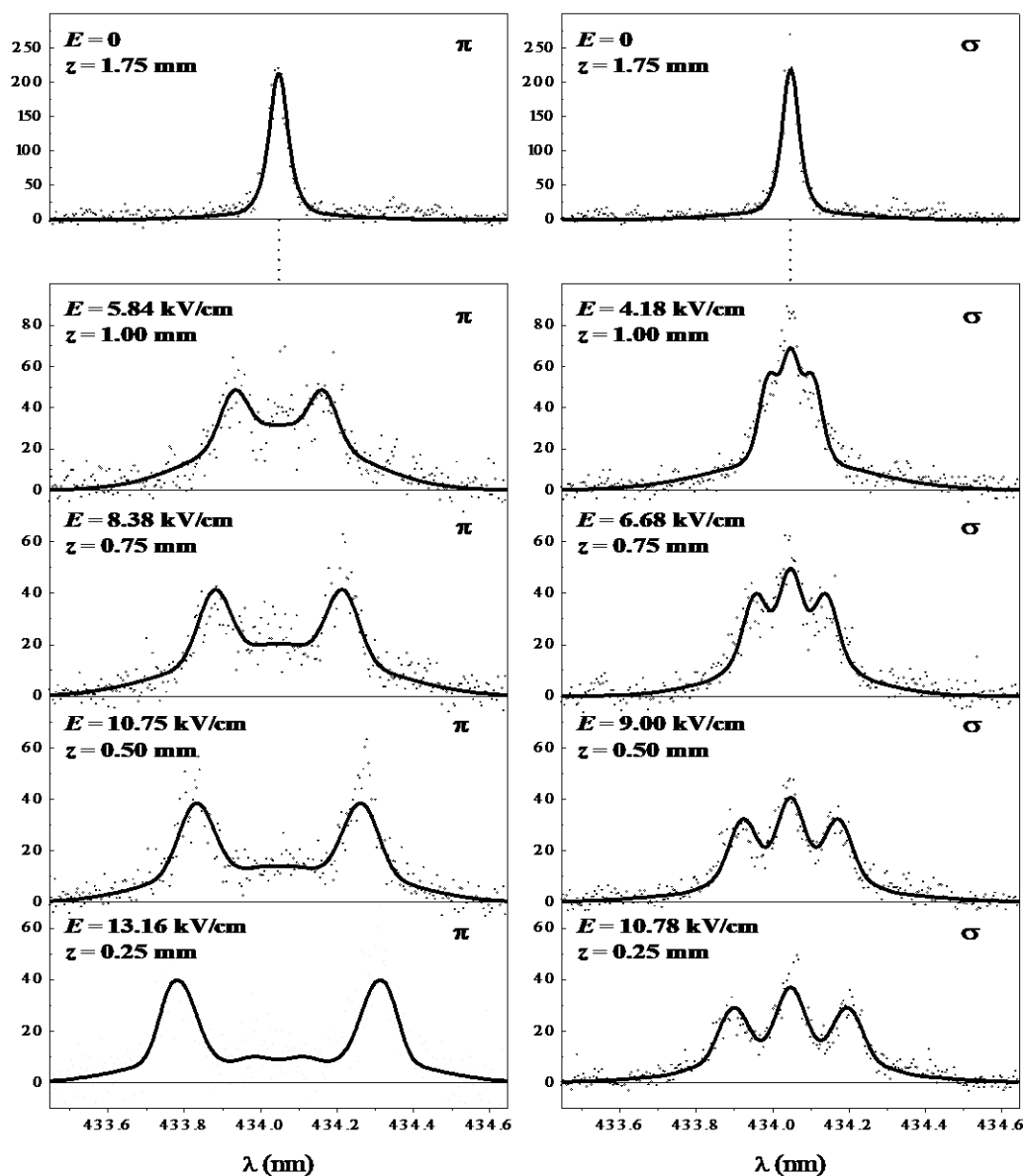
$$\begin{array}{ll}
 E[\text{kV/cm}] = 37,8 \cdot \Delta\lambda_{pp}[\text{nm}] & \text{za } H_\beta (\pi) \text{ profile,} \\
 E[\text{kV/cm}] = 74,6 \cdot \Delta\lambda_{pp}[\text{nm}] & \text{za } H_\beta (\sigma) \text{ profile,} \\
 E[\text{kV/cm}] = 25,1 \cdot \Delta\lambda_{pp}[\text{nm}] & \text{za } H_\gamma (\pi) \text{ profile,} \\
 E[\text{kV/cm}] = 36,4 \cdot \Delta\lambda_{pp}[\text{nm}] & \text{za } H_\gamma (\sigma) \text{ profile.}
 \end{array}
 \tag{3.1.1.1}$$

Poređenjem ovako dobijenih rezultata sa podacima iz najboljih fitova se pokazuje da je sistematska greška u određivanju jačine električnog polja oko 10%, te se snimanjem profila spektralnih linija i merenjem $\Delta\lambda_{pp}$ može proceniti jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti primenom formula (3.1.1.1).



Slika 3.1.1.1. – Eksperimentalni profili i najbolji fitovi Balmerove linije H_{β} u čistom vodoniku. Na ordinatnim osama su intenziteti u arbitrarnim jedinicama. Pražnjenje je vršeno na Fe katodi. Radni uslovi: $p=228$ Pa, $I=30$ mA, $U=920$ V [16].

Isti algoritam za fitovanje Videnović i saradnici [16] su primenili i na pražnjenje mešavine argona (97%) i vodonika (3%). U poređenju sa vodonikom, pražnjenje argona i vodonika formira se bliže katodi, manja mu je dužina prikatodne oblasti, ali mu je radialni gradijent električnog polja veći zbog njegove prostorne nehomogenosti. Kod fitovanja eksperimentalnih profila (slika 3.1.1.2) primećuje se mali negativan efekat na tačnost merenja koji ne prelazi 9%. Teškoće se javljaju zbog većeg stepena prostorne nehomogenosti polja u mešavini argona i vodonika i zbog smanjene osetljivosti oblika spektralnih linija vodonika na Stark-ov efekat.



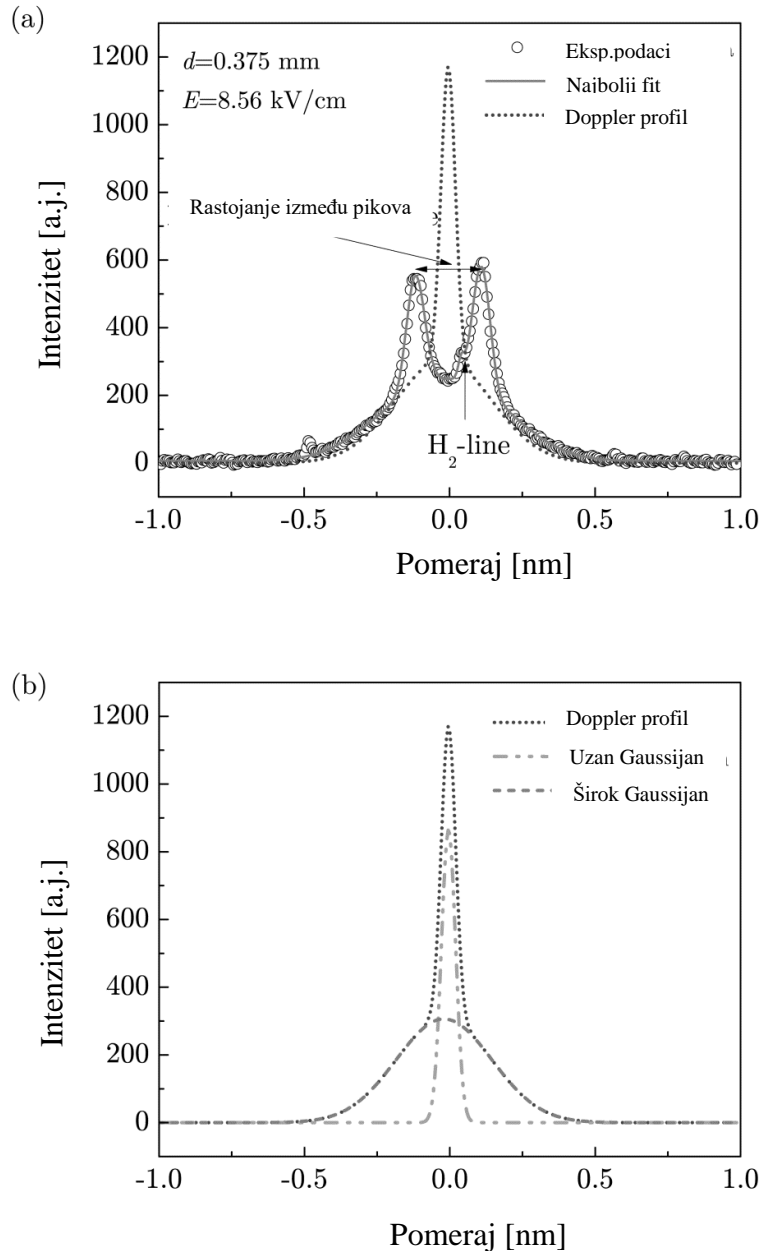
Slika 3.1.1.2. – Eksperimentalni profili i najbolji fitovi Balmerove linije H_{β} u mešavini argona i vodonika. Uslovi su isti kao za prethodnu sliku [16].

Spasojević i saradnici su u radu [17] predstavili eksperimentalno i teorijsko istraživanje raspodele jačine električnog polja kroz prikatodnu oblast abnormalnog tinjavog pražnjenja u vodoniku. Raspodela jačine električnog polja merena je poboljšanom tehnikom Stark-ove polarizacione spektroskopije na Balmerovoj liniji H_{β} . Razvijena tehnika može da izmeri jačinu polja u oblasti vrlo slabih polja, a pokazuje i dobro slaganje sa jakim poljima izmerene poznatom tehnikom separacije maksimuma [16]. Eksperimentalna raspodela jačine polja modelovana je jednostavnim analitičkim formulama, koje sadrže elementarne procese važne za prikatodnu oblast, kao što su sudari i transportni procesi naelektrisanih i neutralnih čestica i njihove međusobne interakcije.

Da bi se odredila raspodela polja korišćene su dve spektroskopske tehnike Stark-ove polarizacije (slika 3.1.1.3) za analizu linijskih profila H_{β} . Prvo je korišćena tehnika separacije maksimuma [16], a onda tehnika za fitovanje profila prema datoj model funkciji:

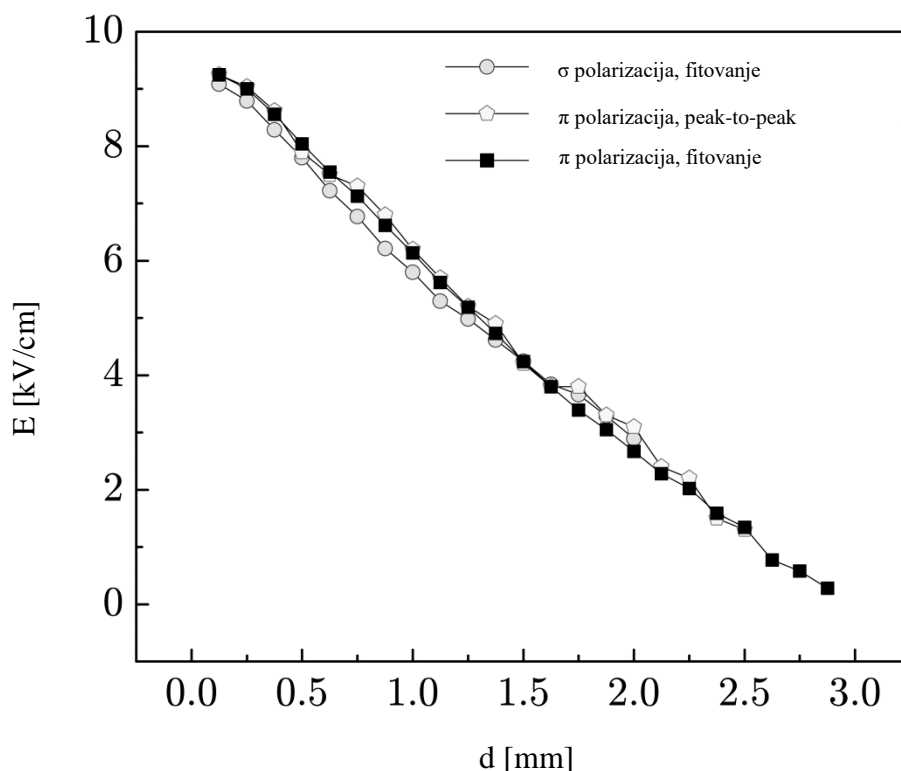
$$y(\lambda) = \mathfrak{S} * [S_E(d) * D_d(\lambda) + G_{H_2}](\lambda) + b \quad (3.1.1.2)$$

Da bi se dobili parametri najboljeg fita u obzir su uzete vrednosti električnog polja zajedno sa drugim parametrima model funkcije i napravljen je namenski računarski program.



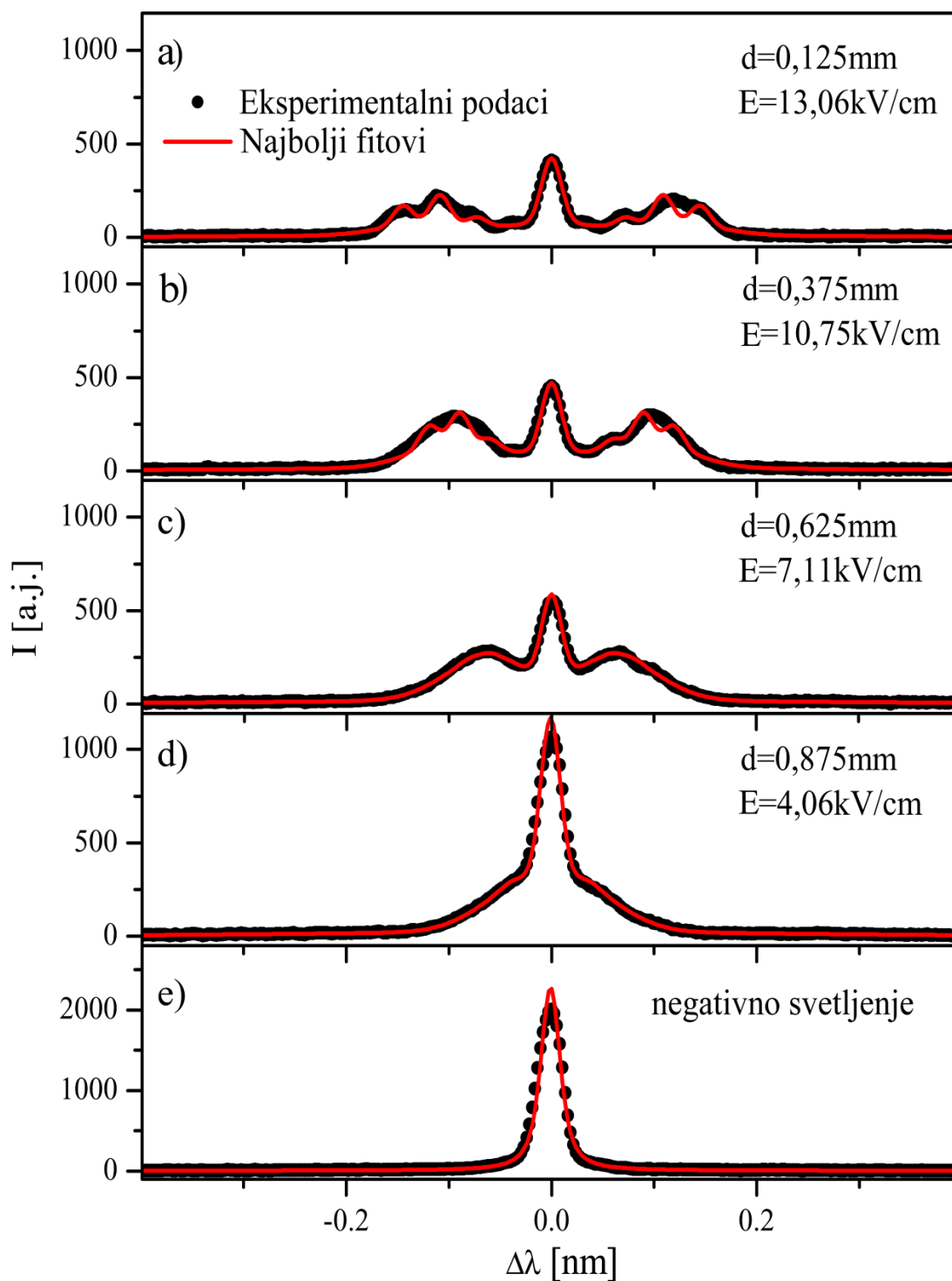
Slika 3.1.1.3. – a) Profil π -polarizovane H_β linije, najbolji fit predstavljen je punom linijom ; b) najbolji fit se sastoji od Doppler-ovog profila i 2 Gauss-ijana [17].

Prednost ove procedure je to što pokazuje slaganje sa metodom separacije maksimuma [16] u oblasti jakih polja, ali sa boljom rezolucijom i većom preciznošću. Uz to, opseg merenja je pomećen ka nižim vrednostima električnih polja, koja se javljaju blizu granice prikatodne oblasti i oblasti negativnog svetljenja (slika 3.1.1.4).



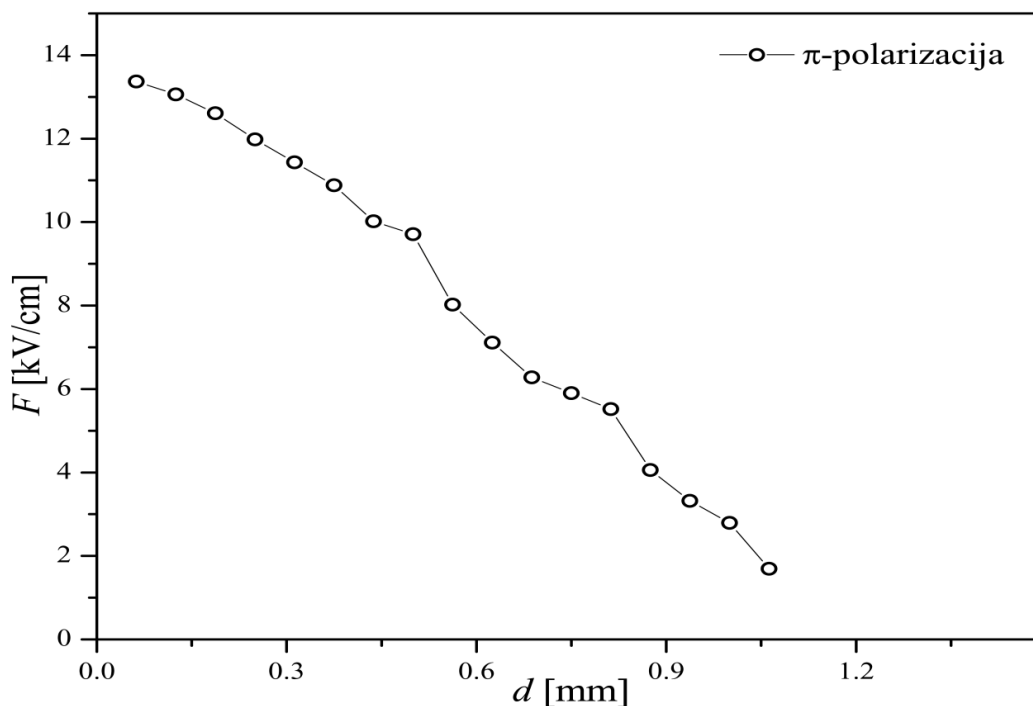
Slika 3.1.1.4. – Eksperimentalna raspodela električnog polja za vodonik [17].

Raspodela jačine električnog polja merena je tehnikom Stark-ove polarizacione spektroskopije i na Balmerovoj liniji H_{α} . Ivanović i saradnici su u radu [19] predstavili eksperimentalno i teorijsko istraživanje distribucije električnog polja u prikatodnoj oblasti ATP u smeši neona i vodonika (99,2% Ne + 0,8% H_2). Za fitovanje intenziteta neperturbovane π – polarizovane H_{α} , koja se koristi u spektroskopskim merenjima električnog polja, izabrana je modelna funkcija koja predstavlja sumu 3 Gauss-ijana. Svaki Gauss-ijan određen je sa dva parametra: punom širinom na polovini maksimuma w i visinom H i centriran na nuli. Prvi opisuje uski centralni pik linije H_{α} , tj. zračenje koje potiče od tzv. "hladnih" vodonikovih atoma nastalih predisocijacijom vibraciono pobuđenih stanja molekula H_2 . Drugi predstavlja proširen „vrat“ linije odnosno zračenje koje potiče od atoma vodonika sa energijom od 4 – 8 eV koji nastaju ekscitacijom H_2 molekula od strane elektrona, dok treći Gauss-ijan prati krila linije koja potiču od zračenja brzih atoma vodonika nastalih neutralizacijom i disocijacijom brzih jona vodonikova i rasejanjem od katodne površine. Slika 3.1.1.5 prikazuje nekoliko profila koji su snimljeni na različitim rastojanjima d od površine katode zajedno sa najboljim fitovima dobijenim korišćenom modelnom funkcijom.



Slika 3.1.1.5. – Profili (tačke) π – polarizovane linije H_α eksperimentalno snimljeni sa strane. Puna linija (crvena) predstavlja modelnu funkciju koja najbolje opisuje eksperimentalne podatke. Eksperimentalni uslovi: katoda od volframa, $p = 6$ mbar, $I = 12,11$ mA i $U = 914$ V [19].

Distribucija jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog ATP-a dobijena je primenom gore opisane metode (slika 3.1.1.6.).

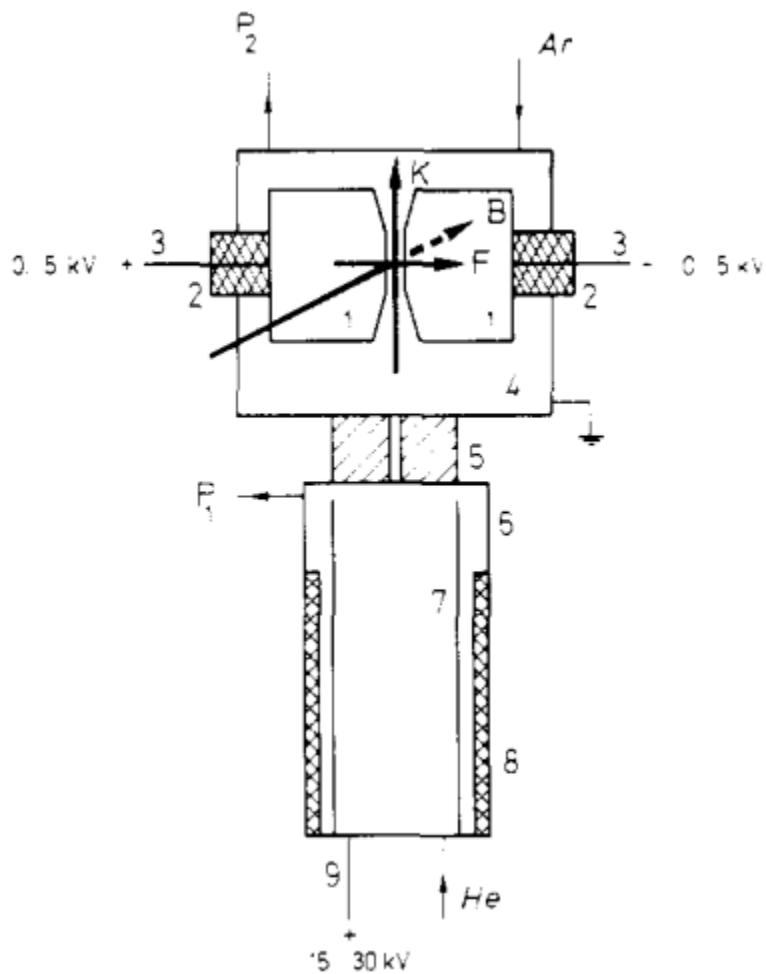


Slika 3.1.1.6. - Raspodela električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog pražnjenja pri eksperimentalnim uslovima: katoda od volframa, $p = 6$ mbar, $I = 12,11$ mA i $U = 914$ V. Vrednosti jačine električnog polja određene su iz π – polarizovanog profila H_{α} linije snimljene sa strane [19].

Rezultati ovog rada korišćeni su za razvijanje jednostavne modelne funkcije za brzo i precizno fitovanje profila linije H_{α} , prikazanih u poglavlju 7.1.

3.1.2 Merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija atoma argona

U radu [13] su navedene sve važne publikacije u kojima je proučavan Stark-ov efekat atoma argona. Od rezultata koji nisu prikazani u [13] treba istaći istraživanja Windholz-a [67] gde su proučavani cepanje i pomeranje 91 spektralne linije neutralnog argona sa talasnim dužinama između 410 i 680 nm pri električnim poljima jačine do 700 kV/cm usled Stark-ovog efekta. Korišćena je eksperimentalna postavka slična kao u radu Gebauer-a [70]. Razlika u odnosu na postavku u [70] je modifikacija kanalske cevi i opreme za dovod argona u oblasti gde deluje električno polje između elektroda izrađenih od metala. Eksperimentalna postavka korišćena u [67], prikazana je na slici 3.1.2.1.



Slika 3.1.2.1. - Prikaz eksperimentalne postavke: F – električno polje, K – kanalni zruci, B – pravac posmatranja, 1 – elektrode, 2 – materijal za izolaciju, 3 – izvor napajanja elektroda, 4 – oblast posmatranja, 5 – katoda sa otvorom, 6 – katodna cev, 7 – anodna cev, 8 – cilindar, 9 – izvor napajanja za pražnjenje kanalnih zraka, He – ulaz za He, Ar – dovod Ar i P_1, P_2 – priključci za vakuumiranje pomoću živinih difuzionih pumpi [67].

Relativni položaj svake od Stark-ovih komponenti upoređen je sa nepomerenom komponentom uz pomoć Abbe komparatora kako bi se utvrdilo ponašanje spektralnih linija. Jačina električnog polja određena je merenjem pomeraja helijumovih linija. Prethodno su linije merene za polja jačine do 1100 kV/cm, a date u radu [71]. Kada se primeni polje do 700 kV/cm pomeraji komponenti spektralnih linija koje imaju isti gornji nivo ne zavise od vrednosti za donji energijski nivo. Pretpostavka je da kod donjih nivoa ne dolazi do promene energije u okviru merne nesigurnosti pa se cepanje i pomeranje spektralnih linija tumači kao cepanje i pomeranje gornjih energijskih nivoa. Kod svih inertnih gasova koji imaju atomski broj veći od četiri $Z > 4$ javlja se JK-spega u interakcijama električnog polja sa orbitalnim ugaonim momentom elektrona, zbog čijeg prelaza dolazi do emisije zračenja. Broj očekivanih komponenti dobijen je kvantizacijom orbitalnog kvantnog broja l na pravac električnog polja. Za energijski d-nivo dobijene su tri komponente ($l=2, m_l=0, \pm 1, \pm 2$), za p-nivo dve ($l=1, m_l=0, \pm 1$), a za s-nivo jedna komponenta ($l=0, m_l=0$). Ipak, očekivani teorijski broj komponenti ne može biti uočen kod svih proučavanih spektralnih linija, pa se umesto jedne komponente koja se očekuje za s-nivo nekada javne dve.

U skladu sa kvantno mehaničkim proračunima, Windholz prikazuje pomeraj nedegenerisanih nivoa aproksimacijom izraza:

$$\Delta E_i = \sum_k \{|A_{ik}|^2 F^2 / (\Delta E_i - E_{ik})\} \quad (3.1.2.1)$$

gde je A_{ik} matrični element energije interakcije između nivoa i i nivoa k , F jačina polja, E_{ik} razlika energije nivoa i i nivoa k , a ΔE_i promena energije nivoa i zbog polja.

Na osnovu pretpostavke da nivoi iste energijske razlike E_{ki} daju doprinose sumi

$$\Delta \bar{\nu}_i = \left(F^2 (hc)^2 \sum_k |A_{ik}|^2 \right) / (\Delta \bar{\nu}_i - \bar{\nu}_{ki}) \quad (3.1.2.2)$$

se korišćenjem aproksimacije

$$(hc)^2 \sum_k A_{ik}^2 = -a_i, \quad (3.1.2.3)$$

i aproksimacije

$$\bar{\nu}_{ki} = a_2 \quad (3.1.2.4)$$

dobija jednačina

$$\Delta \bar{\nu}_i = a_1 F^2 / (a_2 - \Delta \bar{\nu}_i) \quad (3.1.2.5)$$

odakle je

$$F = \sqrt{\frac{\Delta \bar{\nu}_i (a_2 - \Delta \bar{\nu}_i)}{a_1}} \quad (3.1.2.6)$$

gde je $\Delta \bar{\nu}_i$ promena talasnog broja nivoa i u $[\text{cm}^{-1}]$, F jačina polja u $[\text{kVcm}^{-1}]$, dok su a_1 i a_2 algebarski koeficijenti.

Razmatraju se samo pomeraji ka nižem talasnom broju, koji odgovaraju crvenom pomaku komponenti spektralne linije i oni se opisuju prethodnom jednačinom.

Za nivoe koji imaju negativan pomak razmatraju se tri slučaja:

- kada je koeficijent a_1 negativan, a a_2 pozitivan,

tada imenilac raste sa porastom jačine polja a apsolutna vrednost pomeraja se smanjuje. Zavisnost jačine polja od pomeraja postaje manja od kvadratne vrednosti.

- kada je koeficijent a_1 pozitivan, a a_2 negativan (slučaj koji se javlja u našim eksperimentima),

tada se apsolutna vrednost imenioca smanjuje sa porastom jačine polja. Zavisnost polja od pomeraja veća je od kvadratne vrednosti.

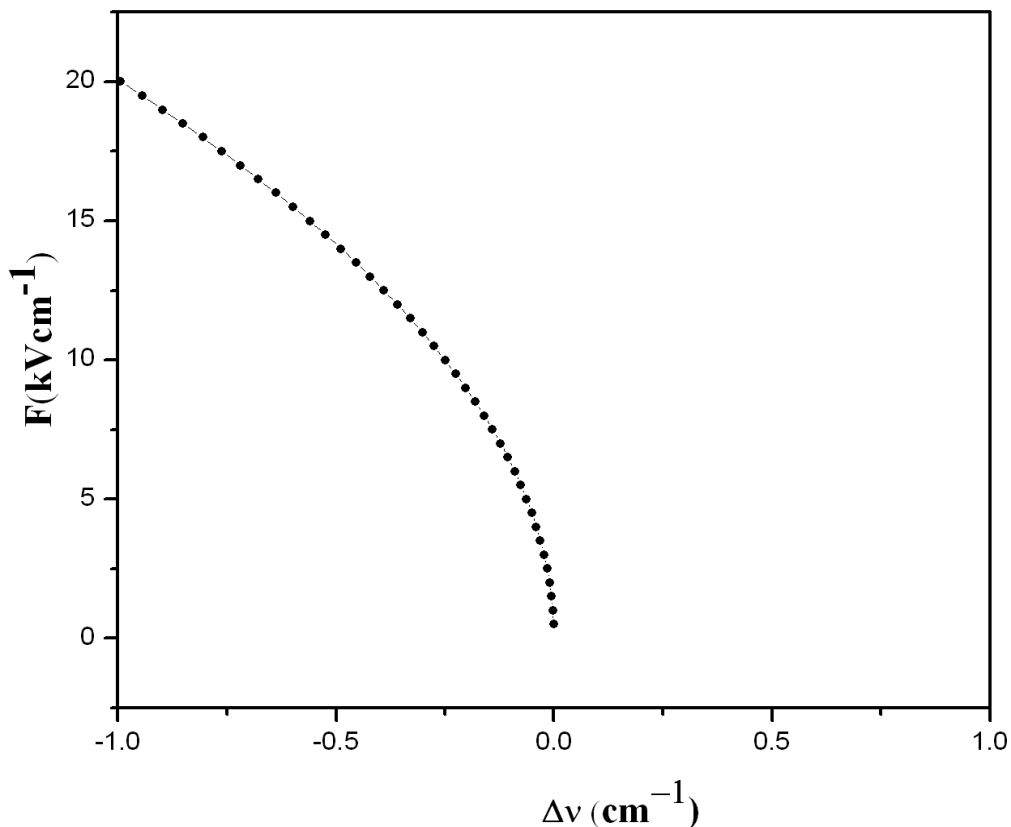
- kada je $|a_1| \gg |\Delta\bar{\nu}_i|$

tada je zavisnost jačine električnog polja od pomeraja približno jednaka kvadratnoj.

Iz prethodne jednačine ne može se izračunati pomeraj za datu jačinu polja bez iteracije, pa se ona transformiše i tako dobija:

$$\Delta\bar{\nu}_i = \left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1F^2} \right) / 2 \quad (3.1.2.7)$$

Koeficijenti a_1 i a_2 dati su u tabeli III u radu [67]. Zavisnost Stark-ovog pomeraja od jačine električnog polja grafički je predstavljena na slici 3.1.2.2.



Slika 3.1.2.2. – Zavisnost Stark-ovog pomeraja [cm $^{-1}$] od jačine električnog polja [kVcm $^{-1}$] dobijena primenom jednačine (4) iz [67].

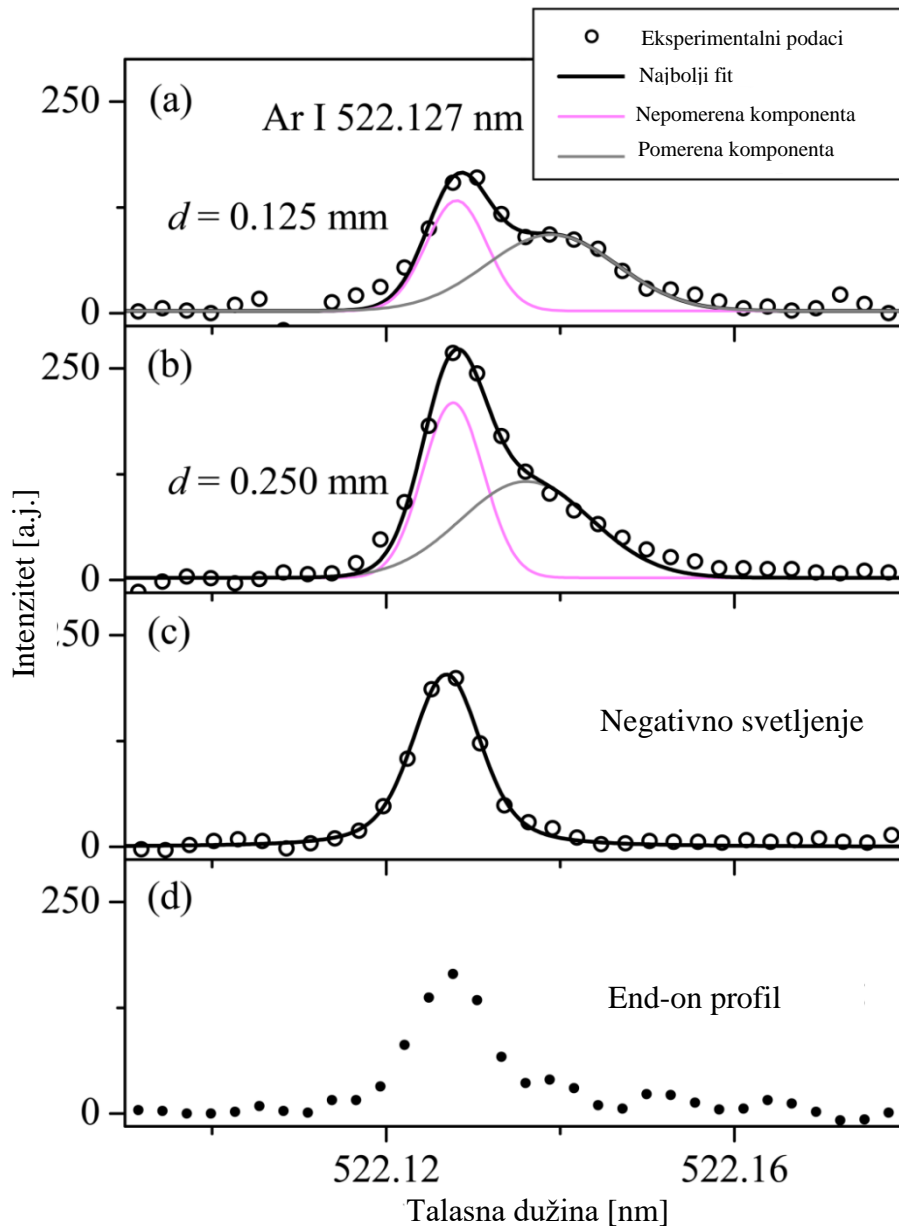
Pri pomeranju $5d' (3/2) 2$, $6d (1/2) 1$ i $6d (1/2) 0$ nivoa, primećuje se kompleksna zavisnost od jačine električnog polja i ovi nivoi su izuzeci. Tu se maksimalan pomeraj događa do određene vrednosti jačine električnog polja, a iznad nje taj pomeraj opada. Analitička funkcija koja odgovara tom slučaju prikazana je polinomom:

$$\Delta\bar{\nu}_i = A_1F + A_2F^2 + A_3F^3 + \dots \quad (3.1.2.8)$$

$\Delta\bar{\nu}_i$ označava promenu talasnog broja nivoa i u $[\text{cm}^{-1}]$, F je jačina električnog polja u $[\text{kVcm}^{-1}]$ i A_k koeficijenti. Koeficijenti za ove nivoe nalaze se u Tabeli IV u [67].

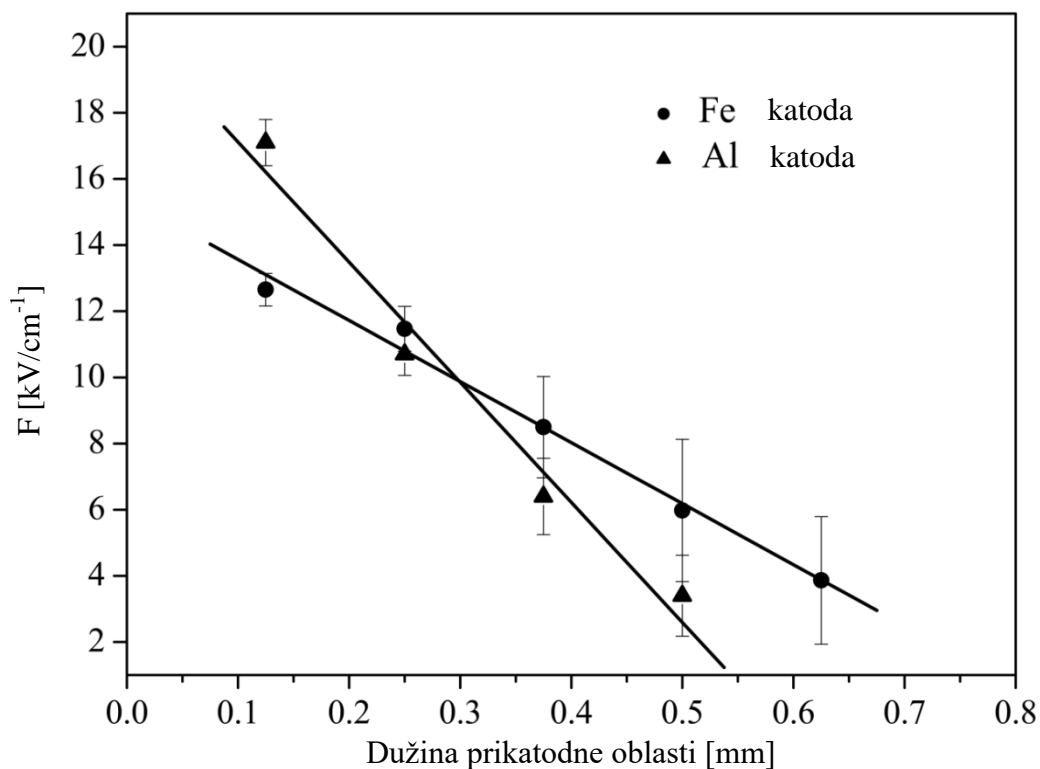
Majstorović i saradnici [22] su istraživali oblike spektralnih linija Ar I u abnormalnom tinjavom pražnjenju. Spektralne linije su posmatrane normalno na osu cilindričnog pražnjenja (engl. *side-on*, sa strane) i duž ose cilindričnog pražnjenja (engl. *end-on*, sa kraja). Spektar sniman normalno na osu pražnjenja u različitim aksijalnim pozicijama u odnosu na katodu pokazuje pomeranje i cepanje ili samo pomeranje spektralnih linija argona u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja. Vrednosti izmerenih pomeraja linija zajedno sa podacima iz reference [67] korišćeni su za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti.

Na slici 3.1.2.3 vidi se da uvek postoji komponenta linije emitovana iz anodnog proreza, oblast pražnjenja bez električnog polja, koja ima nepomerenu talasnu dužinu. Isti fenomen primećen je i u ranijim istraživanjima [21] linija He I u Grimm-ovom pražnjenju istog tipa. Nepomerena komponenta se koristi za merenje pomeraja izazvanih električnim poljem. Linije duž polja fituju se Gauss-ijanima da bi se što preciznije odredile pozicije pikova. Širina fitovanih profila nepomerene komponente duž cele ose pražnjenja ostaje ista i uvek ima instrumentalni profil veoma blizak Gauss-ijanu. Pomerena komponenta takođe ima profil blizak Gauss-ijanu, ali je dvostruko šira od nepomerene.



Slika 3.1.2.3. – Oblik spektralnih linija i najbolji fitovi. Radni uslovi: katoda od gvožđa, $p = 6,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 472$ V [22].

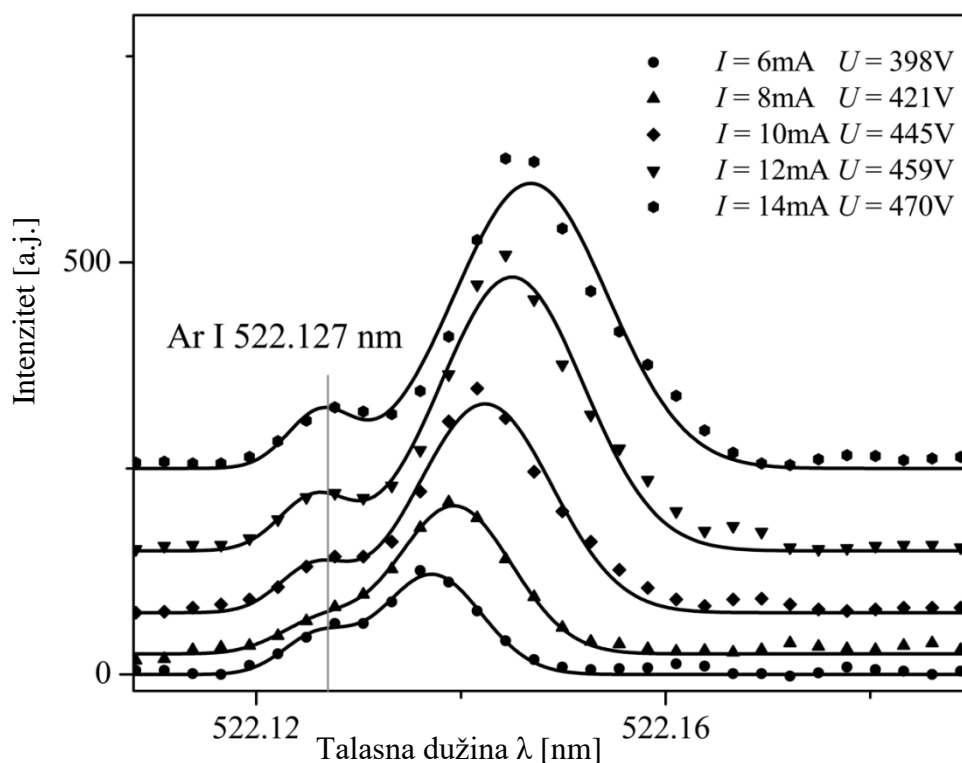
Koristeći izmerene rezultate pomeraja linije i primenom jednačine za polje iz [67] može se odrediti distribucija jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti (slika 3.1.2.4).



Slika 3.1.2.4. – Izračunate jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti [22].

Ako izračunamo napon duž prikatodne oblasti prikazanog na slici 3.1.2.4 integraljenjem izmerene distribucije jačine električnog polja dobijamo slaganje u okviru tačnosti od 15% sa poznatim naponom pražnjenja. Slični eksperimenti ranije su izvođeni samo u vodoniku, He I i pražnjenjima sa dodatkom vodonika [16,20-21].

Osetljivost argonove linije Ar I 522,127 nm na jačinu električnog polja pokazana je snimanjem oblika linija tokom povećanja struje u pražnjenju (slika 3.1.2.5).



Slika 3.1.2.5. – Oblici spektralne linije Ar I 522,127 nm snimljeni normalno na osu cilindričnog pražnjenja paralelno katodnoj površini u blizini katode [22].

U radu [22] se pokazuje da posmatranje oblika spektralnih linija normalno na osu cilindričnog pražnjenja paralelno površini katode u abnormalnom tinjavom pražnjenju daje dobru perspektivu za istraživanje oblasti katodnog pada potencijala.

U petom poglavlju biće prikazani rezultati dobijeni spektroskopskim posmatranjem oblika spektralne linije argona Ar I 522,127 nm u abnormalnom tinjavom pražnjenju Grimm-ovog tipa na sniženom pritisku. Istraživanje predstavlja dopunu rezultata prikazanih u radu Majstorović i saradnika [22] radi razvoja nove metode za merenje distribucije jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti ATP.

3.2. Stark-ov efekat mikropolja

Razlika između Stark-ovog pomeraja u makroskopskom i mikroskopskom polju prikazane su u tabeli 3.1.

Tabela 3.1. Pregled razlika Stark-ovih pomeraja u makropolju i mikropolju.

Stark-ov efekat makropolja	Stark-ov efekat mikropolja
Stark-ova polarizaciona spektroskopija	Stark-ova spektroskopija
Merenje električnog polja	Merenje koncentracije elektrona
Istraživanje karakteristika pražnjenja	Testiranje teorijskog modela

Pomeranje i širenje profila spektralnih linija u plazmi korišćeno je decenijama kao osnova neinvazivne metode za dijagnostiku plazme. Ova tehnika je veoma osetljiva i najčešće jedina moguća alatka za dijagnostiku plazme. Većina ranijih radova usmerena je na Stark-ovo širenje vodonikovih atomskih linija. Međutim, nemoguće je uvek koristiti gasna pražnjenja sa

dotakom vodonika, jer usled velikog Stark-ovog efekta, linije vodonika kao i linije slične vodonikovim, ponekad nisu pogodne za dijagnostičke svrhe. Pri velikim koncentracijama elektrona ove linije mogu postati veoma proširene, te može doći do interferovanja sa susednim linijama, pa nije lako odrediti njihov oblik. Veliko je interesovanje za širenje izolovanih nevodoničnih linija neutralnih atoma i pozitivnih jona, jer zbog relativno malog Stark-ovog širenja, one mogu da se koriste u dijagnostičke svrhe u slučaju velike koncentracije elektrona i pri visokim elektronskim temperaturama kada je vodonik potpuno jonizovan.

Griem [72] sa saradnicima [73] je dao prvi semiklasični proračun parametara Stark-ovog širenja izolovanih nevodoničnih atomskih i jonskih (jednostruko jonizovani atomi) linija. Sahal-Bréchet [74] i Dimitrijević [75] koristili su semiklasični perturbacioni metod i izvršili brojna izračunavanja parametara Stark-ovog širenja linija neutralnog, jedanput i više puta jonizovanih atoma. Uz razvoj teorije, vršeni su i mnogobrojni eksperimenti kako bi se dobili podaci potrebni za testiranje teorijskih proračuna. Selekciju i procenu eksperimentalnih rezultata, pogodnih za korišćenje u dijagnostičke svrhe, kao i za testiranje teorije, objavili su Konjević i saradnici u preglednim radovima [76-81].

3.3. Prirodno širenje

Energijski nivoi u atomu nisu beskonačno uski, već imaju određenu prirodnu širinu što omogućava elektronu da se deekscituje emitujući različite, ali veoma bliske frekvencije, gde najverovatnija frekvencija emitovanog fotona predstavlja centralnu frekvenciju nastale linije.

Prirodno širenje javlja se zbog toga što usled spontane emisije [42] neperturbovani nivo ima konačno vreme života τ . Poluširina spektralne linije za prelaz između stanja n i m je:

$$w_L = x^2 \left(\sum_{m'} A_{m'm} + \sum_{n'} A_{n'n} \right) / 2\pi c \quad (3.3.1)$$

gde $A_{m'm}$ predstavlja verovatnoća prelaza između stanja m i bilo kog dozvoljenog nivoa m' , a $A_{n'n}$ između n i n' . Prirodno širenje najveće je kada je jedan od nivoa dipolno spregnut sa osnovnim stanjem. Tada je efekat zanemarljiv, reda veličine 10^{-4} nm. Što je veoma važno kod plazme sa malom elektronskom gustinom koja se stvara u izvorima pražnjenja na niskom pritisku.

3.4. Instrumentalno širenje

Instrumentalno širenje spektralnih linija karakteristika je spektralnog uređaja koji se koristi u analizi i detekciji zračenja. Informacija o instrumentalnom profilu važna je za pouzdanu analizu uskih spektralnih linija emitovanih iz ispitivanog izvora plazme ili jonizovanog gasa.

3.5. Doppler-ovo širenje

Doppler-ov efekat je pojava pri kojoj zbog radijalnog kretanja emitera u odnosu na posmatrača, dolazi do prividne promene emitovane talasne dužine ka većim talasnim dužinama tj. crvenom delu spektra (u slučaju udaljavanja) ili ka manjim talasnim dužinama tj. plavom (u slučaju približavanja emitera) delu spektra.

Za Doppler-ovski proširenu spektralnu liniju raspodela intenziteta je Gauss-ova, a ukupna širina w_D data je izrazom:

$$w_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T_g}{M}}, \quad (3.5.1)$$

gde je T_g kinetička temperatura gasa (u K), a M masa atoma koji zrači u (a.j.m.).

3.6. Širenje usled pritiska

Kada atom koji zrači interaguje sa okolnim česticama i njihovim poljima dolazi do pomeranja i cepanja energijskog nivoa i do skraćivanja vremena života atoma u pobuđenom energijskom stanju zbog čega dolazi do promene frekvencije zračenja koju emituje atom. Oblik profila tako dobijene linije zavisi od pritiska perturbujućih čestica, tj. od njihove koncentracije. Po vrsti interakcije koja se odigrava između emitera i perturbera, osim Stark-ovog, širenje usled pritiska može biti van der Waals-ovo i rezonantno širenje.

Van der Waals-ovo širenje je posledica interakcije emitera sa atomima. Prema van der Waals-ovoj aproksimaciji, potencijal sile koja deluje na emiter opada kao r^6 . Energijska razlika dva terma različita je za različita rastojanja između perturbera i emitera, te se razlikuju talasne dužine emitovanih linija. Uzimajući u obzir srednju vrednost rastojanja od emitera do neutralnog perturbera dobije se spektralna linija koja je proširena sa maksimumom zračenja pomerenim ka talasnoj dužini koja odgovara najverovatnijem rastojanju emitera i perturbera. Van der Waals-ovo širenje i pomeranje spektralnih linije više je izraženo u plazmama velike koncentracije neutrala.

Rezonantno širenje nastaje kod emitera okruženog atomima iste vrste gde je moguć dipolni prelaz sa gornjeg ili donjeg energijskog nivoa na osnovni nivo. Usled dipol-dipol interakcije dolazi do degeneracije nivoa pri čemu nastaje širenje spektralne linije. Pomeraj spektralne linije usled rezonantnog širenja je zanemarljiv [81].

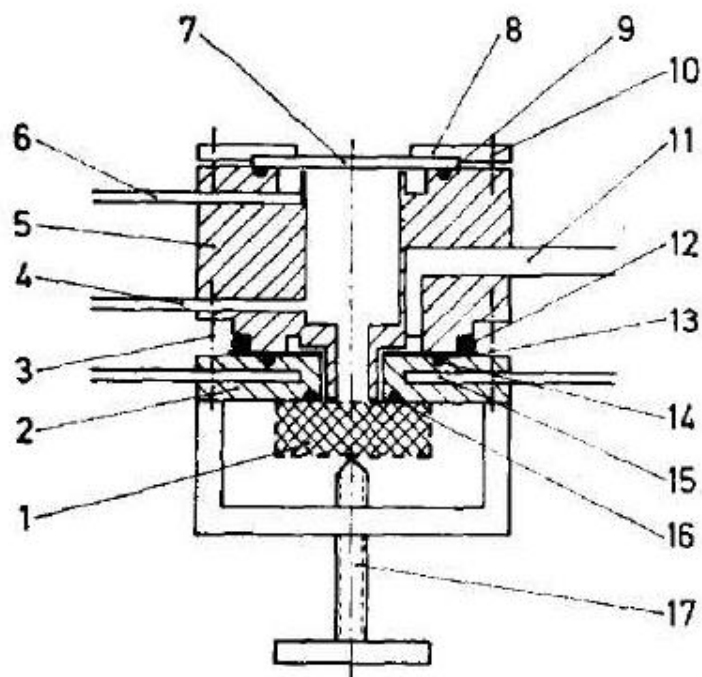
Za uslove u eksperimentima, rađenim u okviru ove doktorske disertacije, širenje spektralnih linija izazvano međuatomskim efektima, kao i prirodno širenje su zanemarljivo mali u odnosu na Stark-ovo cepanje i pomeranje i Doppler-ovo širenje zbog niskog pritiska radnog gasa, pa se osim ova dva uzima u obzir samo još instrumentalno širenje.

4. OPIS EKSPERIMENTA

4.1 Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa

Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa najviše je korišćen izvor za analizu čvrstih uzoraka putem optičke emisione spektroskopije. Koristi se kao jonski izvor u masenoj spektrometriji ili u apsorpcionoj spektroskopiji. Izvor je prvi put pomenut u Grimm-ovom radu iz 1967. godine [1]. Originalni dizajn izvora sastoji se od anodne cevi i pločastog uzorka - katode čiji se sastav analizira, a koja je postavljena vertikalno ispred anode. Rastojanje između anode i katode održava se pomoću keramičkog držača. Ovo rastojanje je ispod 0,1 mm i manje je od debljine prikatodne oblasti.

Shematski prikaz originalnog Grimm-ovog izvora prikazan je na slici 4.1.1. Izvor se sastoji se od: 1-katode (uzorak), 2-nosača katode, 5-anode, 4 i 11-otvora za vakuumiranje, 6-otvora za dovođenje radnog gasa, 7-prozora za posmatranje pražnjenja duž pravca električnog polja (*engl. end-on*), 15-vodenog hlađenja, i zaptivnih prstenova 9,12,14,i 16.



Slika 4.1.1. – Shematski prikaz izvora pražnjenja Grimm-ovog tipa [82].

Najvažnije karakteristike ovog izvora su:

- Otežano tinjavo pražnjenje

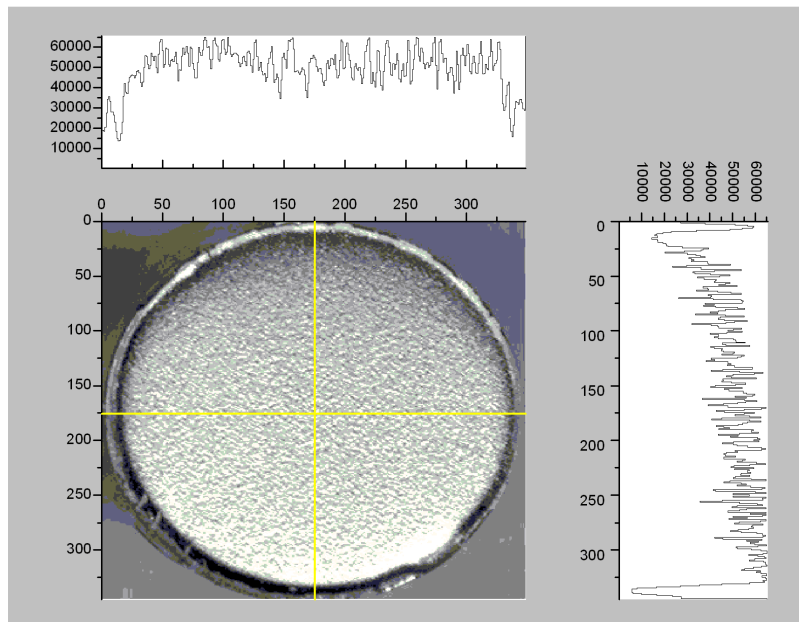
Geometrija izvora ograničava pražnjenje na unutrašnjost anode i zbog toga se javlja otežano tinjavo pražnjenje (*engl. obstructed glow discharge*). Sa smanjenjem rastojanja između elektroda ili snižavanjem pritiska dolazi do smanjenja efikasnosti jonizacije u sudarima elektrona sa molekulima gasa. Posledično, u pražnjenju se vide samo prikatodna i oblast

negativnog svetljenja koje su najvažnije za jonizaciju i ekscitaciju, kao i održavanje pražnjenja.

- Ograničenje obima snopa zračenja

U izvoru prostor između anode i katode veoma je uzan i vakuumira se preko otvora 11 (slika 4.1.1) što ograničava obim snopa zračenja na unutrašnjost anode.

Prednost ovakve geometrije je što dopušta unošenje katodnog materijala u pražnjenje putem raspršivanja (*engl.* sputtering). Usled relativno visokog pritiska u samoj cevi prikatodna oblast je uzana i ekvipotencijalne površi nemaju uticaja na anodu. Studija Bogaerts i saradnika [83] je pokazala da su linije polja paralelne sa površinom katode i međusobno, pa se očekuje ravno dno katode. To potvrđuje i slika 4.1.2 na kojoj je prikazana katoda korišćena u eksperimentima za ovaj rad i njena analiza optičkom profilometrijom, koja pokazuje zaravnjeno dno katode. Slojevita erozija katode omogućava dubinsku analizu uzorka (*engl.* depth profiling) [17].



Slika 4.1.2. – Katoda na kojoj su vršeni eksperimenti. Uslovi pražnjenja: gas argon, katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 22$ mA, $U = 615$ V.

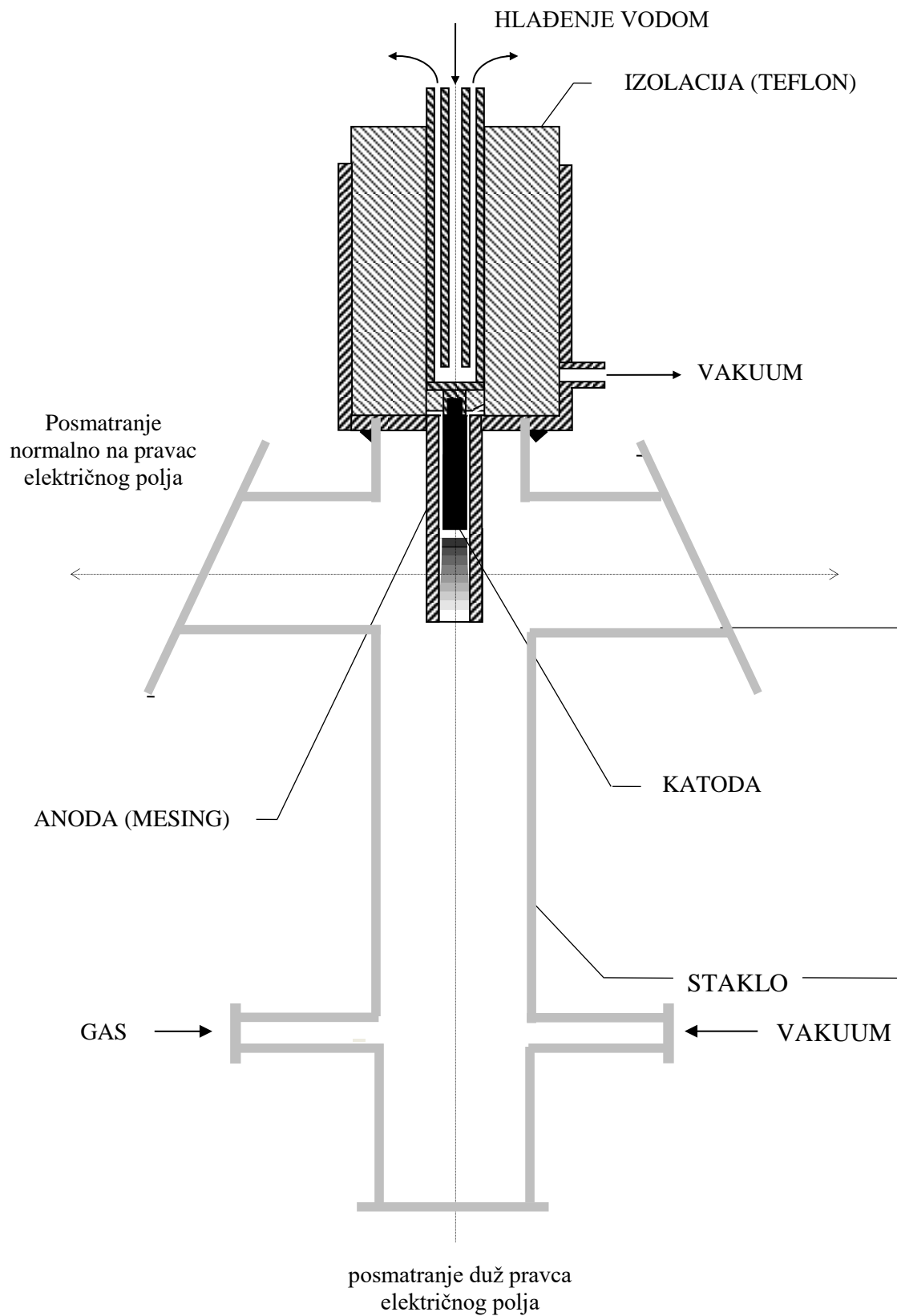
Nedostaci geometrije koju je predložio Grimm je to da pražnjenje ne može da se posmatra normalno na pravac električnog polja što onemogućava merenje parametara plazme u oblastima ispred katode. Stoga je predloženo više različitih modifikacija originalnog dizajna.

4.2 Izvor pražnjenja

Kao izvor pražnjenja u eksperimentima korišćena je cev sa ravnom katodom konstruisana po ugledu na rešenje predloženo od strane Ferreira-e i saradnika [2], kasnije unapređena od strane Kuraice i saradnika [3,4]. Izvor pražnjenja je izrađen je u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja, Fizičkog fakulteta, Univerziteta u Beogradu, i njegov izgled je prikazan na slici 4.2.1.

Centralni deo izvora čine šuplja anoda i izmenjiva ravna katoda. Za izradu ove teze korišćene su katode načinjena od gvožđa, bakra i volframa. Sve korišćene katode su istog prečnika od 7,60 mm, dužine 18 mm i pomoću navoja M5 se uvrću u nosač koji se hladi vodom. Anoda je od mesinga, ima unutrašnji prečnik 8 mm, spoljašnji 16 mm i dužinu 30mm. Na anodi su načinjeni uzdužni prorezi dužine 16 mm i širine 1,5 mm, koji omogućavaju posmatranje pražnjenja normalno na pravac električnog polja. Katoda i anoda su izolovane pomoću teflona u kome se nalaze kanali za postavljanje gumenih prstenova koji obezbeđuju dobro zaptivanje na mestima kontakta sa staklenom cevi. U staklenu cev, prečnika 30 mm i dužine 160 mm, smešten je centralni deo izvora pražnjenja. Na cevi se nalaze prozori za posmatranje pražnjenja normalno na pravac električnog polja i paralelno sa njima postavljen je otvor za dovođenje radnog gasa i jedan od otvora za vakuumiranje. Drugi otvor za vakuumiranje postavljen je u cevi normalno na centralni deo izvora zbog čega postoje odgovarajući otvori u teflonskoj izolaciji.

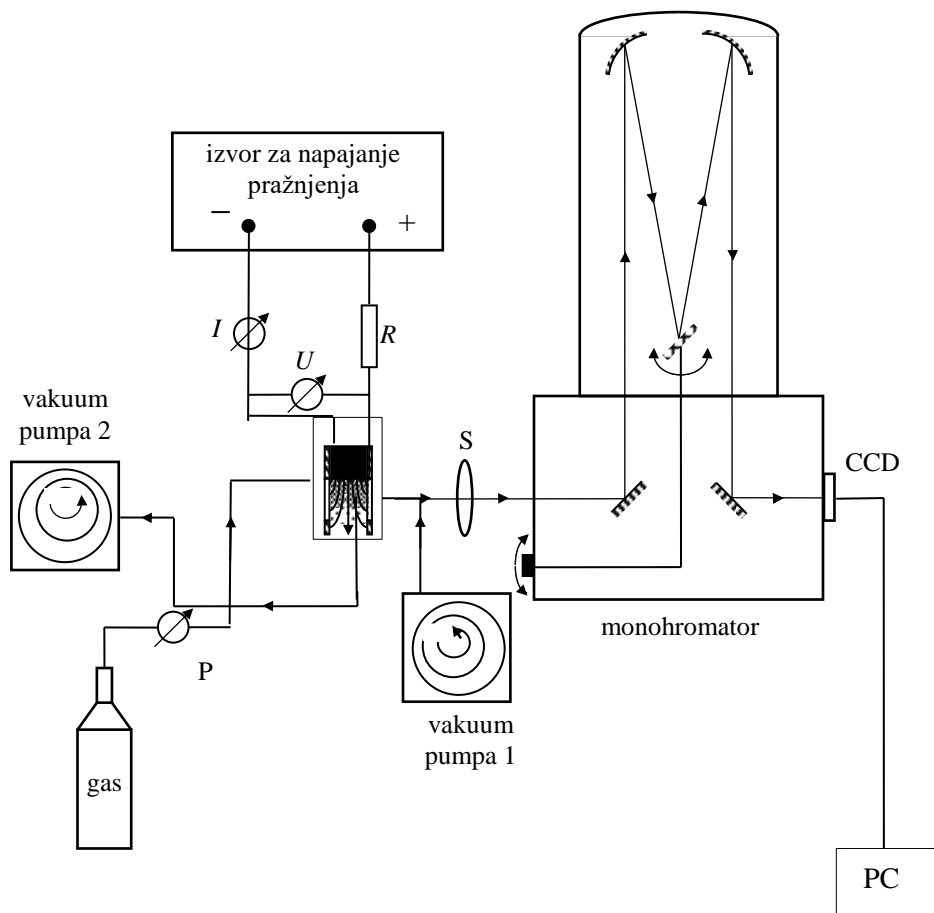
Prednost opisane konstrukcije, u odnosu na originalan dizajn Grimm-ov izvora, je to što osim posmatranja pražnjenja duž pravca električnog polja (*engl.* end-on), odnosno normalno na površinu katode, omogućava i posmatranje normalno na pravac električnog polja (*engl.* side-on), odnosno paralelno sa površinom katode. Posmatranje normalno na pravac električnog polja omogućava merenje parametara u svim oblastima električnog gasnog pražnjenja koje se formira ispred ravne katode.



Slika 4.2.1. – Modifikovani Grimm-ov izvor pražnjenja.

4.3 Eksperimentalna postavka

Postavka eksperimenta je prikazana na slici 3.3.1.



Slika 4.3.1. – Shematski prikaz eksperimenta za posmatranje oblika spektralnih linija iz pražnjenja, gde je: R–balastni otpor, U-instrument za merenje napona, I-instrument za merenje struje, P-merač pritiska, S-sočivo, CCD – linijski CCD detektor i PC- personalni računar.

Ranije studije pokazuju da se sa sistemom od dve pumpe u prikatodnoj oblasti i uz površini katode poboljšava homogenost raspodele električnog polja paralelno ravni katode [17,84]. Za vakuumiranje sistema koriste se dve mehaničke vakuumpumpe sa brzinom pumpanja od oko $15 \text{ m}^3/\text{h}$, odvojene od komore pomoću zeolitnog trapa koji sprečava prodiranje uljanih para u komoru. Radna zapremina se ispušćava istovremeno kroz oba otvora. Vrednost pritiska radnog gasa u izvoru i instalaciji za dovođenje gasa je oko 30 procenata manja od vrednosti radnog pritiska gasa (5-10 mbar), koji je kontrolisan igličastim ventilom i meren kapacitivnim meračem pritiska. Kao radni gas u eksperimentima korišćeni su argon i vodonik (99.999% ; Messer Srbija), kao i gasne smeše argona i vodonika ($\text{Ar}+0.9\% \text{H}_2$ i $\text{H}_2+5\% \text{Ar}$, Messer Srbija).

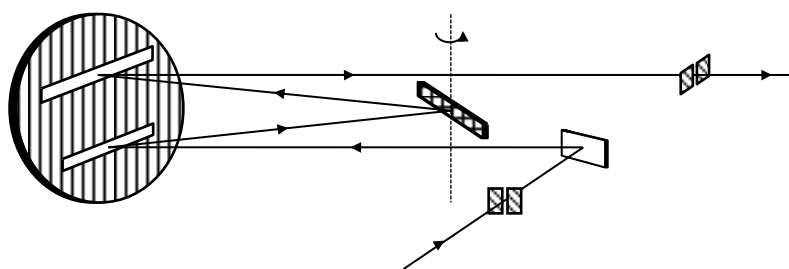
Za uspostavljanje i održavanje električnog gasnog pražnjenja u režimu strujnog ograničenja korišćen je stabilisani izvor jednosmernog napona (KEPCO, 0-2kV, 0-100mA). U katodnu granu kola je redno vezani balastni otpor (R) čija je vrednost $5.3 \text{ k}\Omega$.

Anoda je dodatno hlađena ventilatorom (110mm, AC 220V/13W), koji je paralelno postavljen sa izvorom pražnjenja i nalazi se na rastojanju od 150 mm.

Pred svako merenje iz izvora su uklonjene nečistoće pomoću organskog rastvarača i ultrazvučne kade. Pre postavljanja na nosač katoda je ručno polirana brusnim papirom. Kada se postigne granični pritisak, cev za pražnjenje tretirana je strujom argona na radnom pritiskom u trajanju od 30 sekundi. Pre početka eksperimentalnih merenja izvor pražnjenja je kondicioniran tokom 15 minuta na radnim uslovima (konstantna struja, napon i radni pritisak).

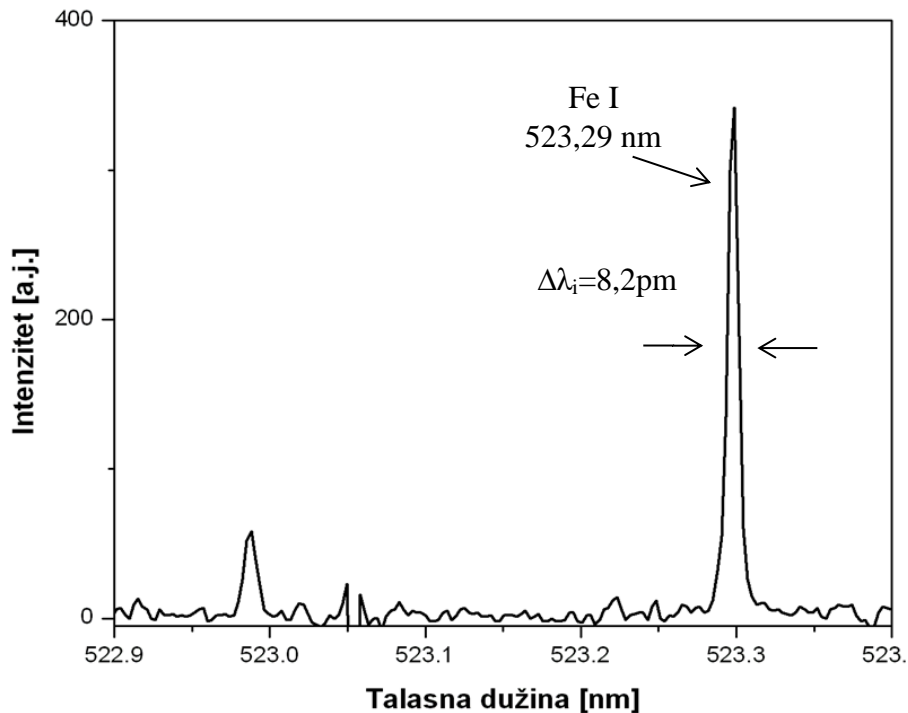
4.4 Posmatranje profila spektralnih linija

Zračenje emitovano iz izvora fokusirano je ahromatskim sočivom (S) žižne daljine 75,8 mm sa jediničnim uvećanjem na ulazni otvor monohromatora. Monohromator (prikazan na slici 4.4.1) je Ebertovog tipa sa optičkim putem dužine 2 m. Merenja su vršena optičkom rešetkom od 651 zarez/mm, koja ima maksimalnu reflektivnost na 1050 nm u drugom difrakcionom redu. Ulazna pukotina je bila široka 15 μm , sa ograničenjem po visini od 2 mm, a recipročna linearna disperzija u drugom difrakcionom redu je iznosila 0,37 nm/mm. Promena talasne dužine monohromatora je ostvarivana pomoću mehanizma sa kontinualnim motorom. Signal u izlaznoj ravni monohromatora su detektovani linijskim CCD detektorom (Toshiba TCD1304USB; 29,1 mm, 3648 piksela; širina piksela 8 μm) ili pomoću hlađene CCD kamere firme Hamamatsu (2048 \times 512 kanala, hlađena na -10 $^{\circ}\text{C}$, dimenzije kanala 12 $\mu\text{m} \times 12\mu\text{m}$). Spektralna osetljivost detekcionog sistema rešetke određena je pomoću standardne volframove lampe. Naponski signali iz detektora zračenja su analogni i konvertuju se u digitalne. Za prikupljanje i beleženje signala korišćen je personalni računar (PC) sa namenskim programskim paketom. Relativni intenziteti spektralnih linija proporcionalni su proizvodu energije fotona i broja fotona.



Slika 4.4.1. – Optička shema monohromatora Ebert-ovog tipa.

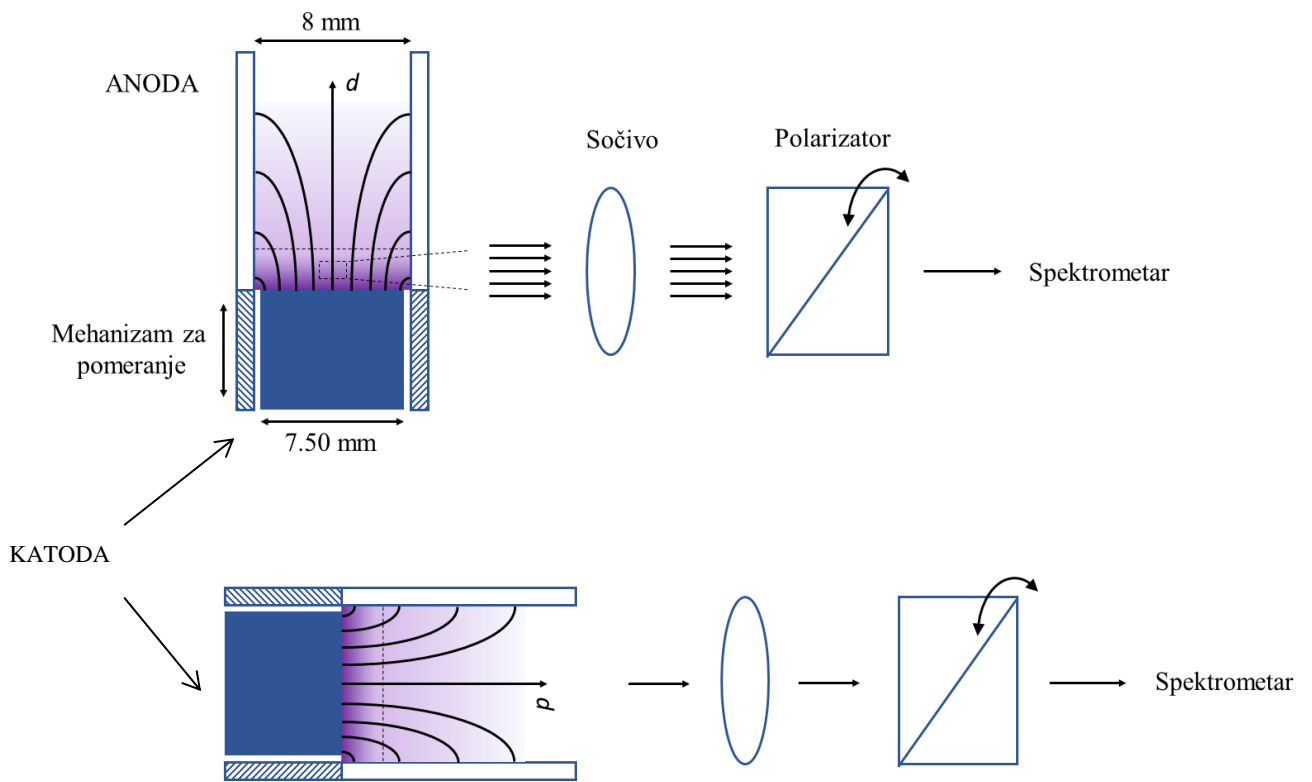
Za spektralna merenja izmeren je instrumentalni profil čiji je oblik bio veoma blizak Gauss-ijanau. Za signal detektovan CCD kamerom instrumentalna poluširina $\Delta\lambda_i=8,2$ pm je procenjena iz spektralnih linija neutralnog atoma gvožđa u plazmi negativnog svetljenja (slika 4.4.2). Sa hladjenom Hamamatsu CCD kamerom u drugom difrakcionom redu određen je instrumentalni profil poluširine $\Delta\lambda_i=14$ pm.



Slika 4.4.2. – Deo spektra korišćen za procenu instrumentalne poluširine linija.

Posmatrane spektralne linije snimane su normalno na pravac električnog polja i duž pravca električnog polja pražnjenja (slika 4.4.3). Prilikom merenja aksijalne raspodele električnog polja spektralna snimanja su vršena normalno na pravac električnog polja. Izvor pražnjenja pomešan je ručno u smeru od površine katode ka oblasti negativnog svetljenja pomoću mehanizma za pomeranje u koracima od 0,125 mm ili 0,250 mm. U slučaju primenjivanja Stark-ove polarizacione spektroskopije, pri posmatranju vodonikovih linija iz Balmer-ove serije korišćen je plastični polarizator, videti sliku 4.4.3. Pri izboru π - ili σ - polarizovanog profila osa polarizatora se orijentiše paralelno ili normalno u odnosu na osu pražnjenja, odnosno na pravac električnog polja u prikatodnoj oblasti. π - polarizacija podrazumeva komponentu svetlosti koja ima linearnu polarizaciju duž pravca električnog polja, a σ - polarizacija označava komponentu svetlosti koja je kružno polarizovana u ravni normalnoj na pravac električnog polja.

Kako bi se sprečilo prodiranje zračenja iz trećeg difrakcionog reda postavljen je selekcionni optički filter ispred ulazne pukotine monohromatora. Ovaj filter propušta zračenje talasnih dužina iznad 420 nm i ima propustljivost $T \approx 90\%$.



Slika 4.4.3. – Položaj izvora i dela optičkog sistema prilikom snimanja spektralnih linija: a) normalno na pravac električnog polja i b) duž pravca električnog polja pražnjenja.

5. ODREĐIVANJE JAČINE ELEKTRIČNOG POLJA KORIŠĆENJEM STARK-OVSKI POMERENIH LINIJA ARGONA Ar I

Ranija istraživanja Stark-ovih pomeraja linija Ar I, koja su objavili Windholz i Minhagen [67,85] rađena su u uslovima jačina električnog polja između 100 kV/cm i 1000 kV/cm koje su veoma velike u odnosu na tipične vrednosti koje se javljaju u Grimm-ovom abnormalnom tinjavom pražnjenju. Stoga smo želeli smo da testiramo mogućnost korišćenja Ar I linija za vrednosti jačine električnog polja do 15 kV/cm koje su karakteristične za laboratorijska analitička pražnjenja.

U ranijim eksperimentima, prikazanim u [22], primećeno je neobično veliko proširenje linija neutralnog argona Ar I u Grimm-ovom ATP. Kao nastavak ovih istraživanja eksperimentalno su proučavane spektralne linije neutralnog atoma argona u uslovima sniženog pritiska na različitim katodnim materijalima (bakar, gvozdje i volfram). Spektroskopski podaci merenih linija prikazani su u tabelama 5.1. i 5.2.

Tabela 5.1. : Podaci o atomskim prelazima i energijama gornjeg i donjeg nivoa spektralnih linija argona Ar I [67].

Talasna dužina [nm]	Gornji nivo Konfiguracija, term	Donji nivo Konfiguracija, term	Energija gornjeg nivoa [cm ⁻¹]	Energija donjeg nivoa [cm ⁻¹]
518,775	3s ² 3p ⁵ (2P ^o _{1/2}) 5d ² [3/2] ^o 1	3s ² 3p ⁵ (2P ^o _{3/2}) 4p ² [1/2] 1	123 372,925	104 102,099
522,127	3s ² 3p ⁵ (2P ^o _{3/2}) 7d ² [7/2] ^o 4	3s ² 3p ⁵ (2P ^o _{3/2}) 4p ² [5/2] 3	124 609,856	105 462,759

U prethodnom poglavlju ukazano je na istraživanje uticaja električnog polja na 91 spektralnu liniju neutralnog atoma argona Ar I [67], a ovde ćemo ponoviti samo najvažnije. U tabeli I u referenci [67] dat je prikaz prelaza, notacija gornjeg i donjeg energijskog nivoa, maksimalna jačina električnog polja koja je primenjena za svaku liniju, tačna talasna dužina nepomerene komponente, broj pomerenih komponenti, odnos njihovih intenziteta, kao i vrednosti koeficijenta a₁ i a₂, koje su dobijene iz pomeraja pod uticajem električnog polja, korišćenjem jednačina:

$$\Delta\bar{\nu}_i = a_1 F^2 / (a_2 - \Delta\bar{\nu}_i) \quad (5.1)$$

$$\Delta\bar{\nu}_i = \frac{\left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1 F^2} \right)}{2} . \quad (5.2)$$

Broj komponenti koje se mogu očekivati dobija se kvantizacijom orbitalnog momenta l u pravcu električnog polja. Po ovom proračunu za d - term očekuju se tri pomerene komponente ($l = 2, m_l = 0, \pm 1, \pm 2$; m_l - magnetni orbitalni kvantni broj).

Pomeranje nivoa 5d' (3/2) 2, 6d (1/2) 1 i 6d (1/2) 0, koji ima linija Ar I 518,775 nm predstavlja izuzetak, jer pokazuje kompleksnu zavisnost od jačine električnog polja. Za pomenute nivoe maksimalni pomeraj se dešava do određene jačine električnog polja, a iznad ove vrednosti pomeraj opada. Zavisnost električnog polja i talasnog broja data je analitičkom funkcijom:

$$\Delta\bar{\nu}_i = A_1F + A_2F^2 + A_3F^3 + \dots \quad (5.3)$$

gde je: - $\Delta\bar{\nu}_i$ promena talasnog broja nivoa i u $[\text{cm}^{-1}]$, F - jačina električnog polja u $[\text{kVcm}^{-1}]$ i A_k koeficijenti.

Tabela 5.2.: Podaci o broju Stark-ovih komponenti, odnosu intenziteta komponenti i koeficijentata spektralnih linija argona Ar I. [67]

Talasna dužina [nm]	Broj komponenti	Odnos intenziteta	a_1 [kV^{-1}]	a_2 [cm^{-1}]	A_1 [kV^{-2}]	A_2 [kV^{-2}cm]
518,775	1	1:3:1			- 1,25e - 01	1,51e - 03
	2				1,33e - 02	4,82e - 04
	3				4,47e - 02	1,16e - 03
522,127	1	3:1	$4,23 \cdot 10^{-1}$	-169,34		
	2				-	-

Spektralne linije Ar I su posmatrane paralelno površini katode na različitim rastojanjima od njene površine. Radni gas je argon sa malim dodatkom vodonika, kako bismo pored Ar I linija mogli nezavisno da posmatramo i linije Balmerove serije vodonika. Koristeći H_β liniju vodonika i poznate zavisnosti njenih komponenti od jačine električnog polja [16], odredili smo raspodelu jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti. Za merenje Stark-ovih pomeraja linija argona korišćene su dve tehnike. Za fitovanje Ar I 522,127 nm linije korišćena je modelna funkcija koja predstavlja superpoziciju tri Gauss-ijana. Poluširina nepomerene komponente ove linije odgovara vrednosti instrumentalne poluširine 8,2 pm, dok pomerene komponente imaju širinu dva puta veću od instrumentalne poluširine. Odnos intenziteta prve i druge pomerene komponente je 3:1, kao što je predviđeno u radu [67]. U slučaju Ar I 518,775 nm linije, za fitovanje je korišćena poboljšana modelna funkcija.

Proučavanje profila spektralnih linija argona Ar I 522,127 nm i Ar I 518,775 nm važno je kako za katalogizaciju talasnih dužina tako i za razvoj nove metode za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Ove dve linije imaju veću poluširinu u odnosu na instrumentalnu, ali dok linija Ar I 522,127 nm ima pomeraj ka crvenom delu spektra, linija Ar I 518,775 nm se pomera ka plavom delu spektra.

U ovom poglavlju biće predstavljena studija tinjavog pražnjenja u argonu gde su mereni Stark-ovi pomeraji dve linije neutralnog argona Ar I 518,775 nm i Ar I 522,127 nm, koji se mogu koristiti za pouzdano određivanje jačine električnog polja i raspodele kroz prikatodnu oblast pražnjenja. Ideja je bila odrediti koeficijent c u kvadratičnoj korelaciji $\Delta\nu = cF^2$, kojoj podležu argonove linije u uslovima malih jačina električnog polja, kao u slučaju našeg eksperimenta. Na ovaj način može se dobiti jednostavna i brza metoda za određivanje jačine električnog polja u argonu i smešama argona.

Radi kalibracije merenja Stark-ovih pomeraja izabranih spektralnih linija Ar I u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja, na nezavistan način je određena jačina električnog polja pomoću modelne funkcije za precizno fitovanje profila H_β linije Balmerove serije vodonika [17] i poboljšana metoda za merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija neutralnog argona.

5.1. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 518,775 nm

Analizu Stark-ovih pomeraja linije Ar I 518,775 nm dali su Minhagen [85] i Windholz [67], a bila je i deo istraživanja u radu Majstorović i saradnika [22].

U istraživanjima [67,85] pokazano je da se linija sa povećanjem jačine električnog polja cepa na tri Stark-ove komponente, pomerene ka većim talasnim brojevima, odnosno ka manjim talasnim dužinama. U svom istraživanju Windholz je uspešno primenio jednačinu (5.3) i u velikom opsegu vrednosti jačine električnog polja uspešno fitovao merene Stark-ove pomeraje za ovu liniju, koristeći koeficijente date u Tabeli 5.2.

U našim eksperimentalnim uslovima, uspešno je detektovana samo jedna komponenta linije Ar I 518,775 nm. Na slici 5.1.1. predstavljeni su spektralni profili ove linije snimljene sa strane na pet različitim pozicija u katodnom padu, zajedno sa jednom linijom snimljenom u oblasti negativnog svetljenja.

U spektru prikazanom na slici 5.1.1. vidi se postojanje dve komponente unutar ukupnog profila spektralne linije. Prva komponenta označava spektralnu liniju emitovanu iz oblasti koja nije pod dejstvom električnog polja, tj. iz dela pražnjenja unutar anodnog proreza. Ona ima nepomerenu talasnu dužinu, odnosno neperturbovana je, a njen oblik se opisuje profilom $A \mathfrak{S}(\Delta\lambda)$, gde je A površina profila a $\mathfrak{S}(\Delta\lambda)$ (Gauss-ovski) instrumentalni profil

$$\mathfrak{S}(\Delta\lambda) = \frac{2}{w_{inst}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w_{inst}} \right)^2 \right] \quad (5.1.1)$$

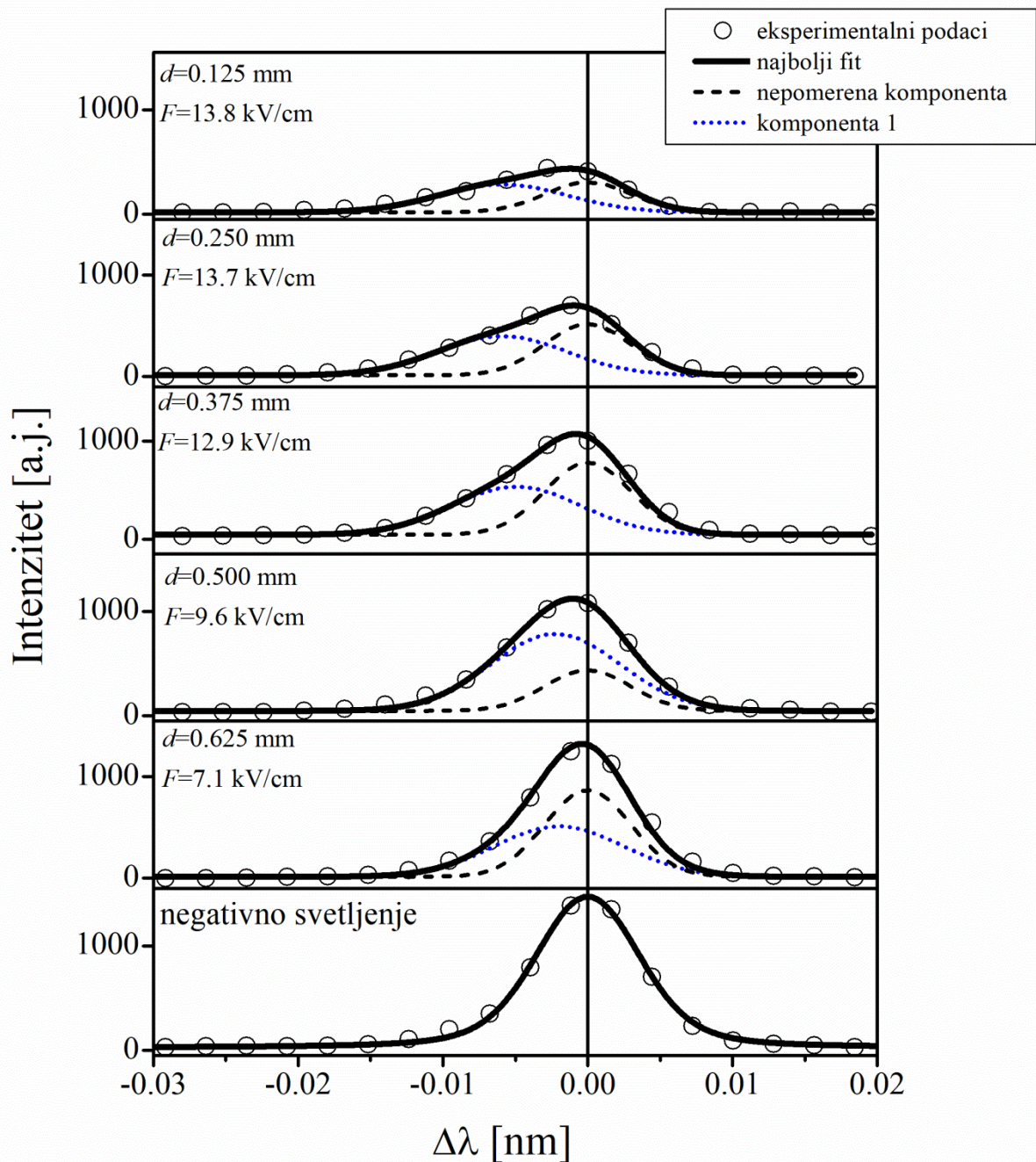
Prilikom merenja Stark-ovih pomeraja spektralne linije Ar I 518,775 nm korišćena je modelna funkcija za fitovanje snimljenih eksperimentalnih profila:

$$I_{Ar}(\Delta\lambda; A, H, c, b) = A\mathfrak{S}(\Delta\lambda) + \mathfrak{S} * G(\Delta\lambda; H, c, w) + b, \quad (5.1.2)$$

gde se talasni pomeraj $\Delta\lambda$ određuje kao $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ u odnosu na centar λ_0 neperturbovane linije Ar I 518,775 nm. Prvi član na desnoj strani jednačine (5.1.2) predstavlja Gauss-ijan koji opisuje nepomerenu pik iz dela pražnjenja unutar anodnog proreza, dok je drugi član Gauss-ijan dobijen konvolucijom (označenom simbolom $*$) instrumentalnog profila \mathfrak{S} i Gauss-ijan:

$$G(\Delta\lambda; H, c, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda - c}{w} \right)^2 \right], \quad (5.1.3)$$

koji opisuje Doppler-ov profil Stark-ovski pomerene Ar I 518,775 nm linije. Visina H , i centar c Gauss-ijanovog profila, izmerenog Stark-ovog pomeraja linije, korišćeni su zajedno sa baznom linijom b snimljenog profila i površinom A nepomerene, kao parametri fitovanja u našoj modelnoj funkciji (5.1.2). Ostali parametri u (5.1.2) su poluširina instrumentalnog profila FWHM w Stark-ovski pomerene argonove linije, koja se ne menja prilikom fitovanja svih profila snimljenih u blizini katode gde je jasno vidljiva separacija pikova. Ovo saznanje nam je omogućilo da ovu poluširinu zadržimo konstantnom prilikom fitovanja preostalih profila u kojima je vrednost jačine električnog polja manja i separacija nije toliko uočljiva.



Slika 5.1.1. - Profili spektralne linije Ar I 518,775 nm i njihovi najbolji fitovi snimljeni na različitim pozicijama u oblasti katodnog pada i jedan profil snimljen u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: Ar + 0,9% H₂, katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 13,3$ mA i $U = 530$ V.

Kako bismo povezali merene Stark-ove pomeraje c linije Ar I sa odgovarajućim jačinama električnog polja, trebala nam je pouzdana tehnika za merenje polja duž katodnog pada. Koristili smo tehniku Stark-ove polarizacione spektroskopije linija vodonika, tj liniju H _{β} iz Balmerove serije. Atomska linija vodonika pokazuje linearan Stark-ov efekat koji je ranije proučavan [16,17]. Za merenje električnog polja u ovom eksperimentu izabran je σ -polarizovan profil H _{β} linije. Korišćena je numerička procedura za fitovanje profila koja istovremeno ispituju uticaj koji dolazi od Stark-ovog i Doppler-ovog širenja [17].

U odnosu na tehniku separacije pikova H_β opisane u [16], prednost ove tehnike je što je opseg za merenje jačine električnog polja znatno proširen i pomeren ka manjim vrednostima. Koristeći ovaj metod možemo da odredimo vrednost električnog polja na pozicijama gde pikovi σ komponente postaju veoma bliski ili u potpunosti nestaju te je (gotovo) nemoguće odrediti jačinu električnog polja *peak-to-peak* metodom.

Za fitovanje eksperimentalnih profila H_β linije, korišćena je sledeća modelna funkcija:

$$I_H(\lambda; F, b_H) = \mathfrak{S} * \left[S_F * D_{H_\beta}(\lambda; d) + G_{H_2}(\lambda; d) \right] + b_H. \quad (5.1.4)$$

U modelnoj funkciji (5.1.4) $D_{H_\beta}(\lambda; d)$ predstavlja Doppler-ov profil zračenja linije H_β na rastojanju d od katode koji se za celu oblast katodnog pada predstavlja kao zbir dva Gauss-ijana $G_1(\lambda; d)$ i $G_2(\lambda; d)$ sa centrom u nuli:

$$D_{H_\beta}(\lambda; d) = G_1(\lambda; d) + G_2(\lambda; d) \quad (5.1.5)$$

Gauss-ijan manje instrumentalne poluširine $G_1(\lambda; d)$ opisuje oblik centralnog dela H_β linije, dok širi Gauss-ijan $G_2(\lambda; d)$ služi za modelovanje krila linije; poreklo dva Gauss-ijana objašnjeno je detaljno u [61], a Monte Carlo simulacija ekscesivnog širenja linija Balmerove serije u abnormalnom tinjavom pražnjenju u vodoniku predstavljena je u [86].

Ovde je potrebno istaći da u svim gorepomenutim formulama λ ne predstavlja talasnu dužinu nego pomeraj od centralne talasne dužine H_β linije, tj. $\lambda_0 = 486,133$ nm.

Uticao električnog polja F na Doppler-ov profil $D_{H_\beta}(\lambda; d)$ dat je u funkciji konvolucije sa Stark-ovim operatorom pomeraja:

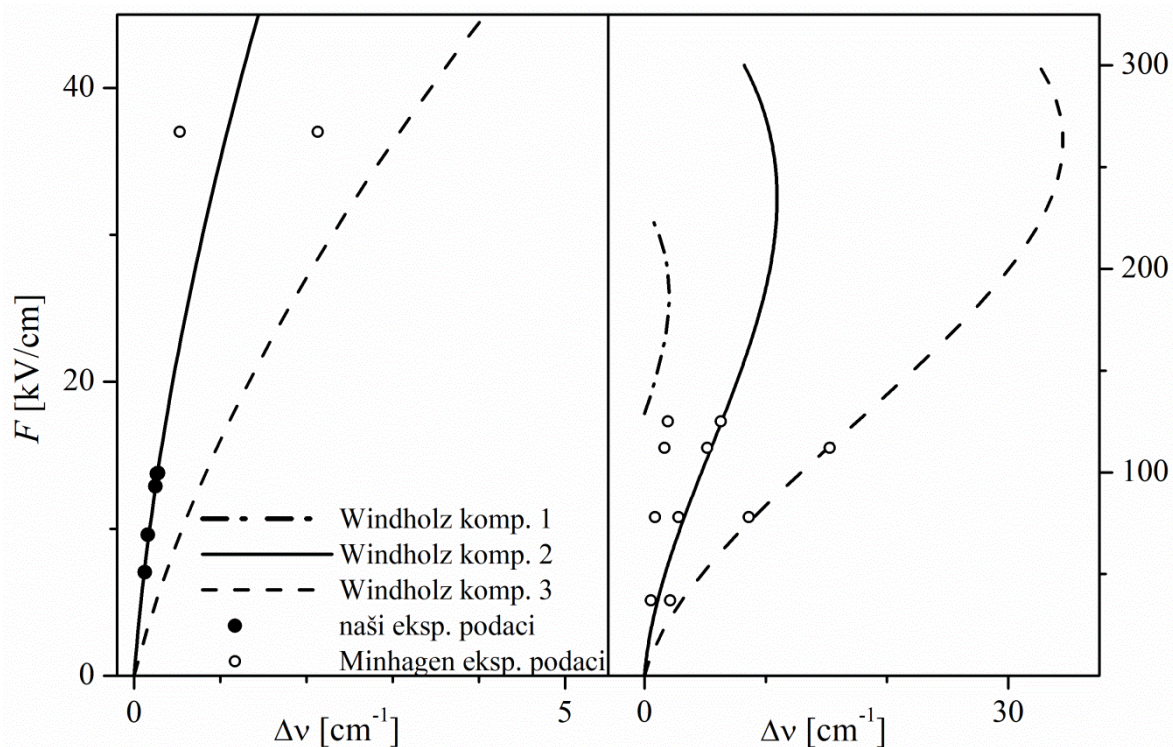
$$S_F(\lambda) = \sum_j c_j \delta(\lambda - s_j F). \quad (5.1.6)$$

U formuli (5.1.6) δ predstavlja Dirac-ovu delta funkciju, s_j su koeficijenti mnogostrukosti (*engl.* manifold) Stark-ovog pomeranja, a c_j su Stark-ovi koeficijenti intenziteta za σ - polarizovanu H_β spektralnu liniju.

Modelna funkcija (5.1.4) opisuje profil molekulske linije vodonika H_2 , koja se nalazi na crvenom krilu pomerena za 0,04 nm od centra H_β linije, pogledati sliku 3.1.1.3 u prethodnom poglavlju. Profil molekulske linije opisan je Gauss-ijanom $G_{H_2}(\lambda)$ sa instrumentalnom poluširinom, i skoro se može zanemariti jer za ovu liniju Stark-ov efekat je kvadratičan i stoga vrlo mali. Iako H_2 linija ne doprinosi mnogo ukupnom profilu H_β linije, uzima se u obzir jer se pojavljuje dosta blizu maksimuma na crvenom krilu te ometa fitovanje.

Član $S_F * D_{H_\beta}(\lambda; d) + G_{H_2}(\lambda; d)$, koji opisuje ukupno zračenje oko centra H_β linije, je u (5.1.4) konvoluiran sa instrumentalnim profilom \mathfrak{S} , a konstanta b_H u formuli (5.1.4) služi da se uzme u obzir moguće eksperimentalno odstupanje od bazne linije. Vrednosti jačine električnog polja F mogu biti određene pomoću modelne funkcije (5.1.4) zajedno sa ostalim parametrima modelne funkcije iz najboljeg fita eksperimentalnih podataka snimljene H_β linije.

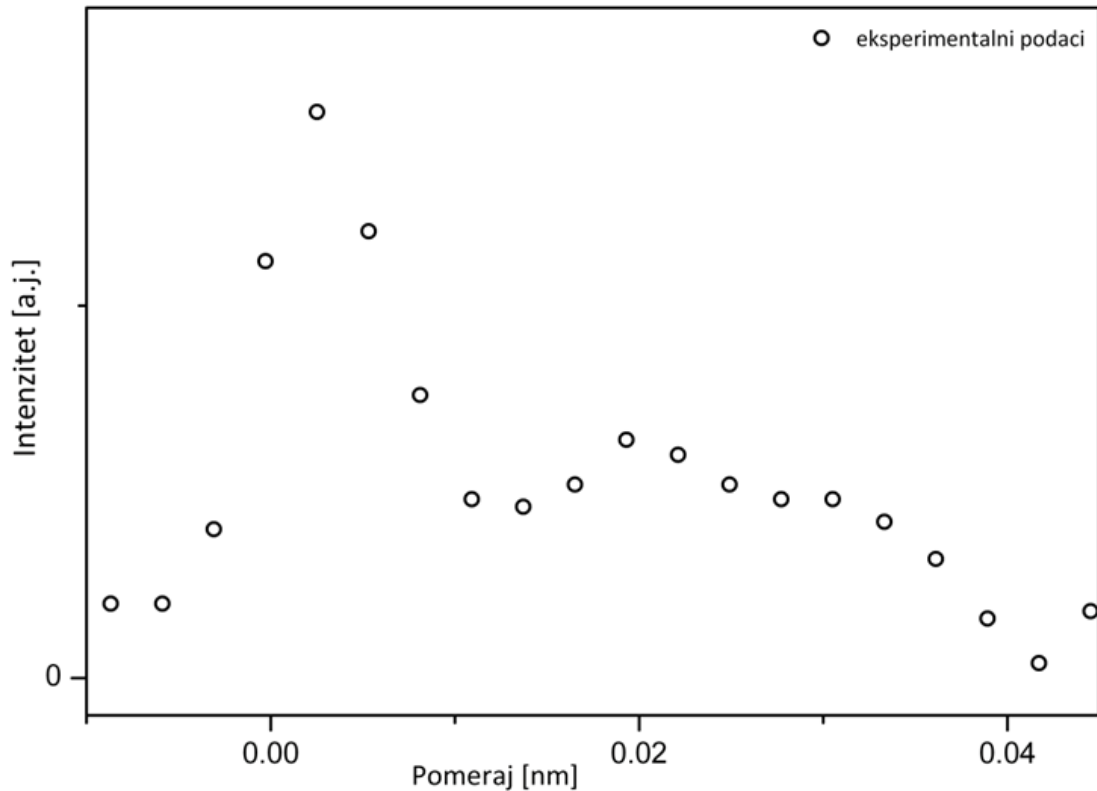
Jačina električnog polja i Stark-ovi pomeraji za liniju Ar I 518,775 nm određeni su pomoću opisane numeričke procedure i predstavljeni na slici 5.1.2. Dobijeni rezultati, predstavljeni punim krugovima na levom panelu slike 5.1.2. pokazuju dobro slaganje sa pretpostavkama koje je izneo Windholz u svom radu za drugu Stark-ovu komponentu (puna linija) linije Ar I 518,775 nm [67], a podaci su dati u tabeli 5.2. Na desnom panelu prikazane su Windholz-ove krive za sve tri komponente, ali ovaj put u širem opsegu talasnih dužina kako bi se videli i Minhagen-ovi eksperimentalni rezultati dobijeni za ovu liniju koji su na slici predstavljeni kao prazni krugovi.



Slika 5.1.2 - Jačina električnog polja F prikazana u zavisnosti od talasnog broja Stark-ovih pomeraja $\Delta\nu$ za liniju Ar I 518,775 nm. Uslovi pražnjenja za naše eksperimentalne podatke: Ar + 0,9% H₂, katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 13,3$ mA i $U = 530$ V.

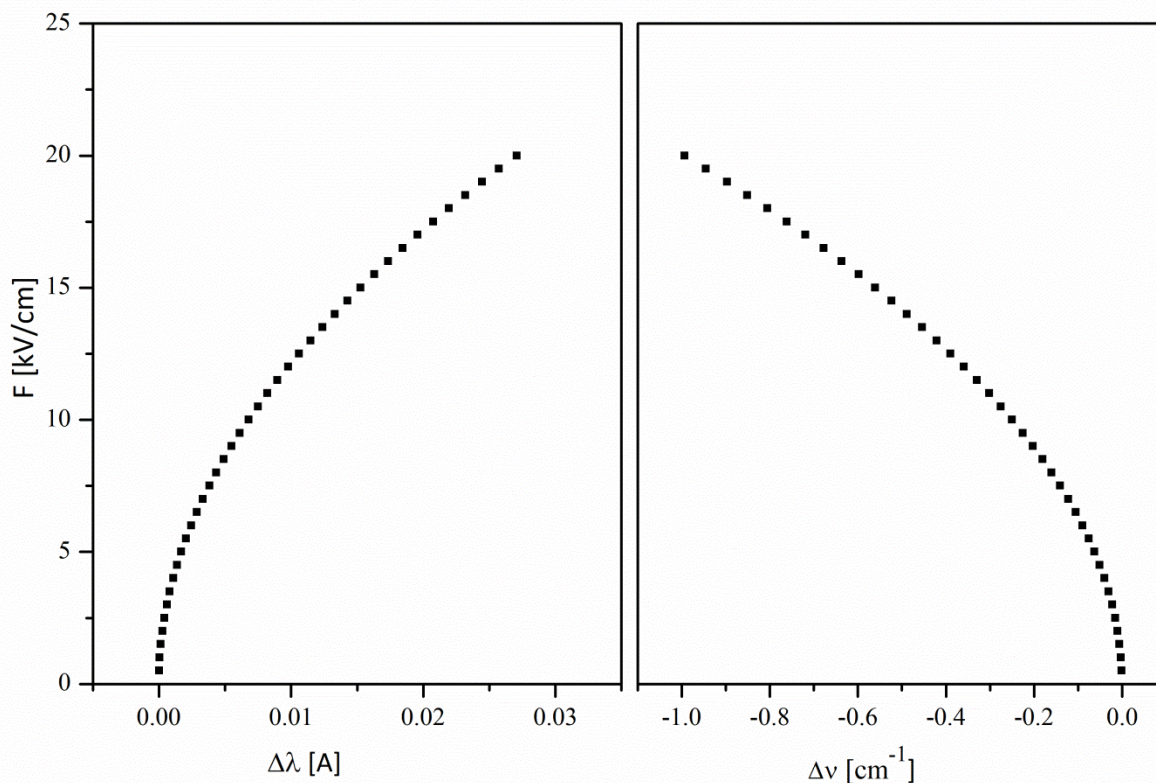
5.2. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 522,127 nm

Profil spektralne linije argona Ar I 522,127 nm snimljen sa kraja izvora pražnjenja ima složenu strukturu prikazanu na slici 5.2.1. U snimljenom profilu uvek se može jasno uočiti nepomerena komponenta, na tabličnoj talasnoj dužini Ar I 522,127 nm, emitovana iz dela pražnjenja koji nije pod uticajem električnog polja. Nepomerenj komponenti pridružen je Gauss-ijan sa instrumentalnom poluširinom korišćen kao referenca talasne dužine radi merenja pomeraja ostalih komponenti unutar profila spektralne linije.



Slika 5.2.1. - Tipičan profil spektralne linije argona Ar I 522,127 nm snimljen s kraja pražnjenja. Radni uslovi: čist argon, katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 22$ mA, $U = 615$ V.

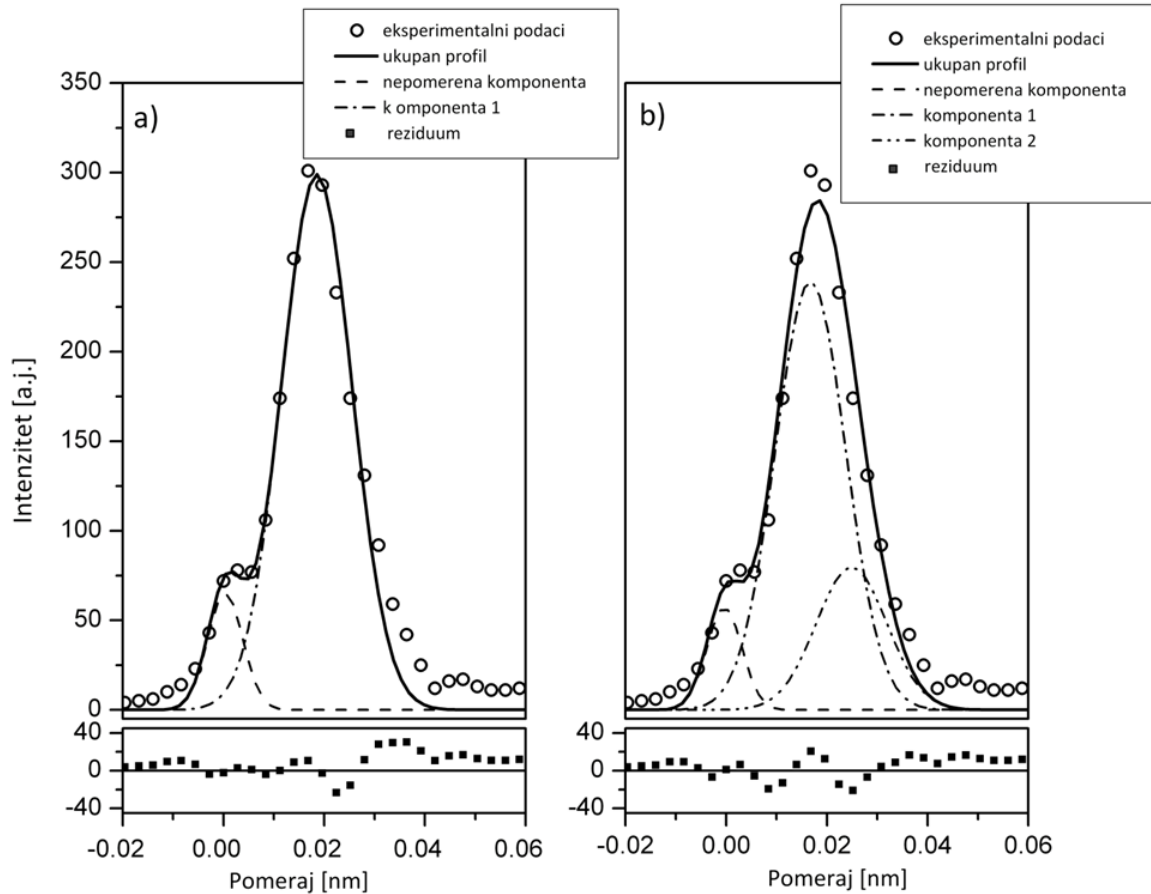
Analiza Stark-ovskog pomeranja linije Ar I 522,127 nm predstavljena je u radu Windholz [67], koji je predvideo da se ova linija cepa u dve Stark-ove komponente, pomerene ka manjim talasnim brojevima (većim talasnim dužinama). Ovo je saglasnosti sa proračunima prema formuli (5.2) i grafički je prikazano na slici 5.2.2 koja pokazuje ponašanje terma grupe $7d$ u spoljašnjem električnom polju, kojoj pripada linija Ar I 522, 127 nm ($4p(5/2)3 - 7d(7/4)4$).



Slika 5.2.1. – Ponašanje terma grupe 7d u spoljašnjem električnom polju, kojoj pripada linija Ar I 522, 127 nm ($4p(5/2)3 - 7d(7/4)4$).

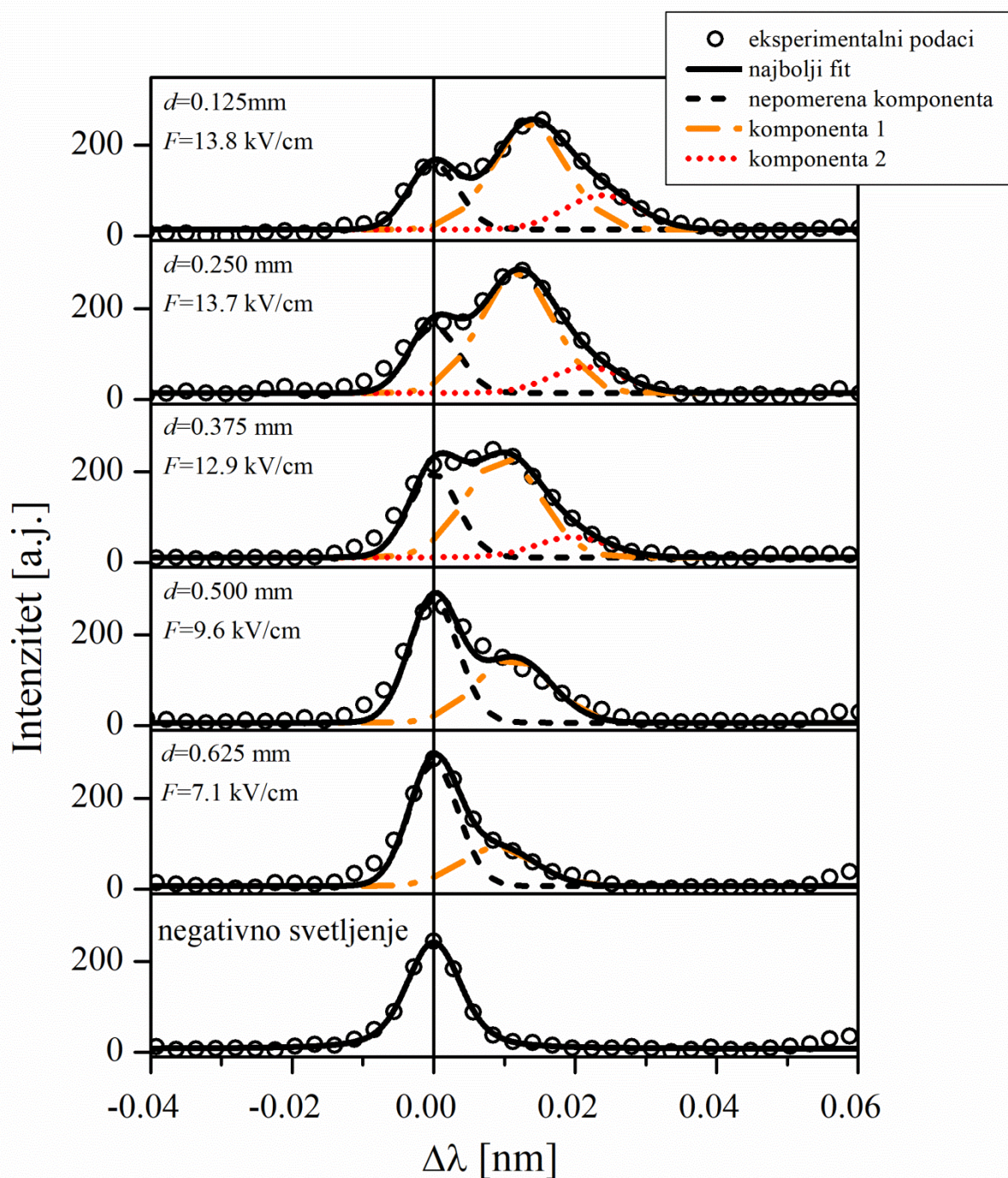
Linija je ranije analizirana u radu Majstorović i saradnika [22], koji su modelovali njen profil funkcijom koja se sastoji iz sume dva Gauss-ijana. Prvi Gauss-ijan ima instrumentalnu vrednost poluširine i opisuje nepomerenu komponentu, dok je drugi Gauss-ijan 1,5 put širi od instrumentalne vrednosti i opisuje pomerenu komponentu. Modelna funkcija daje fit koji se slaže sa snimljenim eksperimentalnim profilom na pritisku $p = 6.5$ mbar.

Prilikom posmatranja spektralne linije Ar I 522,127 nm na nižim pritiscima, ustanovljeno je da modelna funkcija korišćena u [22], ne opisuje u potpunosti snimljene eksperimentalne profile, što je prikazano na levom panelu slike 5.2.3. Neslaganja su primećena na aksijalnim pozicijama pri većim vrednostima jačine električnog polja. Fizičko poreklo neslaganja može biti opisano zbog prisustva druge Stark-ove komponente linije predviđene u [67]. Stoga, u ovoj doktorskoj tezi, predlažemo poboljšanu modelnu funkciju, koja je suma tri Gauss-ijana, i čiji je najbolji fit prikazan na slici 5.2.3. Prvi Gauss-ijan opisuje nepomerenu komponentu instrumentalne poluširine $w_{FWHM} = 8,2$ pm. Pomerene komponente imaju širinu 1,5 puta veću od instrumentalne poluširine. Odnos intenziteta prve i druge pomerene komponente je 3:1, što je prikazano u tabeli 5.2. Ovakva model funkcija korišćena je za fitovanje profila linije na kojima se vidi druga pomerena komponenta. Profili snimljeni u oblasti negativnog svetljenja fitovani su simetričnom Voigt-ovom funkcijom.



Slika 5.2.3. – a) Eksperimentalni profil spektralne linije argona Ar I 522,127 nm i rezultati primene model-funkcije koja uključuje superpoziciju dva Gauss-ijana b) Eksperimentalni profil spektralne linije argona Ar I 522,127 nm i rezultati primene model-funkcije koja uključuje superpoziciju tri Gauss-ijana. Radni uslovi: $p = 3,5$ mbar; $I = 15$ mA, $U = 724$ V, udaljenost od katode $d = 0,125$ mm.

U našim eksperimentalnim uslovima detektovane su obe pomerene komponente linije Ar I 522,127 nm. Na slici 5.2.4. su prikazani nepolarizovani profili spektralne linije Ar I 522,127 nm snimljene na različitim pozicijama u oblasti katodnog pada i jedan profil snimljen u oblasti negativnog svetljenja. Stark-ovi pomeraji snimljenih profila određeni su korišćenjem modelne funkcije koja se sastoji od tri Gauss-ijana i njima je priključena jačina električnog polja izračunata iz H_{β} linije, metodom opisanom u prethodnom potpoglavlju.



Slika 5.2.4. - Profili spektralne linije Ar I 522,127 nm i njihovi najbolji fitovi snimljeni na različitim pozicijama u oblasti katodnog pada i jedan profil snimljen u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: Ar + 0,9% H₂, katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 13,3$ mA i $U = 530$ V.

Na levom panelu slike 5.2.5. prikazani su rezultati za Stark-ove pomeraje linije Ar I 522,127 nm. Stark-ovi pomeraji snimljenih profila određeni su korišćenjem modelne funkcije koja se sastoji od tri Gauss-ijana i njima je priključena jačina električnog polja izračunata iz H _{β} linije, metodom opisanom u prethodnom potpoglavlju. Rezultati za prvu komponentu se dobro slažu sa vrednostima za promenu talasnog broja $\Delta\nu$, prema formuli koju je predložio Windholz u svom radu:

$$\Delta\nu = \left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1 F^2} \right) / 2, \quad (5.2.1)$$

korišćene vrednosti za koeficijente a_1 i a_2 , prikazane su u tabeli 5.2.

Nažalost, koeficijenti za drugu komponentu ne postoje i nemoguće je na ovaj način izvršiti poređenje dobijenih rezultata. Merenja Stark-ovih pomeraja za male vrednosti jačine električnog polja, kao što je slučaj u ovom eksperimentu, nisu dovoljne za određivanje koeficijenata a_1 i a_2 jer se formula (5.2), korišćena u [61], za slaba polja redukuje u jednostavan kvadratičan Stark-ov efekat prikazan na sledeći način:

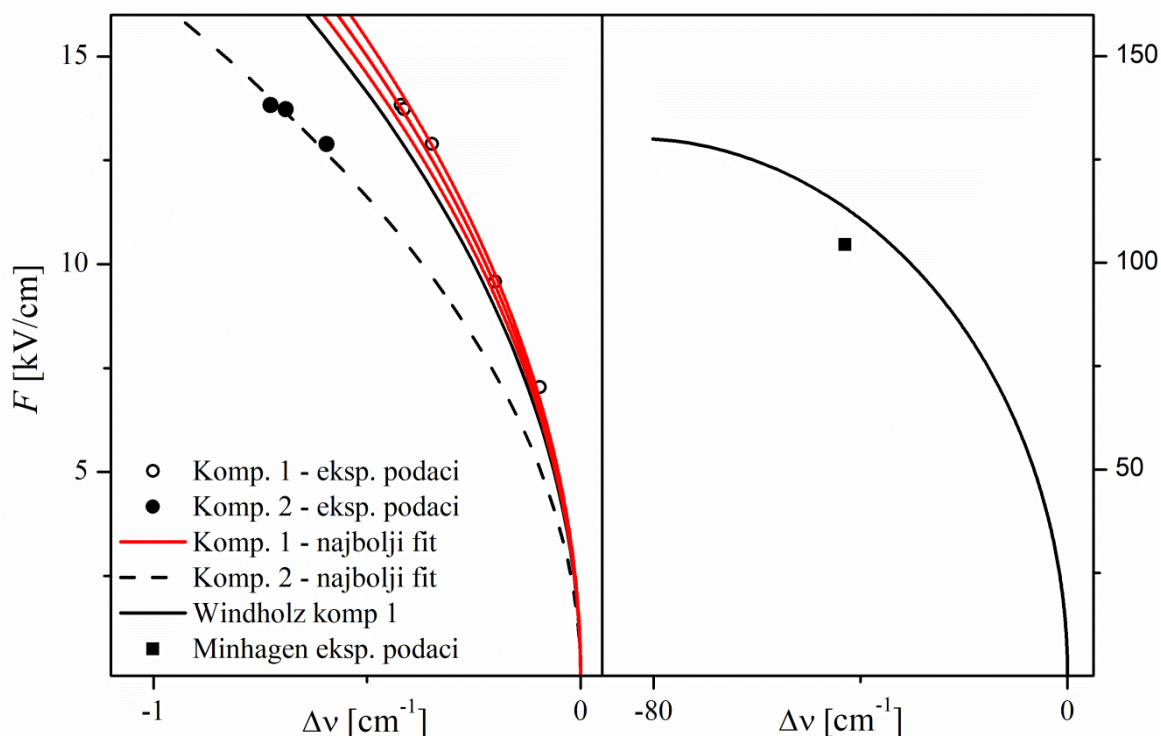
$$\Delta\nu \approx \frac{a_1}{a_2} F^2. \quad (5.2.2)$$

Koristeći formulu (5.2.2) procenjen je odnos koeficijenata za drugu komponentu i prikazan u tabeli 5.3.

Tabela 5.3. : Najbolje vrednosti dobijene fitovanjem i Windholz-ove vrednosti date u [61] za odnos a_1/a_2 koeficijenata Stark-ovih pomeraja a_1 i a_2 za Stark-ovski pomerene komponente spektralne linije Ar I 522,127 nm.

a_1/a_2	Stark-ova komponenta 1 (cm/kV ²)×10 ⁻⁵	Stark-ova komponenta 2 (cm/kV ²)×10 ⁻⁵
Najbolji fit	-222 ± 11	-370 ± 18
Windholz	-249	–

Na desnom panelu slike 5.2.5. prikazani su najbolji fitovi za Stark-ove komponente 1 i 2 zajedno sa tačkom koju je eksperimentalno odredio Minhagen u uslovima jakog električnog polja, a ova vrednost se pominje samo u [67]. Za vrednosti a_1/a_2 koje su korišćene za fitovanje videti tabelu 5.3.



Slika 5.2.5. - Jačina električnog polja F prikazana u zavisnosti od talasnog broja Stark-ovih pomeraja $\Delta\nu$ za liniju Ar I 522,127 nm. Uslovi pražnjenja za naše eksperimentalne podatke: Ar + 0,9% H₂, katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 13,3$ mA i $U = 530$ V.

5.3. Rezime i zaključak

Prema predstavljenim rezultatima istraživanja koje su objavili Minhagen [85] i Windholz [67], stiče se utisak da tačnost jednačina (5.2) i (5.3) nije mogla biti proverena za male vrednosti jačine električnog polja, sa eksperimentalnom postavkom koja je tada korišćena.

S obzirom da su tako jaka polja retko moguća u laboratorijskim uslovima pogotovo sa izvorom tinjavog pražnjenja kakav mi koristimo, bio je izazov ispitati mogućnost korišćenja linija Ar I za određivanje jačine električnog polja u opsegu do 20 kV/cm

Eksperimenti opisani u ovom poglavlju izvedeni su u pražnjenju sa bakarnom katodom u gasnoj mešavini 99,1% Ar + 0,9% H₂ i posmatrane su linije Ar I oblasti katodnog pada u abnormalnom tinjavom pražnjenju Grimm-ovog tipa. Pražnjenje je posmatrano u pravcu paralelnom sa površinom katode tj. sa strane (side-on) u odnosu na osu pražnjenja.

Za merenja jačine električnog polja korišćena je metoda Stark-ove polarizacione spektroskopije vodonikove Balmer beta linije H _{β} . Stark-ovi pomeraji linije Ar I određeni su fitovanjem eksperimentalnih profila linije odgovarajućim modelnim funkcijama.

Izvršena merenja u oblasti manjih vrednosti jačine električnog polja pokazuju da Stark-ovi pomeraji mogu biti precizno određeni opisanim numeričkim procedurama, iako su dosta mali. Dobijeni rezultati se ne razlikuju za više od 10-15% u odnosu na rezultate koji su prikazani u [67].

Rezultati dobijeni za Ar I 518,775 nm, iako pokazuju veoma male pomeraje, slika 5.1.1. , daju dobro slaganje sa rezultatima dobijenim iz formule (5.3) korišćenjem koeficijenata datim u tabeli 5.2. za drugu Stark-ovu komponentu. Ovo je ilustrovano na slici 5.1.2. b).

Za obe komponente linije Ar I 522,127 nm, određeni su koeficijenti za kvadratični Stark-ov pomeraj i prikazani u tabeli 5.3 koji mogu biti korišćeni za određivanje slabih električnih polja (jačine do 15kV/cm) sa greškom manjom od 5%.

Cilj eksperimenta i nove procedure za fitovanje bio je da se razvije jednostavna metoda za određivanje raspodele jačine električnog polja u oblasti katodnog pada u pražnjenjima sa čistim argonom. Ovo je od posebne važnosti jer je za pojedine tehnologije i analitičke aplikacije nepoželjno prisustvo vodonika u pražnjenju.

Treba istaći da prikazani rezultati za mapiranje električnog polja na jačinama ispod 15kV/cm pokazuju dobro slaganje sa rezultatima dobijenim za velike jačine električnog polja sa greškom od 10-15%, kao i da korišćena procedura za fitovanje snimljenih eksperimentalnih profila poboljšava preciznost merenja Stark-ovih pomeraja, pogotovo u oblasti malih jačina električnog polja. Prikazani rezultati objavljeni su u [87].

6. PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA Ar II U PRIKATODNOJ OBLASTI GRIMM-OVOG PRAŽNJENJA

Inertni gasovi, kao što su argon i neon, veoma su pogodni za testiranje raznih metoda u spektroskopiji plazme jer su pražnjenja u ovim gasovima stabilna. Linije inertnih gasova se koriste za dijagnostiku laboratorijske plazme i generalno istraživanja u fizici lasera i laserski indukovane plazme, modeliranju zvezdanih atmosfera, istraživanju termonuklearne fuzije, kao i studijama procesa sudara [88-93].

Linije jednostruko jonizovanog atoma argona (Ar II) odavno se proučavaju u laboratorijskim uslovima za dijagnostiku plazme. Parametri Stark-ovog širenja, publikovani u radovima [94-112], su od interesa za brojne aplikacije. U radu [111] mereni su parametri Stark-ovog širenja za linije Ar II u UV oblasti i poređeni sa eksperimentalnim i teorijskim rezultatima drugih autora, npr. [49, 113-115]. U [110] izmerene su verovatnoće prelaza za linije Ar II u UV oblasti, dok su u [112] mereni Stark-ovi pomeraji i poluširine Ar II u vidljivom delu spektra. Spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona korišćene su i za određivanje ekscitacione temperature elektrona i koncentracije elektrona, što je publikovano u [4,116-117].

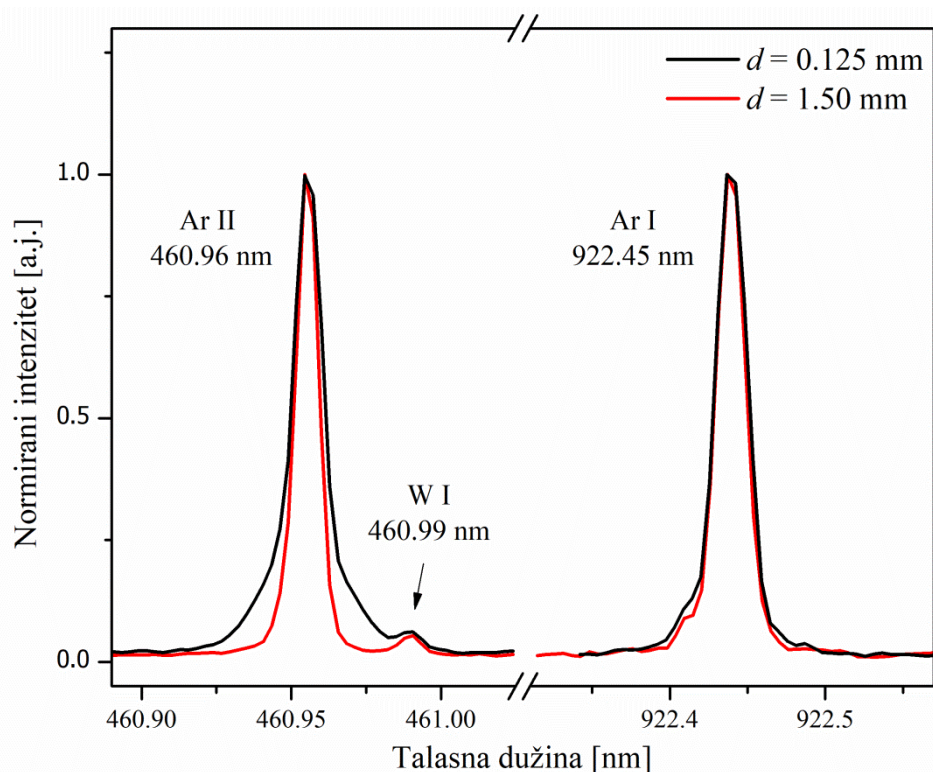
Može se primetiti da nema dovoljno saznanja o načinu formiranja oblika Ar II linija, a koje dalje mogu da se koriste za dijagnostiku prikatodne oblasti. Ovakva saznanja su neophodna kako bismo razumeli dinamiku naelektrisanih čestica, koja utiče na formiranja oblika spektralnih linija i formiranje proširenih krila. Nedavno je sprovedena detaljna analiza ovih procesa i uloga koju imaju u formiranju oblika spektralnih linija Ne II u ATP [60,118]. Ove linije imaju složene profile koji omogućavaju proučavanje važnih parametara pražnjenja kao što su jačina električnog polja, dužina prikatodne oblasti i gasna temperatura. U teorijskom proučavanju oblika ovih linija i karakteristika pražnjenja u kojima su one snimljene primenjen je iterativni kinetički model [18,60,64].

Rezultati istraživanja oblika jonskih spektralnih linija imaju veliki doprinos za dalje eksperimentalne i teorijske studije, te je u okviru ove doktorske disertacije proučavano formiranje proširenih krila jedanput jonizovanog atoma argona i uticaj različitih katodnih materijala na njih, a rezultati prikazani u okviru ovog poglavlja. Ovi rezultati predstavljaju nastavak istraživanja objavljenih u [60,118] rađenih na pražnjenju sa neonom i potvrđuju da je proučavani fenomen opšti u okviru ATP.

Prikazano je nekoliko linija Ar II snimljenih u vidljivom delu spektra, čiji profil pokazuje proširenje na krilima linije. Snimljeni simetrični oblici ne mogu se povezati sa Stark-ovim efektom makropolja, jer je on u slučaju jonskih linija veoma mali da bi se mogao registrovati eksperimentalnom postavkom koja je korišćena [13]. Sva merenja urađena su u prikatodnoj oblasti u čistom argonu. Korišćena su tri različita katodna materijala kako bi se ispitaio uticaj koji imaju u formiranju složenog profila jonske linije. Cilj istraživanja bio je da se analizira prikatodna oblast tehnikom OES koristeći samo linije argona. Pokazano je da složeni profili Ar II linije mogu da se koriste u određivanju osnovnih parametara kao što su jačina električnog polja i pozicija u prikatodnoj oblasti. Rezultati iz ovog poglavlja objavljeni su u [119].

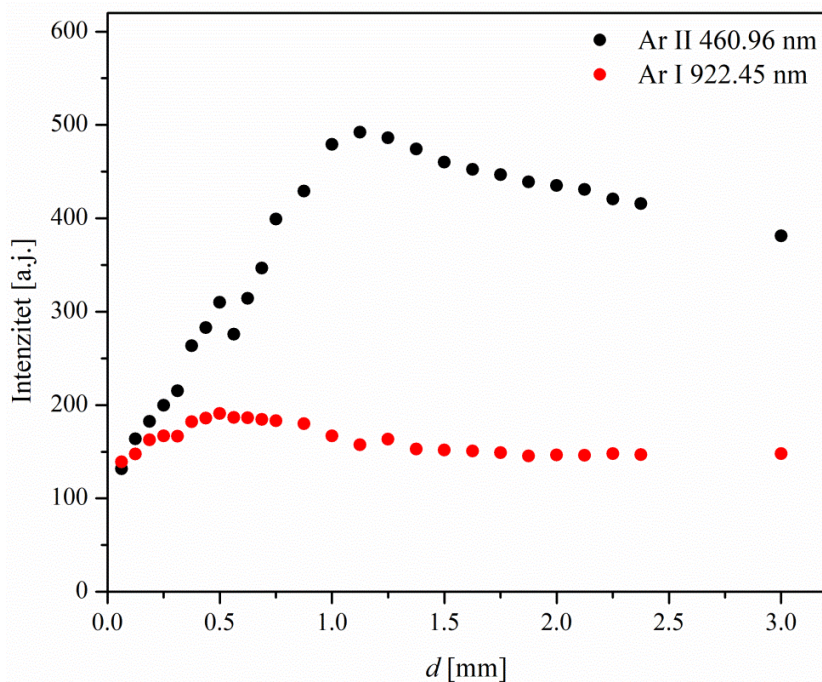
6.1. Posmatranje oblika spektralnih linija Ar II u prikatodnoj oblasti

Spektroskopskim posmatranjem sa strane uočeni su prošireni oblici spektralnih linija jedanput jonizovanog atoma argona Ar II, slika 6.1.1. Na slici su u istom spektru prikazane linija jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm, zajedno sa atomskom linijom argona iz prvog reda talasne dužine Ar I 922,45 nm snimljene u pražnjenju sa katodom od volframa. Intenziteti su normalizovani kako bi se lakše uočilo proširenje na Ar II linija, koja ima uzan centralni maksimum i proširena krila. Oblik spektralnih linija je posledica niza elementarnih procesa koji se odigravaju u prikatodnoj oblasti, a biće objašnjeni u nastavku.



Slika 6.1.1. – Eksperimentalni profili spektralne linije jednostruko jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm snimljeni u drugom difrakcionom redu i linije neutralnog argona Ar I 922,45 nm u prvom difrakcionom redu na početku prikatodne oblasti i u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: katoda od volframa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

Spektralne linije Ar I i Ar II su snimljene u prikatodnoj oblasti i oblasti negativnog svetljenja. Primećeno je da i za jonsku i za atomsku liniju, intenzitet raste od površine katode ka oblasti negativnog svetljenja, gde dostižu svoj maksimum, a da su u oblasti negativnog svetljenja skoro konstantni sa tendencijom blagog pada, što se vidi na slici 6.1.2.



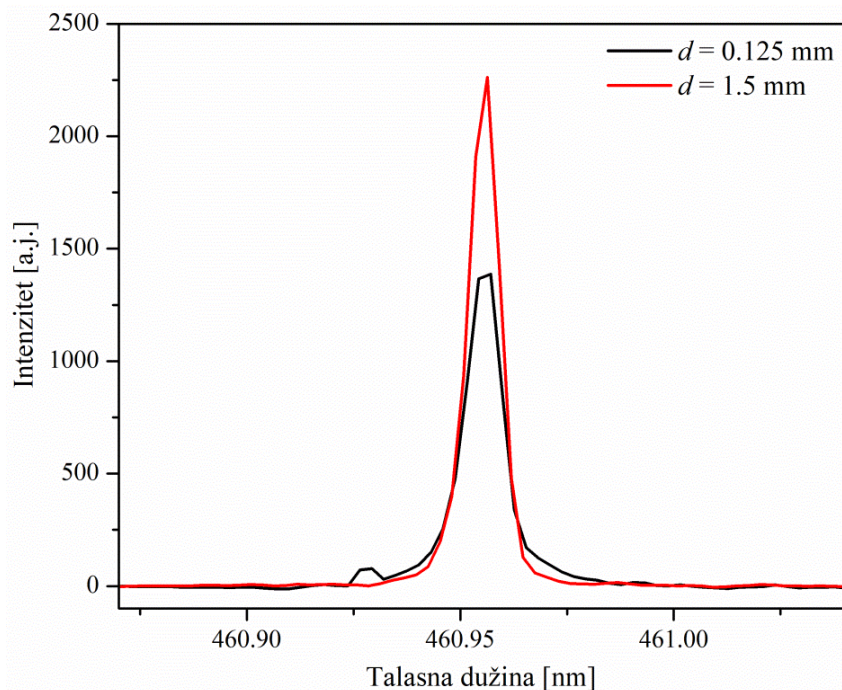
Slika 6.1.2. – Intenziteti linije jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 406,96 nm zajedno sa intenzitetima atomske linije argona iz prvog difrakcionog reda Ar I 922,45 nm, snimljenim na različitim aksijalnim pozicijama duž pražnjenja. Uslovi pražnjenja kao na slici 6.1.1.

Spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona snimane su u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog pražnjenja u vidljivom delu spektra, u oblasti od 400-500 nm. Oblici linija Ar II posmatrani su sa strane izvora pražnjenja, u drugom difrakcionom redu. Kao radni gas korišćen je argon. Osim Ar II linija, snimljene su i linije Ar I na talasnoj dužini 522,127 nm, kako bi se odredila raspodela jačine električnog polja, metodom opisanom u prethodnom poglavlju, kao i referentne linije materijala od kojeg je sačinjena katoda. Za potrebe ovog eksperimenta korišćene su tri katode od materijala različite atomske mase: volfram W ($M=183,85$ u), bakar Cu ($M=63,55$ u) i gvožđe Fe ($M=55,85$ u). Snimanja su vršena CCD detektorom, a izvor za pražnjenje je pomeran u koracima od 0,0625 mm. Detektovano je ukupno pet linija koje ispoljavaju širenje prikazanih u Tabeli 6.1. zajedno sa osnovnim podacima preuzetim iz [120].

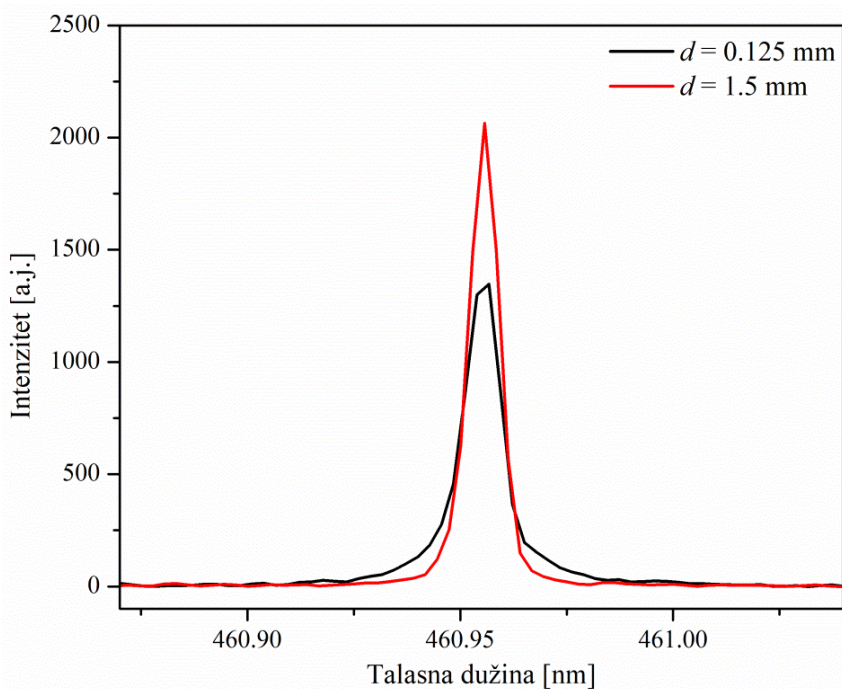
Tabela 6.1. : Spisak spektralnih linija Ar II koje su pokazale proširena krila u prikatodnoj oblasti, zajedno sa osnovnim atomskim podacima [120].

Talasna dužina [nm]	Gornji nivo Konfiguracija, term	Donji nivo Konfiguracija, term	Energija gornjeg nivoa [cm^{-1}]	Energija donjeg nivoa [cm^{-1}]
434,81	$3s^23p^4(^3P)4p^4D^\circ 7/2$	$3s^23p^4(^3P)4s^4P 5/2$	157 234,02	134 241,74
458,99	$3s^23p^4(^1D)4p^2F^\circ 5/2$	$3s^23p^4(^1D)4s^2D 3/2$	170 401,02	148 620,14
460,96	$3s^23p^4(^1D)4p^2F^\circ 7/2$	$3s^23p^4(^1D)4s^2D 5/2$	170 530,40	148 842,47
484,78	$3s^23p^4(^3P)4p^4P^\circ 1/2$	$3s^23p^4(^3P)4s^4P 3/2$	155 708,11	135 085,99
487,98	$3s^23p^4(^3P)4p^2D 5/2$	$3s^23p^4(^3P)4s^2P 3/2$	158 730,30	138 243,64

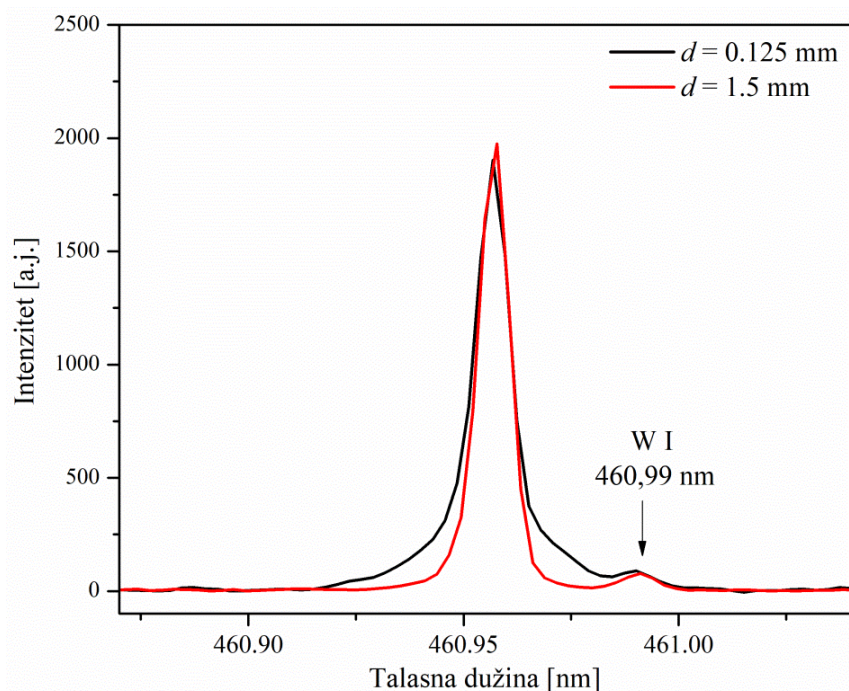
Efekat širenja spektralnih linija Ar II najizraženiji je na poziciji najbližoj površini katode i opada sa udaljavanjem od nje. U oblasti negativnog svetljenja efekat se u potpunosti gubi, videti slike 6.1.3 – 6.1.5.



Slika 6.1.3. Profili spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm na početku prikatodne oblasti i u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 555$ V.



Slika 6.1.4. Profili spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm na početku prikatodne oblasti i u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 560$ V.



Slika 6.1.5. Profili spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm na početku prikatodne oblasti i u oblasti negativnog svetljenja. Uslovi pražnjenja: katoda od volframa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

6.2. Proces koji utiču na poreklo proširenih profila linija jedanput jonizovanog atoma argona u prikatodnoj oblasti

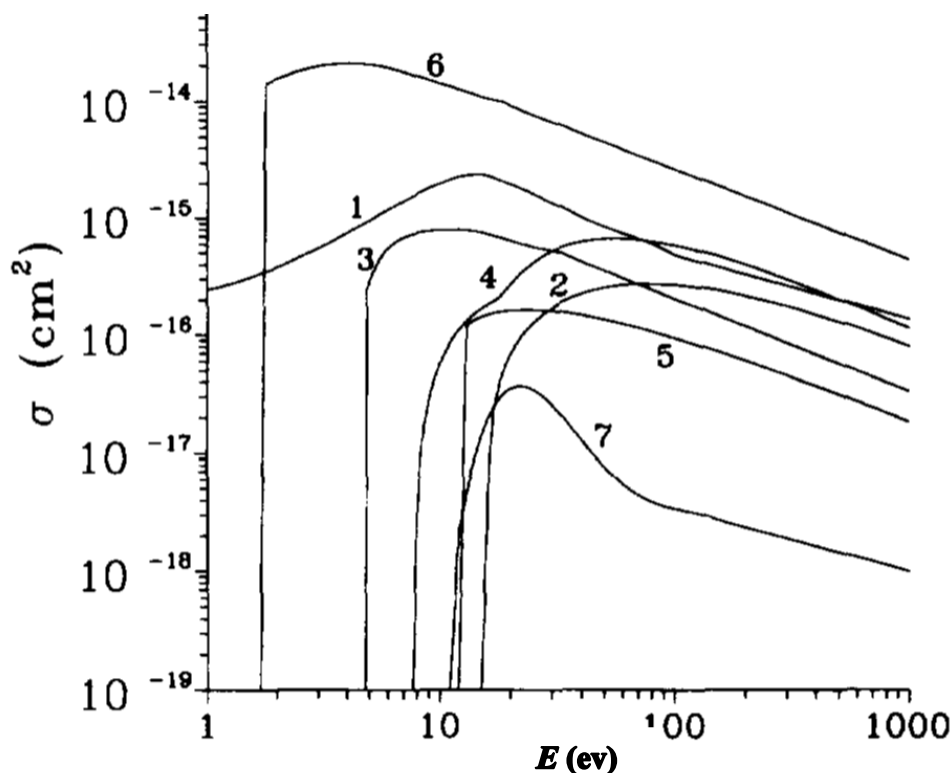
Joni argona nastaju jonizacijom atoma argona koja se najvećim delom odigrava elektronskim udarom, a manje u sudarima jona i/ili atoma argona sa atomima argona. Manjim delom joni argona nastaju u prikatodnoj oblasti, a većim u oblasti negativnog svetljenja odakle difunduju u prikatodnu oblast. U prikatodnoj oblasti joni su ubrzani električnim poljem i usmeravaju se ka katodi. Na tom putu sudaraju se najviše sa atomima matričnog gasa čija je koncentracija najveća. U sudarima joni razmenjuju impuls i energiju sa atomima matričnog gasa i učestvuju u procesima razmene naelektrisanja sa atomima argona u kojima iz brzog jona i sporog atoma nastaju spori jon i brzi atom:



Iz ovog razloga energija jona pristiglih na katodu manja je od maksimalne energije koja je, kada se izrazi u eV, brojno jednaka naponu pražnjenja datom u V. Joni argona se neutralizuju na katodi i deo njih se reflektuje nazad u prikatodnu oblast. Ako su reflektovani atomi brzi u kasnijim sudarima mogu da proizvedu jone koji emituju zračenje. Međutim, to nije čest slučaj jer je jonizacija brzih atoma elektronskim udarom, odnosno sudarom sa drugim atomom, zanemariva zbog male koncentracije elektrona, odnosno malog efikasnog preseka za jonizaciju u sudaru dva atoma pri niskoj upadnoj energiji jer se brzi atomi efikasno termalizuju u znatno mnogobrojnijim elastičnim sudarima sa drugim atomima. Stoga se smatra da zračenje jonskih linija argona skoro u celosti potiče od zračenja ekscitovanih jona argona na putu ka katodi kroz prikatodnu oblast. Na osnovu ovoga možemo zaključiti da su

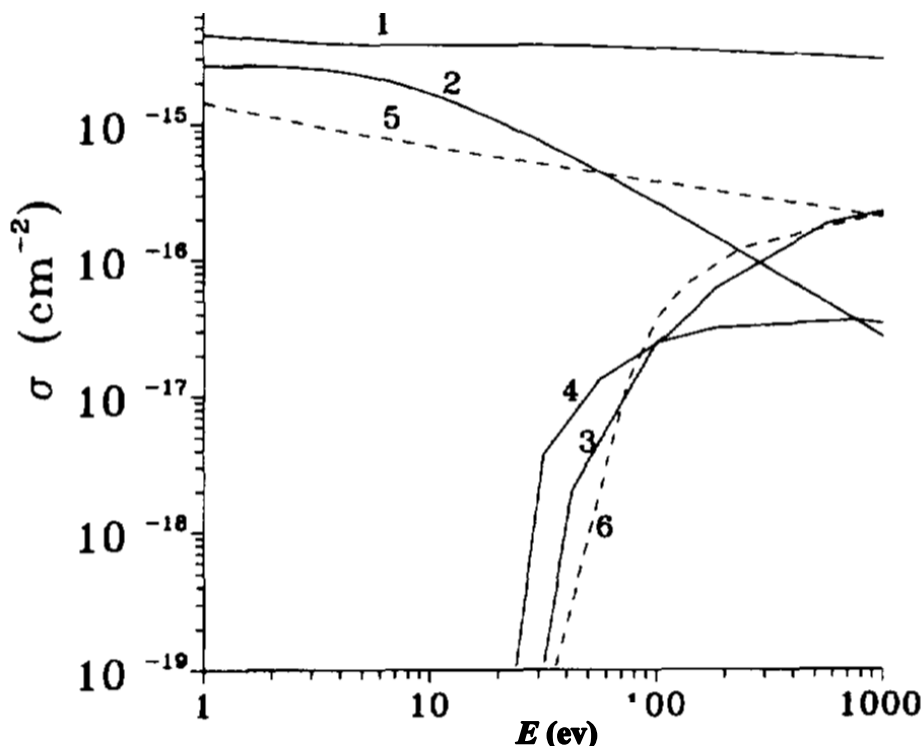
za formiranje krila jonskih linija najznačajni sudari jona argona sa atomima matričnog gasa i sa raspršenim atomima materijala katode koja se koristi. U takvim sudarima može doći do ekscitacije jona koji zbog sudara biva skrenut sa pravca kretanja i tako doprinosi formiranju pomerenih delova spektra.

Kao što je prikazano na slikama 6.1.1 - 6.1.3., profili jedanput jonizovanih linija argona Ar II imaju uzan centralni pik koji se na obe strane talasnih dužina nastavlja proširenim krilima. U nastavku će biti dat pregled najvažnijih procesa koji učestvuju u formiranju profila spektralnih linija Ar II u pražnjenja u čistom argonu. Efikasni preseki ovih procesa preuzeti iz [121] su prikazani na slikama 6.2.1. i 6.2.2.



Slika 6.2.1. - Efikasni preseki za sudare elektrona sa atomima argona, u funkciji energije upadnih elektrona E . [121]

Na slici 6.2.1. predstavljeni su efikasni preseki σ za različite procese: 1 - efikasni presek za elastične sudare; 2 - efikasni presek za jonizaciju atoma Ar elektronskim udarom; 3 - efikasni presek za jonizaciju metastabilnih atoma Ar elektronskim udarom; 4 - totalni efikasni presek za ekscitaciju atoma Ar elektronskim udarom; 5 - totalni efikasni presek za ekscitaciju metastabilnih atoma Ar elektronskim udarom; i 6 - efikasni presek za ekscitaciju atoma Ar elektronskim udarom iz osnovnog u metastabilno stanje.



Slika 6.2.2. - Efikasni preseki za sudare brzih atoma i jona argona. Pune linije predstavljaju preseke za sudare jona argona. [121]

Na slici 6.2.2. prikazani su efikasni preseki σ za sledeće sudarne procese (brzih) jona i (sporih) atoma argona: 1 - simetrična razmena naelektrisanja; 2 - elastični sudari; 3 - jonizacija jonskim udarom; 4 - ekscitacija u metastabilno stanje u sudaru jona argona sa atomom argona. Na istoj slici su isprekidanim linijama predstavljeni preseki za sudare brzih i sporih atoma argona: 5 - elastični sudar sa atomom argona; 6 - jonizacija i ekscitacija u metastabilno stanje atoma argona u sudaru sa atomom argona.

Elastični sudari elektrona sa atomima argona ne dovode do značajnije promene kinetičke energije atoma zbog velike razlike u masama atoma i elektrona, ali dominantno doprinose formiranju raspodele elektrona po pravcima kretanja. Kada ne bi dolazilo do elastičnih sudara elektroni bi se u prikatodnoj oblasti kretali samo pod uticajem električnog polja od katode ka anodi, formirajući snop elektrona. Proces se odvija po shemi:



Jonizacija elektronskim sudarom je jedan od najvažnijih procesa za održavanje pražnjenja, jer elektroni formirani na ovakav način mogu ponovo izvršiti jonizaciju što dovodi do multiplikacije elektrona. Ovaj proces može biti direktan što znači da se elektron sudara sa atomom argona u osnovnom stanju ili se može sudariti sa atomom argona u metastabilnom stanju. Za prvi proces minimum energije koju elektron treba da poseduje iznosi 15,76 eV što je i jonizacioni potencijal argona, dok drugi proces može da se dogodi na mnogo nižim energijama već od 4 eV. Jonizacija direktnim sudarom je mnogo važniji proces s obzirom da je u pražnjenju mnogo veća koncentracija argona u osnovnom stanju nego u metastabilnom stanju. Na slici 6.2.1. vidi se da efikasni precesi u oba slučaja rastu sa povećanjem energije elektrona. Ovaj proces je dominantan za nastanak jedanput jonizovanih atoma (tj. jona) Ar^{+} :

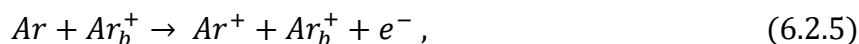


Ekscitacija elektronskim sudarom dovodi do nastanka ekscitovanih atoma, te stoga ne daje direktan doprinos formiranju profila jonskih linija, već samo indirektan doprinos preko formiranja distribucije metastabila:



Jonizacija i ekscitacija u sudaru jona argona i atoma argona i atoma argona sa drugim atomom argona su procesi analogni gorepomenutim procesima izazvanim elektronskim udarom. Ako joni i atomi argona poseduju dovoljno veliku energiju oni mogu da u sudaru izazovu jonizaciju i ekscitaciju atoma argona. Efikasni presek raste sa porastom energije projektila zbog čega ovi procesi postaju važni na energijama većim od 100 eV. U tinjavim pražnjenjima visokoenergetski joni i atomi se mogu naći u blizini katode, gde je jako električno polje. S obzirom da je ovaj proces veoma značajan u prikatodnoj oblasti on utiče na formiranje proširenog oblika Ar II linija.

Procesi jonizacije se odvijaju po sledeće dve sheme:



a za ekscitaciju po shemama:



Jonizacija sudarom dva atoma Ar u metastabilnom stanju se događa kada atomi imaju dovoljnu energiju da izbiju jedan elektron iz jednog metastabila. Ovaj process se odvija po shemi:



i manjeg je značaja u poređenju sa jonizacijom do koje dolazi u sudaru sa elektronom.

Simetrična razmena naelektrisanja se dešava u sudaru brzog jona sa sporim atomom argona. U ovim sudarima jon koji primi elektron postaje brzi atom, a atom koji izgubi taj elektron postaje spori jon. Nastali jon može biti ekscitovan i tada daje doprinos profilu jonskih linija. S obzirom da razmena naelektrisanja utiče na raspodelu energija jona po brzinama, ovaj proces daje znatan doprinos formiranju profila jonskih linija, a efikasni presek za ove sudare je izuzetno velik. Proces se odvija po shemi:



Treba istaći i važnost procesa koji nastaju u sudarima jona argona sa atomima katodnog materijala. Ovde ćemo nabrojati samo najvažnije procese koji imaju direktan doprinos formiranju oblika spektralnih linija jednostruko jonizovanih atoma argona.

Ekscitacija jona argona u sudaru sa atomom katodnog materijala ima direktan doprinos formiranju krila jonskih linija jer dovodi do značajne promene kinetičke energije jona posebno kada je katoda sačinjena od materijala atomske mase veće u odnosu na masu jona argona.

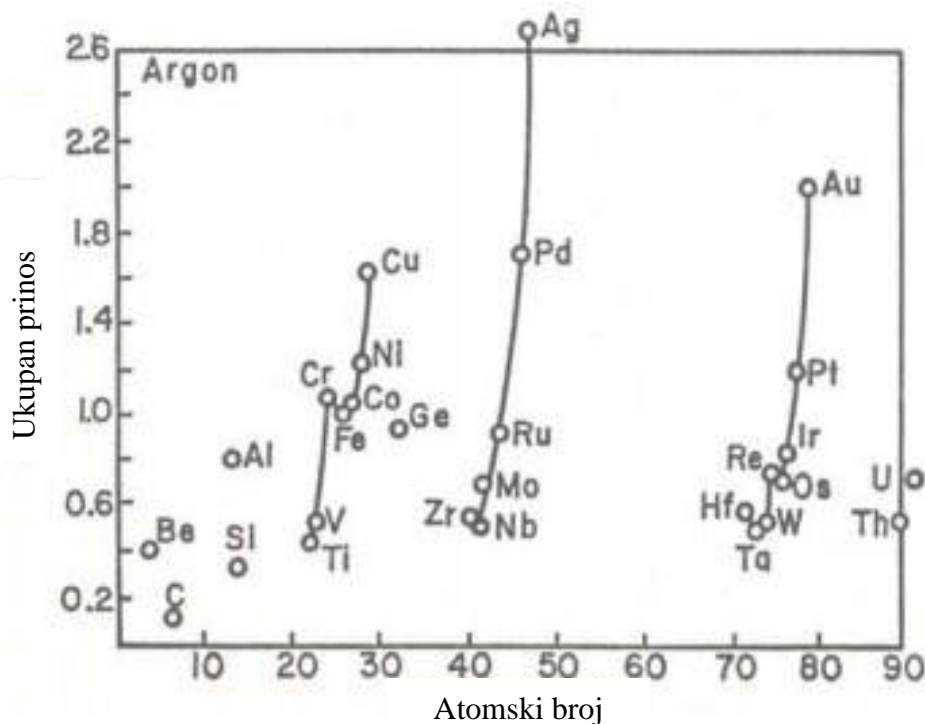
Elastični sudari jona argona sa atomima katodnog materijala dovodi do značajne promene kinetičke energije i impulsa jona posebno u slučaju velike mase atoma katodnog materijala. Proces doprinosi formiranju distribucije ekscitovanih jona te utiče na formiranje profila jonskih linija a odvija se po shemi:



gde X predstavlja element od kog je sačinjena katoda.

Veoma je važno pomenuti interakcije čestica pražnjenja sa materijalom katode koji su od značaja za razumevanje i modeliranje električnih gasnih pražnjenja kao što su raspršivanje katodnog materijala (*engl.* sputtering) i sekundarna emisija elektrona. Raspršivanje katodnog materijala dovodi do prisustva atoma tog materijala u pražnjenju što je pri dovoljnim koncentracijama tih atoma od velikog značaja za dinamiku prikatodne oblasti i formiranje spektralnih profila atomskih i jonskih linija, dok je sekundarna emisija elektrona esencijalna za održavanje samog pražnjenja.

Raspršivanje katodnog materijala (*engl.* sputtering) predstavlja izbacivanje atoma tog materijala sa površine katode usled bombardovanja visokoenergijskim atomima ili jonima. Raspršeni atomi difunduju kroz pražnjenje te se u eksperimentima sa protokom radnog gasa nakon dovoljno vremena uspostavlja stacionarna raspodela njihove koncentracije koja je prostorno nehomogena. U sudaru sa raspršenim atomima brzi joni ne samo da skreću sa pravca svog kretanja već mogu i da se ekscituju. Energija jona koji prouzrokuju raspršivanje je tipično reda veličine nekoliko stotina eV. Da bi atom sa površine materijala bio izbijen energija koja mu je predata u sudaru mora biti veća od izlaznog rada za atome materijala katode. Ovo je neselektivni proces jer njegov prinos na datoj upadnoj energiji zavisi od površinske energije veze, a slabije od mase projektila i mase mete. Raspršivanje materijala je anizotropan proces koji veoma zavisi od upadnog ugla projektila. Ključna veličina kojom se kvantitativno opisuje proces raspršivanja materijala pri bombardovanju jonima je ukupni prinos Y , koji je jednak broju raspršenih čestica po upadnom projektilu. Generalno ukupan prinos raste sa porastom atomskog broja katodnog materijala, unutar reda u periodnom sistemu, videti sliku 6.2.3. Porast ukupnog prinosa dovodi se u vezu sa popunjavanjem elektronske ljuske, posebno d orbitale. Prema [122], kako se ljuska mete popunjava postaje sve teže da čestice-projektile prodru dublje u metu pa dolazi do raspršivanja atoma mete.



Slika 6.2.3 – Ukupan prinos različitih prelaznih elemenata za mete bombardovane Ar II jonima energije 400 eV. [123]

Sekundarna emisija elektrona je proces koji se odvija na katodi i veoma je važan za samo održavanje pražnjenja. Razlikuju se tri procesa nastajanja sekundarnih elektrona:

1. elektroni nastali odbijanjem upadnih elektrona od površine zida (elastični sudari, energija je jednaka energiji upadnih elektrona);
2. elektroni izbijeni udarom elektrona (upadni elektron izbija jedan ili više elektrona iz zida; elektroni potiču iz valentne zone) i
3. elektroni izbijeni udarom teških čestica.

Koeficijent sekundarne emisije elektrona izbijenih udarom teških čestica definiše se kao odnos broja elektrona i broja upadnih čestica. Vrednost ovog koeficijenta najviše zavisi od stanja i čistoće površine materijala. Tri mehanizma doprinose sekundarnoj emisiji elektrona pri interakciji teških čestica sa površinom. Najpre, treba uočiti razliku između procesa u kojima dolazi do promene potencijalne i kinetičke energije. Za lake jone energije manje od 1 keV dominantni su procesi sa promenom potencijalne energije: elektron pod uticajem jona prelazi iz vezanog stanja u metalu u slobodno stanje, a oslobođena energija predaje se drugom elektronu u metalu, što ima za posledicu porast emisije usled Auger-ovog efekta. Kod preostala dva mehanizma upadne čestice predaju kinetičku energiju vezanim elektronima. Za veće energije, laki projektili interaguju direktno sa elektronima u provodnoj zoni. Teški projektili sa malim i srednjim energijama vrše jonizaciju putem sudara binarnog tipa.

6.3. Numeričko modeliranje oblika jonskih linija Ar II u prikatodnoj oblasti

Na osnovu teorijskog modela, prikazanog u radovima [60,118] zaključeno je da u formiranju ukupnog oblika profila jonskih linija učestvuju dve grupe ekscitovanih jona, u ovom slučaju argona, sa značajno različitim energijama. Stoga su eksperimentalni profili jonskih linija Ar II fitovani modelnom funkcijom:

$$I_{\text{mod}}(A, w, \Delta\lambda, b) = \mathfrak{S} * (G_s(\Delta\lambda; A_s, w_s) + G_b(\Delta\lambda; A_b, w_b)) + b, \quad (6.3.1)$$

koja predstavlja sumu dva Gauss-ijana:

$$G(\Delta\lambda; A, w) = \frac{2A}{w} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w}\right)^2\right], \quad (6.3.2)$$

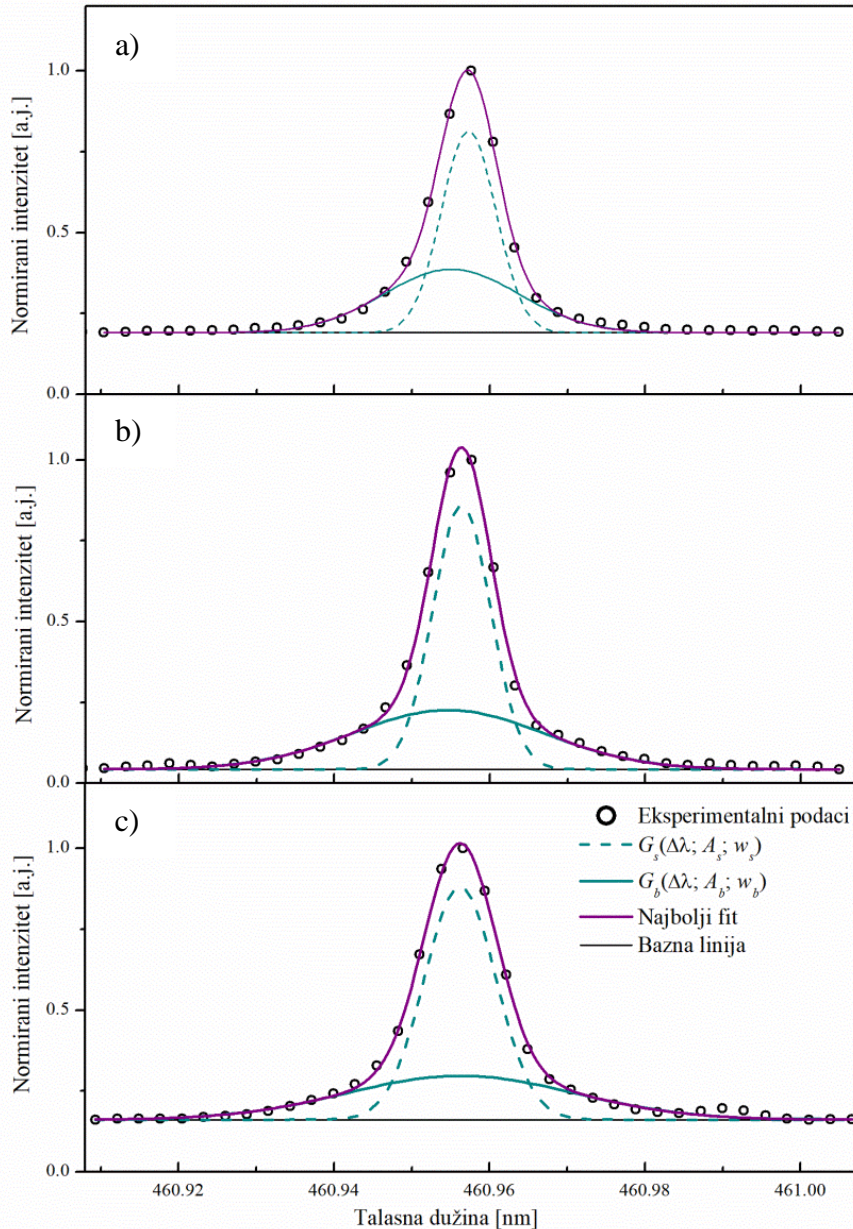
i gde je b bazna linija ukupnog profila jonske linije.

Svaki od Gauss-ijana određen je sa dva parametra: površinom A ispod profila i punom širinom na polovini maksimuma linije w . U jednačini (6.3.1), $*$ označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom \mathfrak{S} , koji je takođe Gauss-ijan:

$$\mathfrak{S} = A \frac{2}{w_{\text{inst}}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\lambda}{w_{\text{inst}}}\right)^2\right], \quad (6.3.3)$$

a čija poluširina iznosi 8,2 pm.

U modelnoj funkciji $I_{\text{mod}}(A, w, \Delta\lambda, b)$, prvi Gauss-ijan $G_s(\Delta\lambda, A_s, w_s)$ opisuje uski centralni maksimum jonske linije koji nastaje zračenjem koje emituju spori ekscitovani joni argona, a Gauss-ijan $G_b(\Delta\lambda, A_b, w_b)$ opisuje prošireni deo profila (široka krila) jonskih linija, odnosno zračenje koje emituju brzi ekscitovani joni argona. Na slici 6.3.1 prikazani su eksperimentalni oblici i najbolji fit jedanput jonizovane linije argona talasne dužine 460,96 nm snimljeni na različitim katodnim materijalima u prikatodnoj oblasti na rastojanju od katode $d = 0,125$ mm kao početnoj poziciji snimanja sa strane. Na slikama y-osa u sva tri slučaja predstavlja intenzitet normiran na jedinicu, dok je na x-osi talasna dužina opisane linije. Svi profili fitovani su modelnom funkcijom (6.3.1).

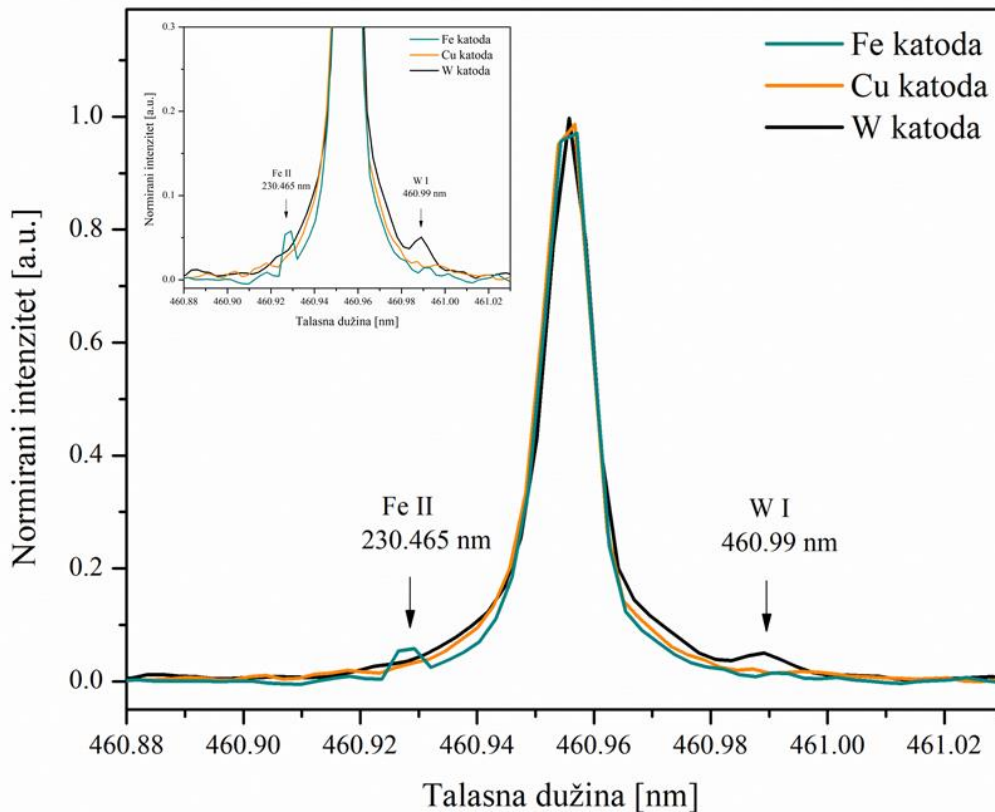


Slika 6.3.1. - Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije (tačke) Ar II 460,96 nm snimljeni sa strane na različitim katodnim materijalima: a) katoda od gvožđa; b) katoda od bakra; c) katoda od volframa. Uslovi pražnjenja su isti kao na slikama 6.1.2. , 6.1.3. i 6.1.4. , redom.

6.4. Uticaj katodnog materijala na oblik jedanput jonizovanih linija Ar II u prikatodnoj oblasti

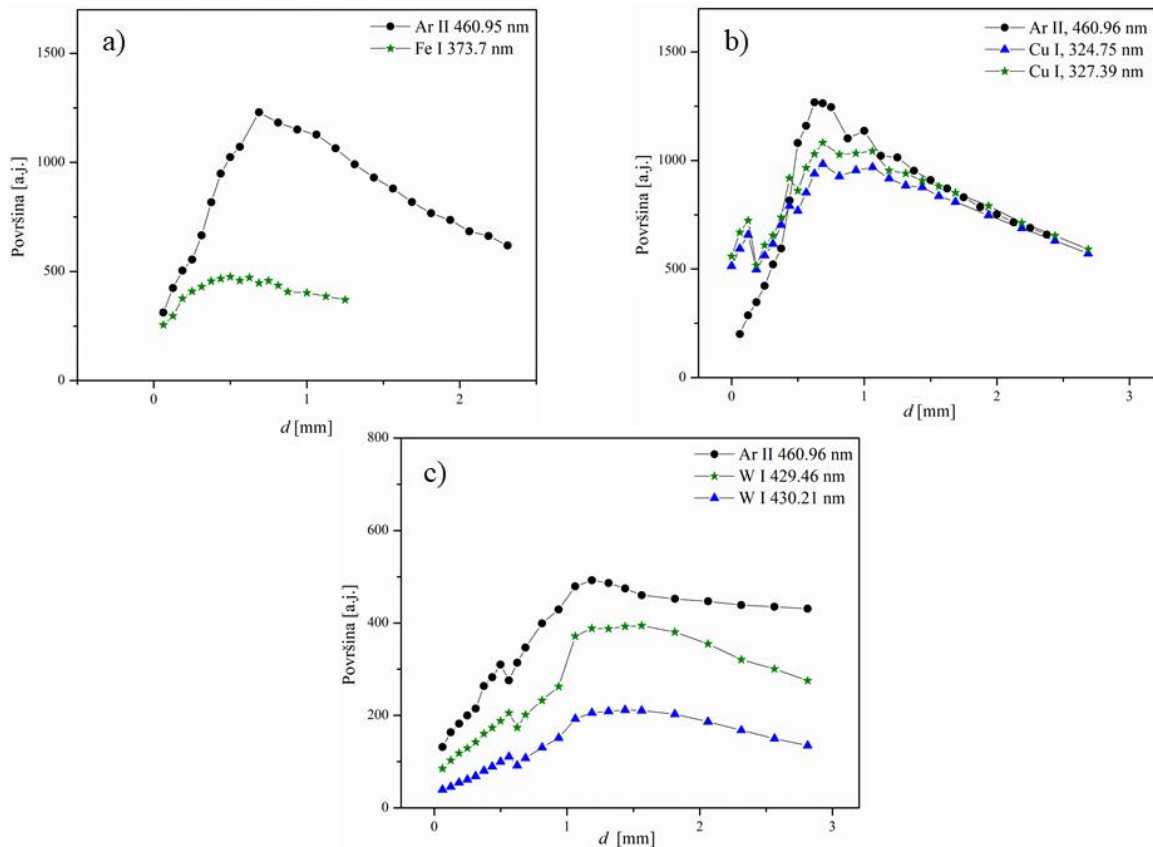
Poznato je da izbor katodnog materijala utiče na dužinu prikatodne oblasti. Pražnjenje je stabilnije ako katodni materijal lako emituje sekundarne elektrone i tada ima kraću prikatodnu oblast. Od katodnog materijala, tj. od razlike atomske mase materijala od kog je sačinjena katoda i mase radnog gasa, takođe zavisi i širina krila jonskih linija. Na slici 6.4.1. prikazana je linija Ar II 460,96 nm snimljena na istoj aksijalnoj poziciji u prikatodnoj oblasti na različitim katodnim materijalima. Kao što se sa slike vidi, linija snimljena na katodi od

volframa koji ima najveću atomsku masu, ima najveću poluširinu na polovini maksimuma proširenog krila linije Ar II.



Slika 6.4.1. - Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije Ar II 460,96 nm snimljeni sa strane na različitim katodnim materijalima: Uslovi pražnjenja za različite katode dati su na slikama 6.1.3. , 6.1.4. i 6.1.5.

Posmatrana je i promena intenziteta spektralnih linija Ar II zajedno sa snimljenim rezonantnim linijama katodnog materijala. Intenziteti linija brzo rastu prema oblasti negativnog svetljenja gde postaju skoro konstantni, i onda počinju blago da opadaju. Ta tendencija se vidi na slici 6.4.2. , a kao primer prikazana je linija talasne dužine Ar II 406,96 nm zajedno sa rezonantnim linijama materijala. Rezonantne linije volframa su sličnog intenziteta i imaju istu promenu kroz prikatodnu oblast sa jonskim linijama argona Ar II. Rezonante linije gvožđa i bakra, takođe imaju tendenciju promene intenziteta, ali su mnogo slabije od spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona Ar II 406,96 nm, pa su njihovi intenziteti na slikama 6.4.2.a) i b) pomnoženi faktorom 10 zbog bolje vidljivosti.



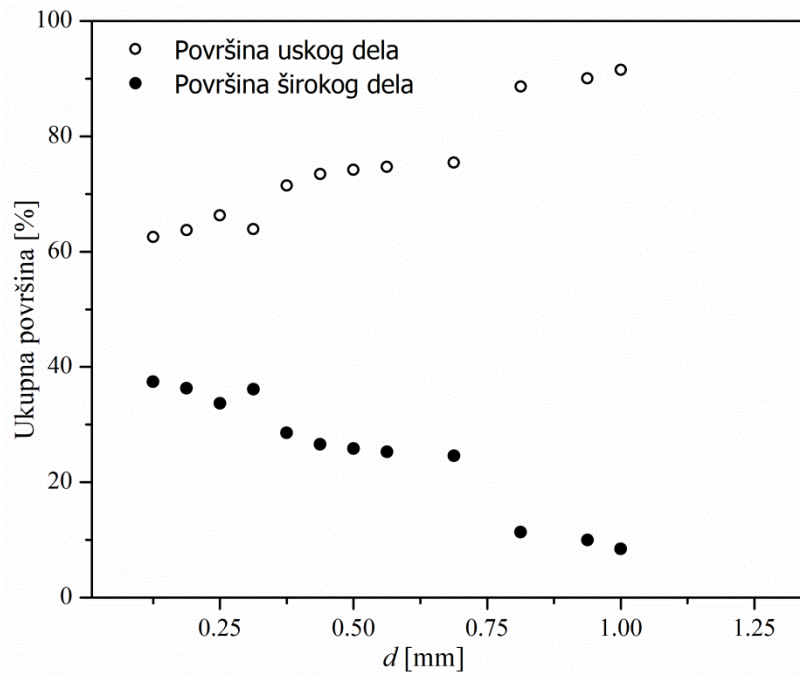
Slika 6.4.5. – Intenziteti jedanput jonizovane linije argona Ar II 406,96 nm snimljeni na različitim aksijalnim pozicijama duž pražnjenja zajedno sa intenzitetima rezonantnih linija katodnog materijala.

Uslovi pražnjenja: a) katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA,

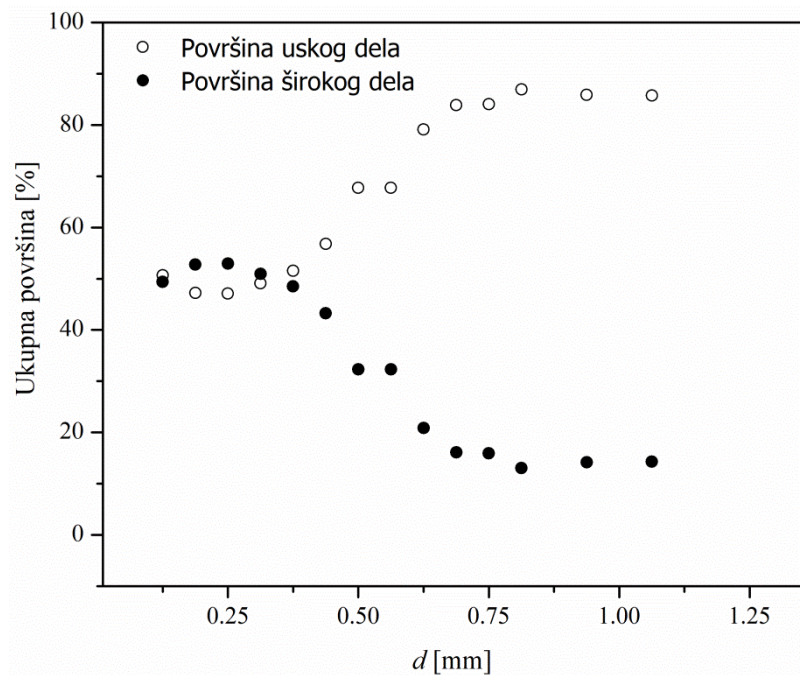
$U = 555$ V ; b) katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 560$ V c) katoda od volframa,

$p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

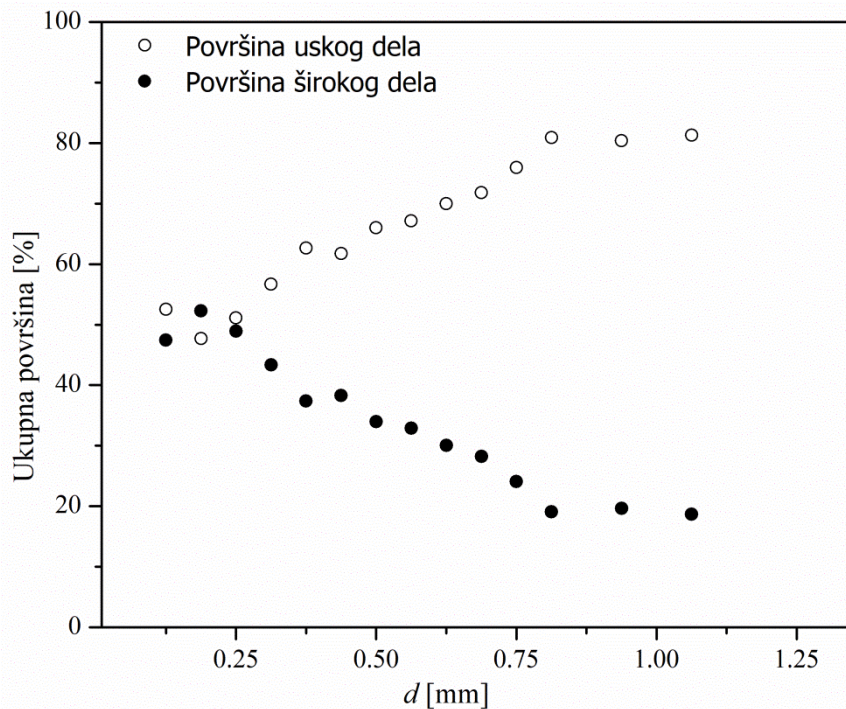
Dalje su analizirani relativni doprinosi površina uskog centralnog i proširenog dela u ukupnom profilu jonskih spektralnih linija argona. Na slikama 6.4.3. - 6.4.5 primećuje se da relativni doprinos površine uskog dela raste sa povećanjem rastojanja od površine katode, dok relativni doprinos površine proširenog dela opada. Kao ilustraciju prikazujemo liniju Ar II 460,96 nm, ali uočeno je da i ostale linije Ar II pokazuju isti trend. U slučaju katode od gvožđa uska centralna komponenta je od početka dominantna, pri čemu širina krila brzo opada, dok su na katodama od volframa i bakra široka krila dominantna na početnim pozicijama i opadaju kako se pozicija snimanja udaljava od katode. Ovakav rezultat je u saglasnosti sa pretpostavkom da elastični sudari jona argona sa atomima katodnog materijala najviše doprinose formiranju profila jonskih linija i proširenim krilima.



Slika 6.4.2. - Relativni doprinos uskog dela i proširenog dela, ukupnoj površini ispod krive spektralne jonske linije Ar II 406,96 nm kod abnormalnog tinjavog pražnjenja u čistom argonu sa katodom od gvožđa. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 6.1.3. Površine uskog i proširenog dela su određene fitovanjem profila sa dva Gauss-ijana modelnom funkcijom (6.3.1).



Slika 6.4.3. - Relativni doprinos uskog dela i proširenog dela, ukupnoj površini ispod krive spektralne linije Ar II 406,96 nm u pražnjenju sa katodom od bakra. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 6.1.4.

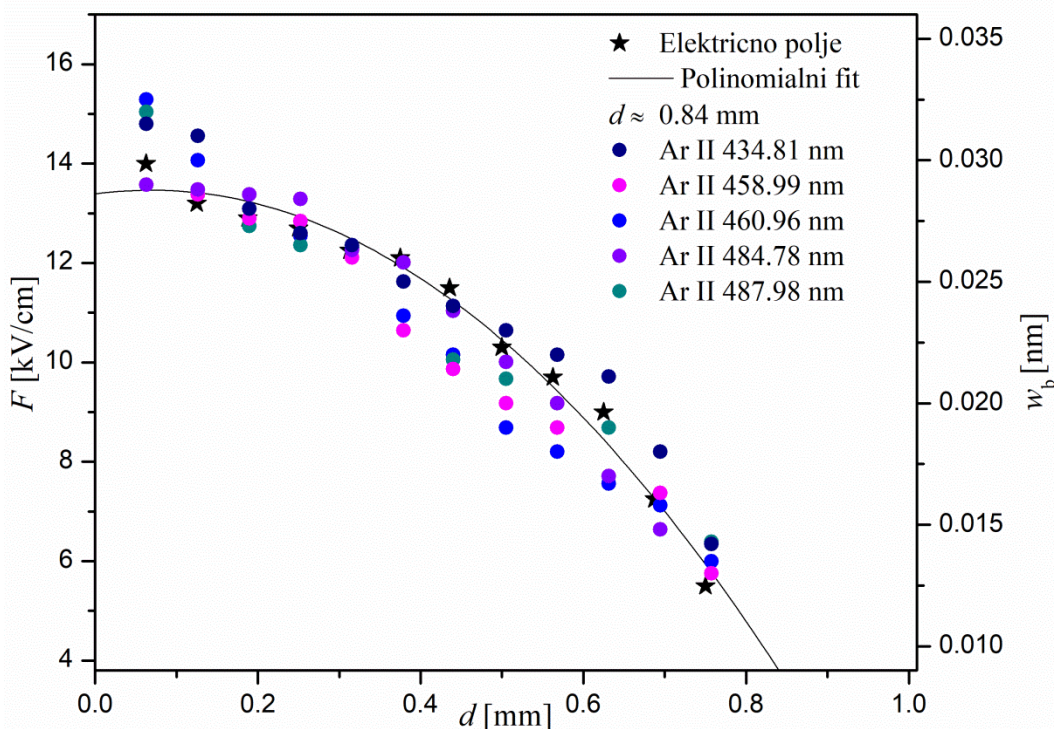


Slika 6.4.4. - Relativni doprinos uskog dela i proširenog dela, ukupnoj površini ispod krive spektralne linije Ar II 406,96 nm u pražnjenju sa katodom od volframa. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 6.1.5.

6.5. Zavisnost oblika spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona od jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti

Prilikom fitovanja puna širina na polovini maksimuma centralnog dela jonske linije w_s , održavana je konstantnom i jednakom širini instrumentalnog profila od 8,2 pm, dok je puna širina na polovini maksimuma šireg dela linije w_b bila slobodna. Daljom analizom eksperimentalnih podataka uočeno je da se vrednost w_b , Gauss-ijana koji opisuje prošireni deo linija, smanjuje sa povećanjem rastojanja od površine katode za sva tri materijala na isti način kao i jačina električnog polja, slika 6.5.1.

U prethodnom poglavlju objašnjena je procedura za određivanje jačine električnog polja korišćenjem atomskih linija argona talasnih dužina Ar I 522,13 nm i Ar I 518,78 nm. Ovde je korišćena ista procedura i određena je jačina električnog polja preko linije Ar I 522,13 nm. Merenje je sprovedeno na vrednostima iznad 5 kV/cm. Ispod ove vrednosti merenje jačine električnog polja ovom metodom nije pouzdano.



Slika 6.5.1. – Zavisnost vrednosti jačine električnog polja i poluširine šire komponente Ar II linija od pozicije u prikatodnoj oblasti. Uslovi pražnjenja: katoda od volframa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

U nastavku teksta biće pokazano kako se w_b menja sa promenom jačine električnog polja, kao i sa rastojanjem od katode, a takođe i koja je veza između ovih parametara.

Zavisnost poluširine proširene komponente w_b za posmatrane jonske linije argona Ar II od jačine električnog polja fitovane su izrazom:

$$w_b = a + b * F + c * F^2, \quad (6.5.1)$$

gde su a , b i c koeficijenti dobijeni u procesu fitovanja, F jačina električnog polja, a w_b poluširina proširene komponente. Fitovanje podataka je izvršeno u opsegu vrednosti jačine električnog polja od 5 do 16 kV/cm. Vrednosti koeficijenata dobijenih u procesu fitovanja prikazani su u tabeli 6.2. za sva tri korišćena katodna materijala.

Tabla 6.2. : Vrednosti parametara dobijenih fitovanjem pomoću jednačine (6.5.1).

Katodni materijal	a [nm]	b [nm·cm/kV]	c [nm ² ·cm ² /kV ²]
gvožđe	$1,00 \cdot 10^{-5}$ ($2,10 \cdot 10^{-6}$)	$1,33 \cdot 10^{-3}$ ($2,67 \cdot 10^{-4}$)	$4,43 \cdot 10^{-5}$ ($1,29 \cdot 10^{-5}$)
bakar	$1,00 \cdot 10^{-5}$ ($1,33 \cdot 10^{-6}$)	$1,15 \cdot 10^{-3}$ ($2,48 \cdot 10^{-4}$)	$7,49 \cdot 10^{-5}$ ($1,11 \cdot 10^{-5}$)
volfram	$8,27 \cdot 10^{-3}$ ($6,83 \cdot 10^{-4}$)	$1,00 \cdot 10^{-5}$ ($1,44 \cdot 10^{-6}$)	$1,14 \cdot 10^{-4}$ ($7,26 \cdot 10^{-5}$)

Zavisnost poluširine proširenog dela profila w_b od rastojanja od katode fitovana je izrazom:

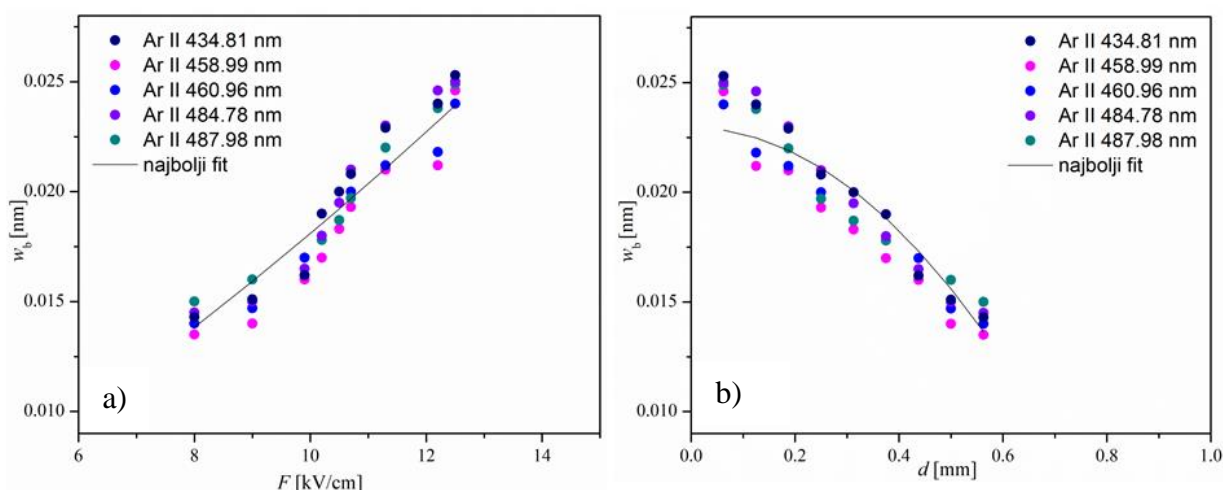
$$w_b = n - m * d^2, \quad (6.5.2)$$

gde su n i m koeficijenti dobijeni u procesu fitovanja, a d predstavlja rastojanje od katode. Vrednosti koeficijenata prikazani su u tabeli 6.3. za sva tri korišćena katodna materijala.

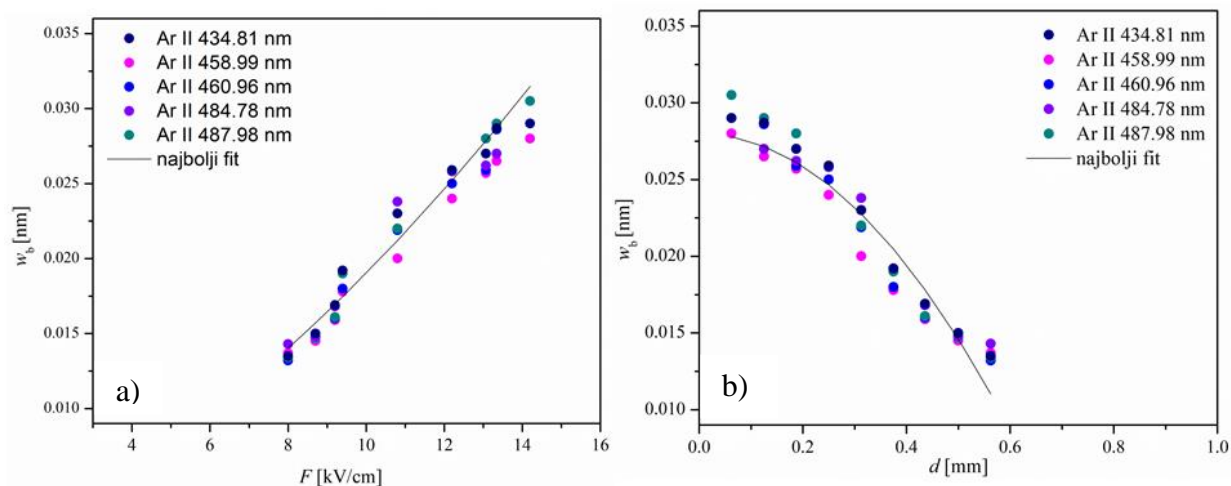
Tabela 6.3. Vrednosti parametara dobijenih fitovanjem pomoću jednačine (6.5.2).

Katodni materijal	n [nm]	m [nm/mm ²]
gvožđe	$2,25 \cdot 10^{-2}$ ($4,01 \cdot 10^{-4}$)	$2,94 \cdot 10^{-2}$ ($2,48 \cdot 10^{-3}$)
bakar	$2,80 \cdot 10^{-2}$ ($8,45 \cdot 10^{-4}$)	$5,36 \cdot 10^{-2}$ ($5,25 \cdot 10^{-3}$)
volfram	$2,92 \cdot 10^{-2}$ ($7,72 \cdot 10^{-4}$)	$3,11 \cdot 10^{-2}$ ($2,78 \cdot 10^{-3}$)

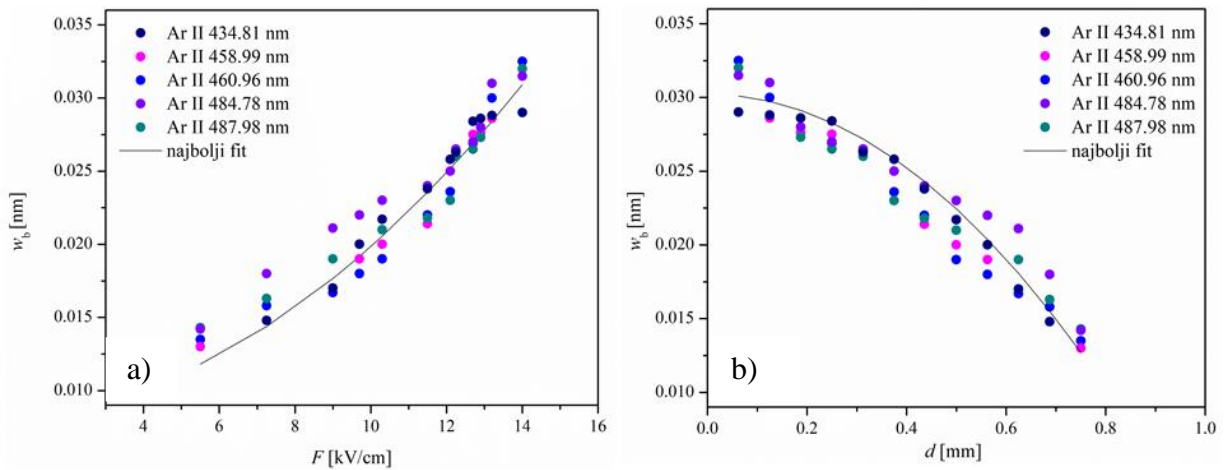
Zavisnost poluširine proširenih komponenti w_b za posmatrane jonske linije argona Ar II od jačine električnog polja i rastojanja od katode prikazane su na slikama 6.5.2. – 6.5.4.



Slika 6.5.2. - a) Eksperimentalni podaci (tačke) označavaju poluširinu w_b na polovini maksimuma proširenog dela linija argona Ar II na talasnim dužinama prikazanih u legendi u zavisnosti od jačine električnog polja. Linijom je predstavljen najbolji fit dobijen uz pomoć izraza (6.5.1). b) Zavisnost w_b od rastojanja od katode d . Linijom je predstavljen najbolji fit dobijen uz pomoć izraza (6.5.2). Uslovi pražnjenja: katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 555$ V.



Slika 6.5.3. – Isto kao na slici 6.5.2. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 560$ V.



Slika 6.5.4. – Isto kao na slici 6.5.2. Uslovi pražnjenja: katoda od volframa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

6.6. Rezime i zaključak

Predstavljeno je nekoliko intenzivnih jonskih linija Ar II iz vidljivog dela spektra, koje pokazuju proširena krila. Linije su proučavane u prikatodnoj oblasti abnormalnog Grimmovog pražnjenja u čistom argonu koristeći metode OES.

Budući da su proučavane jonske linije, širenje njihovih krila nije rezultat Stark-ovog pomeranja, već posledica ubrzanja jona električnim poljem i niza sudarnih procesa koji se odigravaju u prikatodnoj oblasti. Među tim sudarima najvažniji su razmena naelektrisanja i prenos impulsa zbog velikih preseka koje imaju u opsegu energija relevantnih za pražnjenje. Da ne dolazi do ovih sudara joni bi se ubrzavali prema katodi do kinetičke energije (u eV) uporedive sa naponom pražnjenja (u eV). To nije slučaj, jer joni gube svu svoju kinetičku energiju u sudarima razmene naelektrisanja i značajnu količinu usled elastičnih sudara jona argona sa atomima argona i atomima katodnog materijala. Ovi sudari su posebno važni, jer se joni ubrzavaju i stižu dovoljne energije za formiranje proširenih krila linije. Raspršeni atomi katodnog materijala su centri prenosa impulsa i time doprinose formiranju krila, naročito ako imaju veću masu od atoma argona, čime dovode do veće promene impulsa u pravcu posmatranja.

U izvršenim merenjima jonskih linija Ar II u pražnjenju čistog argona sa tri različita katodna materijala primećeno je da krila linije imaju najveću širinu za najteži katodni materijal. Predložene su i fenomenološke formule koje povezuju širinu krila Ar II linije sa pozicijom u prikatodnoj oblasti, kao i između širine krila i jačine električnog polja. Ova korelacija sugeriše da je širina krila u osnovi povezana sa energijom koju joni dobijaju iz električnog polja usled razmene naelektrisanja.

7. KORIŠĆENJE MOLEKULSKIH TRAKA VODONIKA ZA RAČUNANJE RASPODELE GASNE TEMPERATURE U PRIKATODNOJ OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNENJA

U okviru ove doktorske disertacije proučavani su oblici spektralnih linija atoma i molekula kako bi se razvile nove i unapredile postojeće metode za određivanja parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja kako u argonu tako i u smešama argona.

Za razumevanje fenomena plazme, kao i korišćenje plazme za potencijalne aplikacije potrebno je poznavati parametre pražnjenja, kao što su električno polje, gasna i vibraciona temperatura molekula i radikala, posebno u prikatodnoj oblasti pražnjenja.

Kao što je rečeno, najvažnija karakteristika prikatodne oblasti je raspodela jačine električnog polja, od koje zavisi ubrzanje naelektrisanih čestica, njihova putanja, kinetička energija. Gasna temperatura je takođe parametar od velike važnosti i od nje zavisi brzina hemijskih reakcija, a vibraciono pobuđeni molekuli su veoma značajni u hemijskim istraživanjima plazme.

Za spektroskopsko određivanje gasne temperature u pražnjenjima koja sadrže vodonik najviše se koristi Fulcher- α traka [124-129], jer nema perturbacija, a spektralne linije se nalaze u vidljivom delu spektra i velikog su intenziteta. Takođe, u literaturi je pokazano [130-133] da je za određivanje temperature moguće koristiti i $\nu' = \nu'' = 0$ traku elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$, u daljem tekstu GB traka. Ove linije su intenzivne i nalaze se u oblasti gde većina spektrometara ima veliku rezoluciju. Talasne dužine spektralnih linija iz obe trake preuzete su iz [134].

U ovom poglavlju predstavljeni su eksperimentalni rezultati raspodele gasne temperature kroz prikatodnu oblast Grimm-ovog pražnjenja iz Fulcher- α i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronskog prelaza [135,136]. Određene su i vibracione temperature korišćenjem relativnih intenziteta vodonikovih linija iz Fulcher- α trake.

Granica prikatodne oblasti određena je korišćenjem tehnike za određivanje distribucije električnog polja. Jačina električnog polja određena je pomoću modelne funkcije za precizno fitovanje profila H_α linije Balmerove serije ranije korišćena u [16,18-19], koja je prilagođena potrebama ovog istraživanja.

Svi eksperimenti rađeni su u čistom vodoniku (99,999%) i smeši vodonika i argona (95% H_2 i 5% Ar) u Grimm-ovom izvoru pražnjenja na niskim pritiscima.

7.1. Određivanje jačine električnog polja

Za određivanje dužine prikatodne oblasti potrebno je naći njenu granicu. Za granicu između prikatodne oblasti i oblasti negativnog svetljenja proglasili smo poziciju gde jačina električnog polja pada na nulu.

Spektralne linije atoma vodonika pokazuju linearni Stark-ov efekat; pregled njegovih istraživanja može se naći u [13] i u tom radu citiranim referencama, kao i referencama navedenim u poglavlju 4. Zračenje emitovano na talasnoj dužini λ u nultom električnom polju, u prisustvu električnog polja tj. nenultom električnom polju, cepa se na više komponenti usled Stark-ovog efekta. Svaka komponenta pokazuje pomeraj talasne dužine za iznos sF linearno proporcionalan koeficijentu s , i ima relativni intenzitet c . Za opisivanje Stark-ovog cepanja koristi se mnogostrukost (manifold) Stark-ovih koeficijenata pomeraja s_j i Stark-ovih koeficijenata intenziteta c_j , gde indeks j prebrojava Stark-ove komponente za profil linije određene polarizacije. Broj komponenti i njihovi manifoldi su specifični za svaku vrstu linije i svaki tip polarizacije.

Za spektroskopsko merenje distribucije jačine električnog polja F potrebno je prikupiti zračenje samo iz dela pražnjenja gde je električno polje homogeno. Pri merenjima sa strane, ovaj uslov je ispunjen za zračenje koje dolazi iz uskog dela pražnjenja paralelnog sa površinom katode. Razlog se nalazi u tome da je u ovakvom pražnjenju prikatodna oblast veoma tanka, približno 1 mm, i vektor jačine električnog polja je normalan na površinu katode, pa njegov intenzitet F zavisi isključivo od rastojanja od katode.

Najjednostavniji način za određivanje jačine električnog polja se naziva metoda separacije maksimuma (*peak-to-peak*). U njoj se meri *peak-to-peak* razdaljina $\Delta\lambda_{pp}$, tj., razlika talasnih dužina dve najjače Stark-ove komponente koje su jednako udaljene od centra, od kojih jedna ima crveni, a druga plavi pomak. Na osnovu toga se jačina električnog polja F izračunava po formuli:

$$F = \Delta\lambda / s, \quad (7.1.1)$$

u kojoj s označava vrednost koeficijenta Stark-ovog pomeraja za izabranu komponentu, a $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{pp}/2$ Stark-ov pomeraj za spektralnu liniju koja pokazuje Stark-ov efekat. Metoda nije pogodna za određivanje vrednosti električnog polja manjih od 5 kV/cm jer u tom slučaju pikovi spektralne linije nisu dovoljno razdvojeni.

Pouzdanija metoda za merenje jačine električnog polja preko profila spektralne linije je korišćenje modelne funkcije za precizno fitovanje. Takva modelna funkcija treba da zavisi od jačine električnog polja i taj parametar treba da bude podešen tako da se snimljeni profil linije i profil koji je dobijen modelovanjem što bolje poklapaju. Korišćenje modelne funkcije proširuje opseg električnog polja koji merimo sa vrednosti većih od 5 kV/cm na vrednosti veće od 1 kV/cm zato što možemo da detektujemo pikove i merimo distancu među njima čak i kada pikovi nisu jasno vidljivi.

Raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti pražnjenja određena je fitovanjem eksperimentalnih profila π -polarizovane H_α linije vodonika Balmerove serije. Modelna funkcija je izabrana tako da daje najbolje slaganje između modelnih i eksperimentalno snimljenih profila i glasi:

$$I(\Delta\lambda; F) = b + \mathfrak{S} * \left\{ G(\Delta\lambda; H_1, c_1, w_1) + G(\Delta\lambda; H_2, c_2, w_2) + G(\Delta\lambda; H_3, c_3, w_3) + S_F * \left[G(\Delta\lambda; zH_1, c_1, w_1) + G(\Delta\lambda; zH_2, c_2, w_2) + G(\Delta\lambda; zH_3, c_3, w_3) \right] \right\}, \quad (7.1.2)$$

gde b predstavlja baznu liniju, \mathfrak{S} je instrumentalni profil, $G(\Delta\lambda; H, c, w)$ označava Gauss-ov profil visine H i poluširine na polovini maksimuma FWHM w sa centrom u c .

U modelnoj funkciji (7.1.2) član:

$$I_H(\Delta\lambda) = G(\Delta\lambda; H_1, c_1, w_1) + G(\Delta\lambda; H_2, c_2, w_2) + G(\Delta\lambda; H_3, c_3, w_3, w_3), \quad (7.1.3)$$

predstavlja zračenje emitovano iz dela gde je jačina električnog polja jednaka nuli i probija kroz anodni prerez. Ovaj član je suma tri Gauss-ijana

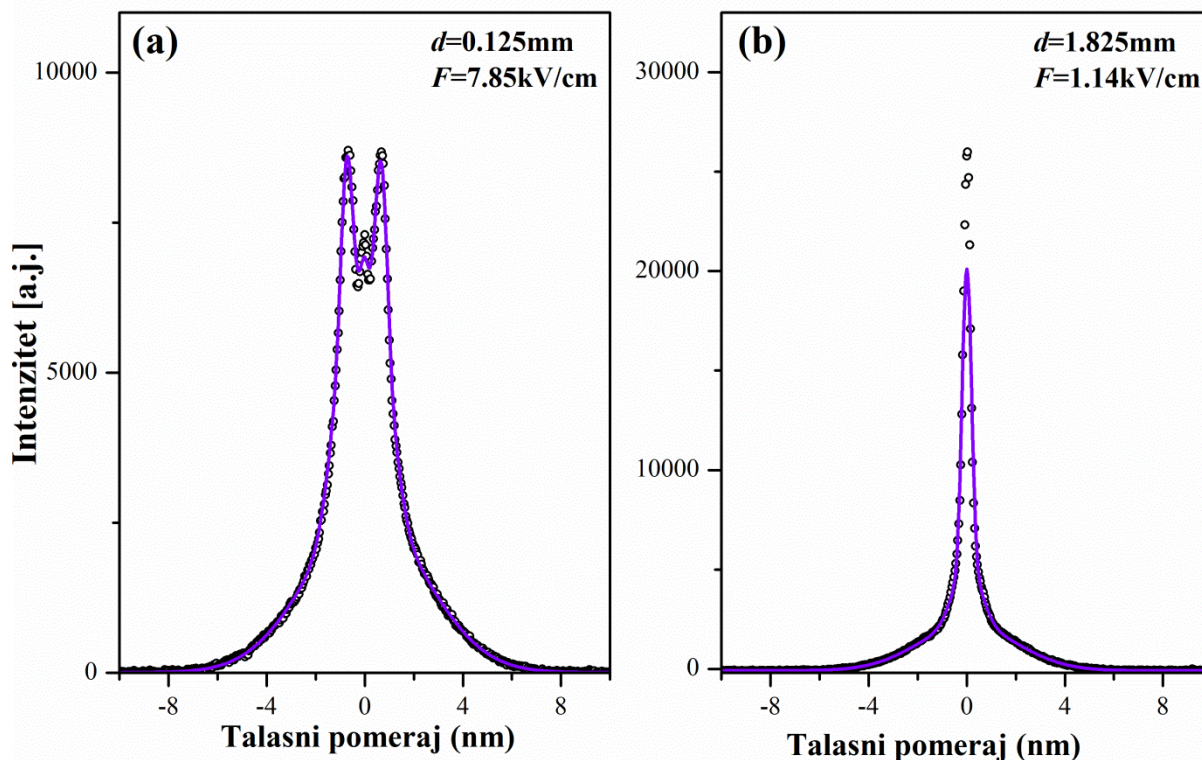
$$G(\Delta\lambda; H, c, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\Delta\lambda - c}{w} \right)^2 \right]. \quad (7.1.4)$$

U (7.1.2) * označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom \mathfrak{S} , a S_F označava operator Stark-ovog pomeraja pod uticajem električnog polja F koji je oblika:

$$S_F = \sum_j c_j \delta(\lambda - s_j F), \quad (7.1.5)$$

gde je δ Dirac-ova delta funkcija, s_j su koeficijenti Stark-ovog pomeranja iz odgovarajućeg Stark-ovog manifolda, a c_j koeficijenti Stark-ovog intenziteta za π - polarizovane linije vodonika H_α .

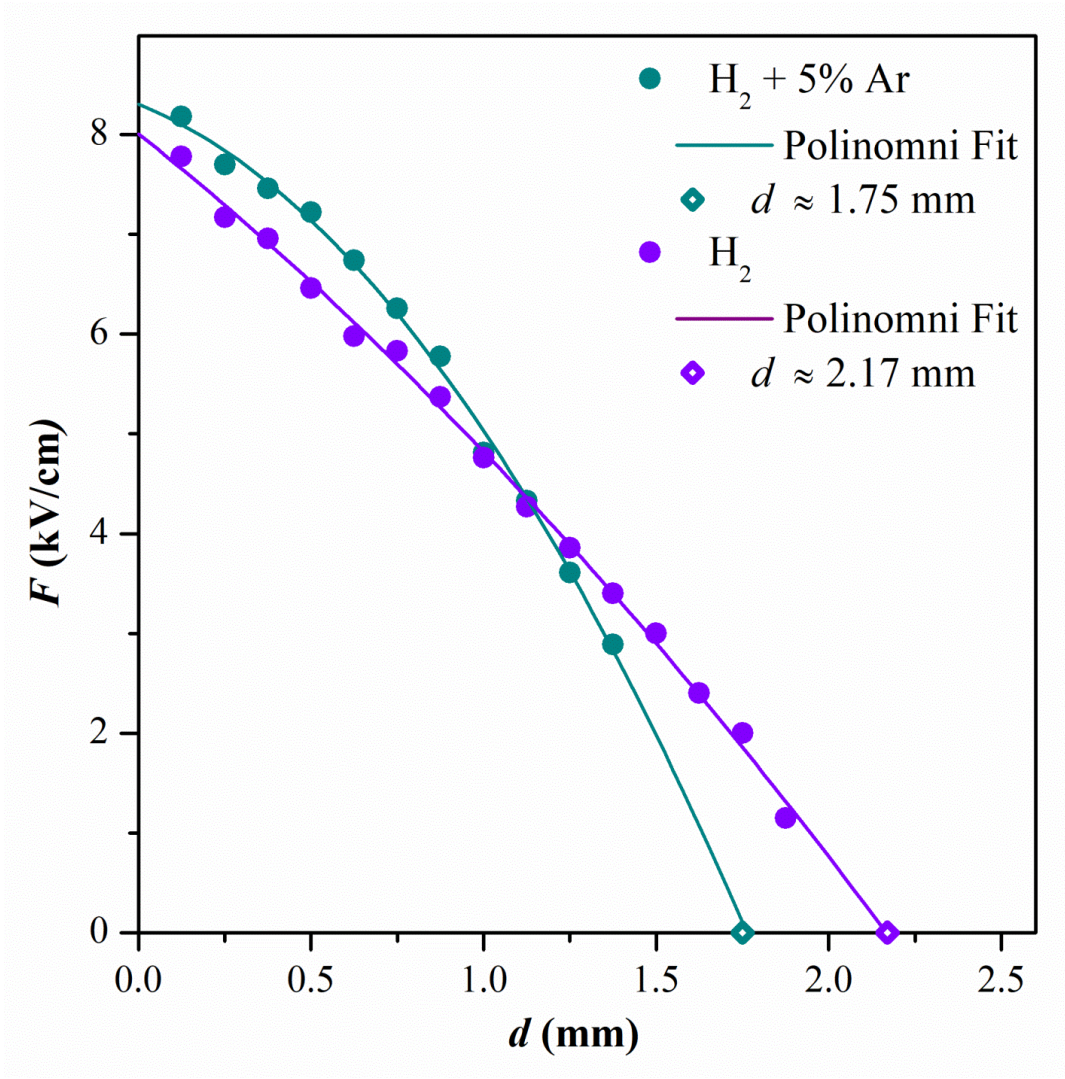
Na slici 7.1.1. prikazan je primer eksperimentalnog profila π - polarizovane H_α linije zajedno sa najboljim profilom fitovanim pomoću opisane modelne funkcije za najjaču i najslabiju izmerenu vrednost jačine električnog polja.



Slika 7.1.1. : π -polarizovan eksperimentalni profil $H\alpha$ linije snimljen sa strane na različitim pozicijama u prikatodnoj oblasti (tačke). Punim linijama prikazan je najbolji fit eksperimentalnih podataka pomoću modelne funkcije (7.1.2). Odgovarajuće vrednosti najboljeg fita za vrednosti jačine električnog polja F prikazane su u legendi, zajedno sa rastojanjem od katode za datu poziciju.

Eksperimentalni uslovi: čist H_2 , katoda od bakra,
 $p = 4,5\text{mbar}$; $I = 11\text{ mA}$; $U = 889\text{ V}$.

Na slici 7.1.2. prikazane su vrednosti jačine električnog polja dobijene fitovanjem eksperimentalnih profila pomoću opisane modelne funkcije duž prikatodne oblasti. Ove vrednosti fitovane su polinomnom funkcijom koja u preseku sa x-osom na kojoj je prikazana razdaljina od katode daje granicu prikatodne oblasti. Tako dobijeni rezultati pokazuju da se granica prikatodne oblasti u čistom vodoniku nalazi na rastojanju 2,17 mm od katode dok se u smeši vodonika i argona granica prikatodne oblasti nalazi na rastojanju od 1,75 mm od katode. Ove vrednosti za dužinu prikatodne oblasti biće korišćene pri prikazivanju raspodela rotacione T_{rot} , gasne T_0 , i vibracione T_{vib} temperature u nastavku poglavlja.

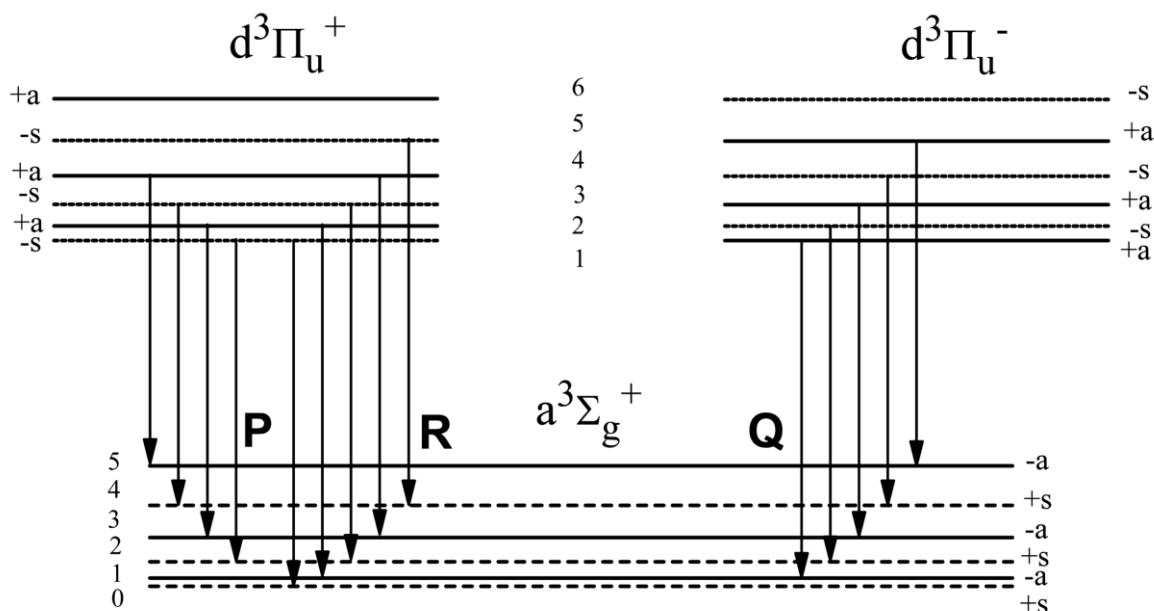


Slika 7.1.2. : Eksperimentalna raspodela jačine električnog polja od rastojanja u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog pražnjenja. Eksperimentalne vrednosti (tačke) određene su korišćenjem modelne funkcije (7.1.2) za π -polarizovan profil H_α linije. PUNE linije predstavljaju polinomni fit eksperimentalnih podataka, a granica prikatodne oblasti određena je kao presek sa x-osom. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 11$ mA i $U = 889$ V u čistom H_2 , i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u $H_2+5\%$ Ar.

7.2. Određivanje raspodele temperature korišćenjem Fulcher- α sistema iz molekula vodonika

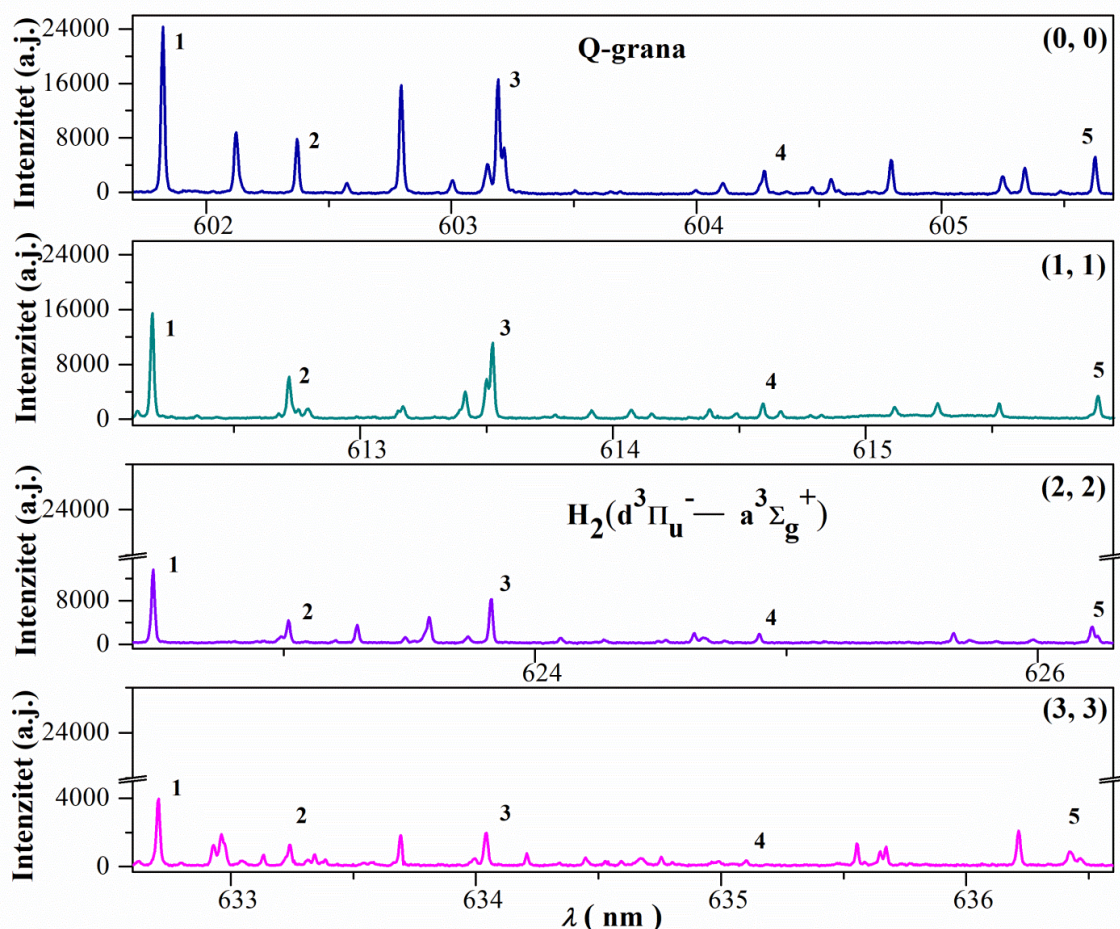
U dijagnostici plazme najčešće se koriste spektralne linije Q-grane Fulcher- α sistema molekulskih traka molekula vodonika, koje odgovaraju elektronskom prelazu ($d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+$). Ove linije su intenzivne i nalaze se u vidljivom delu spektra.

Elektronsko stanje $d^3\Pi_u^-$, zbog Λ - razdvajanja (*engl.* Λ -type doubling), je dvostruko degenerisano u $d^3\Pi_u^-$ i $d^3\Pi_u^+$, grafički prikazano na slici 7.2.1. i detaljno objašnjeno u referencama [130, 137]. U spontanoj emisiji u $a^3\Sigma_g^+$ stanje, $d^3\Pi_u^-$ stanje ima Q granu, dok $d^3\Pi_u^+$ ima P i R grane. Degenerisano $d^3\Pi_u^+$ stanje u rezonanciji je sa $e^3\Sigma_u^+$ stanjem, pa su P i R grane perturbovane. Zbog toga je verovatnoća prelaza spektralnih linija koje pripadaju ovim granama različita od verovatnoće prelaza zadate Hönl–London-ovim formulama [138,139]. Iz ovih razloga uglavnom se koriste Q-grane $d^3\Pi_u^-$ elektronskog stanja molekula vodonika i smatraju se najpouzdanijim za spektroskopska merenja temperature, videti [124].



Slika 7.2.1. : Rotaciona struktura prelaza $d^3\Pi_u^-(v',N') \rightarrow a^3\Sigma_g^+(v'',N'')$ Fulcher- α sistema za elektronski prelaz $v' = v'' = 0$ [24].

U pražnjenju u čistom vodoniku i smeši vodonik-argon (95% H_2 +5% Ar) snimljene su spektralne linije Q-grane Fulcher- α sistema $d^3\Pi_u^-, v' \rightarrow a^3\Sigma_g^+, v''$ ($v' = v'' = 0, 1, 2, 3$). Na slici 7.2.2. pokazano je da su sve linije sistema, snimljene u vidljivom delu spektra talasnih dužina od 601 do 645 nm (podaci za talasne dužine preuzeti su iz [134]), intenzivne i razdvojene.



Slika 7.2.2. : Emisioni spektar rotacionih linija Q-grana $v'=v''=0, 1, 2, 3$ $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ sistema, snimljene u drugom difrakcionom redu. Uslovi pražnjenja: čist H_2 , katoda od bakra, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 11\text{ mA}$, $U = 889\text{ V}$.

7.2.1. Određivanje raspodela rotacione i gasne temperature

Snimljene spektralne linije iz Q-grana elektronskog prelaza $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ koristimo za određivanje rotacione temperature pobuđenog stanja.

Intenzitet emisione spektralne linije za rotaciono-vibracioni prelaz između dva elektronska stanja ($n', v', N' \rightarrow n'', v'', N''$) predstavlja broj fotona emitovanih po jedinici zapremine u sekundi i u slučaju optički tanke plazme [139] proporcionalan je naseljenosti gongjeg energijskog stanja $N_{n', v', N'}$ [cm^{-3}] i verovatnoći prelaza za spontanu emisiju $A_{n', v', N'}$ [s^{-1}]:

$$I_{n', v', N'}^{n'', v'', N''} = N_{n', v', N'} h c \nu A_{n', v', N'} \quad (7.2.1.1)$$

gde n predstavlja kvantne brojeve za opisivanje elektronskog stanja molekula, v vibracioni kvantni broj, N rotacioni kvantni broj ugaonog momenta isključujući spin elektrona za singletna i tripletna stanja zajedno, a h i c su Planck-ova konstanta i brzina svetlosti u vakuumu, i ν talasni broj spektralne linije.

Ako gustina naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenog vibracionog stanja (n', ν') prati Boltzmann-ovu raspodelu, rotaciona temperature $T_{rot}(n', \nu')$ zadovoljava raspodelu prema formuli [138,139]:

$$N_{n', \nu', N'} = c_{n', \nu'} g_{a.s.} (2N' + 1) e^{-\frac{hc E_{n', \nu', N'}}{kT_{pom}(n', \nu')}} \quad (7.2.2.2)$$

Gde su $c_{n', \nu'}$ normalizaciona konstanta, $g_{a.s.}$ statistička težina rotaciono-vibracionog nivoa n', ν', N' koja za homonuklearni molekul zavisi od jačine nuklearnog spina i simetrije u odnosu na permutaciju jezgra ('a' ili 's') i $E_{n', \nu', N'}$ [cm⁻¹] energijski term gornjeg pobuđenog stanja koji je jednak zbiru elektronskog, vibracionog i rotacionog energijskog terma gornjeg stanja - $E_{n', \nu', N'} = T_{n'} + G_{\nu'} + F_{N'}$. Za $d^3\Pi_u^-$ i $X^1\Sigma_g^+$ stanja molekula vodonika važi da je $g_{a.s.} = g_s = 1$ za parne i $g_{a.s.} = g_s = 3$ za neparne vrednosti rotacionog kvantnog broja N [140-142].

Verovatnoća prelaza proporcionalna je elektronsko-vibraciono-rotacionoj jačini linije $S_{n' \nu' N'}^{n'' \nu'' N''}$:

$$A_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'} = \frac{64}{3} \frac{\pi^4}{h} (\nu^3) \frac{S_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'}}{(2N' + 1)} \quad (7.2.2.3)$$

U adijabatskoj aproksimaciji:

$$S_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'} = |R_{n'' \nu''}^{n' \nu'}|^2 H_{N' N''} \quad (7.2.2.4)$$

gde je $|R_{n'' \nu''}^{n' \nu'}|^2$ elektronsko-vibraciona verovatnoća prelaza, a $S_{N'}^{N''}$ Hönl-London-ovi (HL) faktori ili jačina linije $H_{N' N''}$.

U jednostavnim slučajevima spreznja momenata, $H_{N' N''}$, su poznate analitičke funkcije rotacionog kvantnog broja i za $\Pi \rightarrow \Sigma$ elektronske prelaze predstavljaju se kao: ($N'' - 1$) za P granu, ($2N'' + 1$) za Q granu i ($N'' + 2$) za R granu [138].

Prema gore pomenutim jednačinama za intenzitet spektralne linije dobija se:

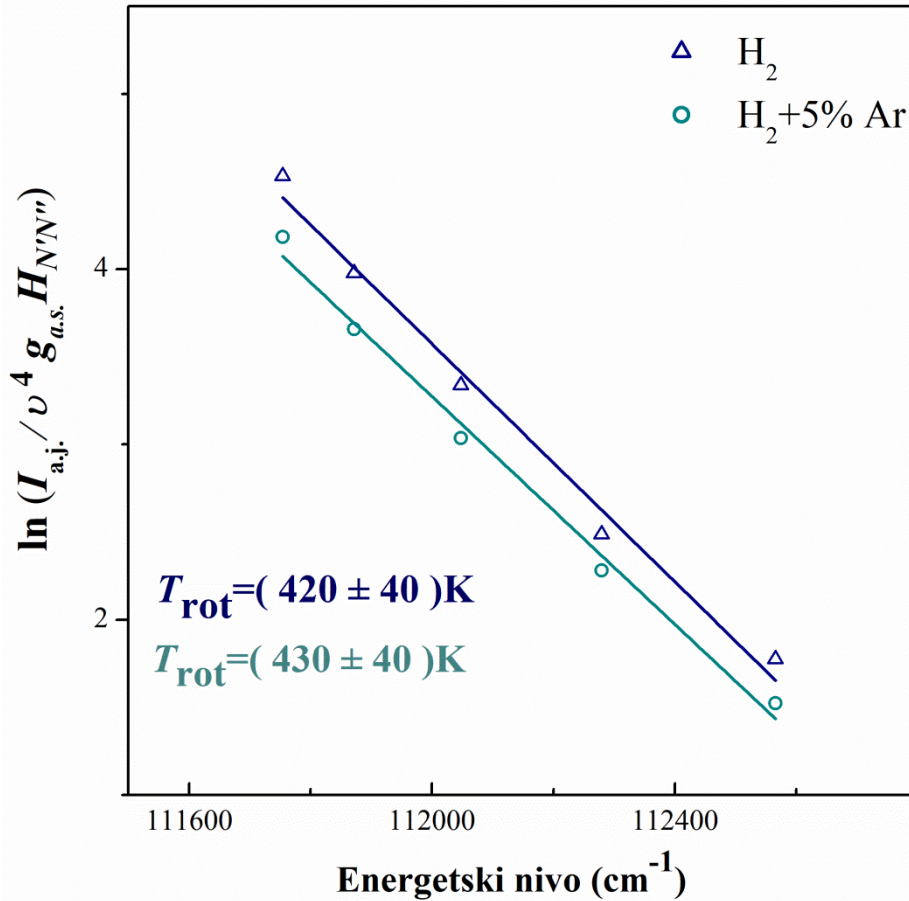
$$I_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'} = C_{n'', \nu''}^{n', \nu'} \nu^4 g_{a.s.} H_{N' N''} e^{-\frac{hc(E_{n', \nu', N'})}{kT_{pom}(n', \nu')}} \quad (7.2.2.5)$$

a logaritmovanjem se dobija:

$$\ln \left(\frac{I_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'}}{\nu^4 g_{a.s.} H_{N' N''}} \right) = -\frac{hc}{kT_{pom}(n', \nu')} E_{n', \nu', N'} + const. \quad (7.2.2.6)$$

Grafičkim predstavljanjem $\ln \left(\frac{I_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'}}{\nu^4 g_{a.s.} H_{N' N''}} \right)$ u funkciji rotacionih energijskih termova gornjih nivoa prelaza, u slučaju Boltzmann-ove raspodele dobija se prava linija čiji je koeficijent

pravca $\frac{hc}{kT_{rot}(n',v')}$. Ovu vrednost koristimo za određivanje rotacione temperature T_{rot} pobuđenog elektronskog stanja, a fitovi eksperimentalnih vrednosti i odgovarajuće temperature su prikazane na slici 7.2.1.1.



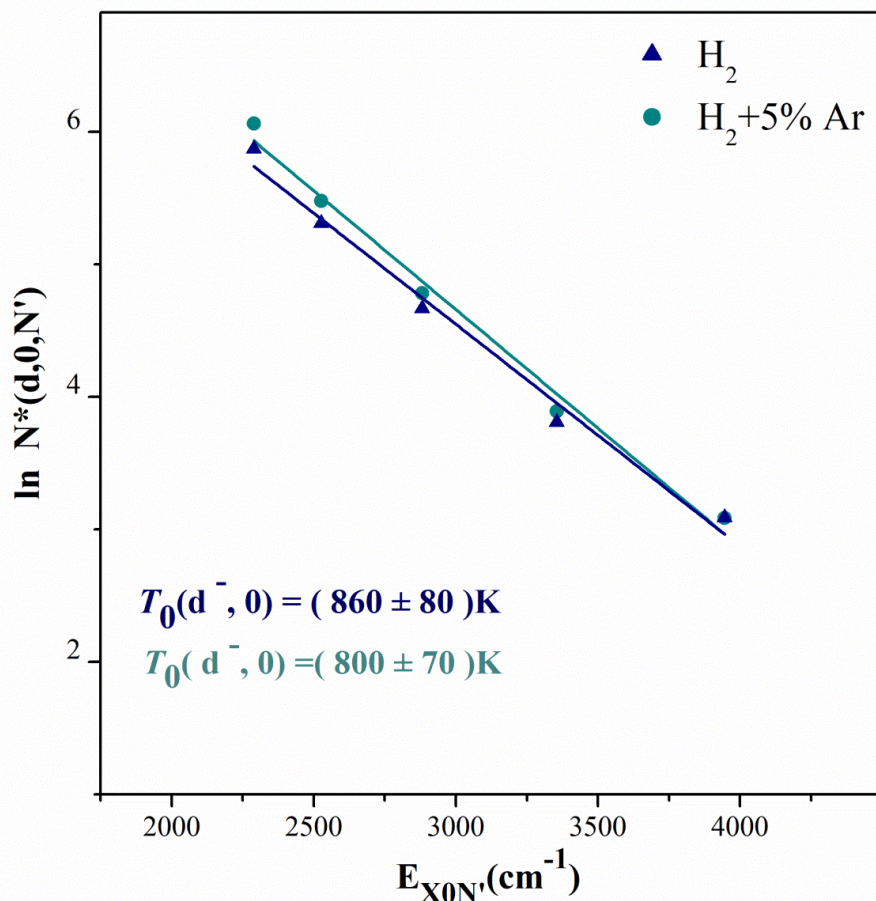
Slika 7.2.1.1. : Gustina naseljenosti rovibracionih nivoa H₂ izračunata preko izmerenih intenziteta spektralne linije pomoću HL faktora. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 11$ mA, and $U = 889$ V u čistom H₂, i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u smeši H₂+5% Ar.

U slučaju kada rotaciona gustina naseljenosti stanja (n',v') prati Boltzmann-ovu raspodelu i kada je vreme translaciono-rotacione relaksacije, u određenom pobuđenom stanju τ_{RT} kraće od vremena života $\tau_{n'v'N}$, rotaciona temperatura $T_{rot}(n',v')$ pobuđenog stanja može se smatrati gasnom temperaturom [143]. Kada je vreme života u pobuđenom stanju mnogo kraće od rotacione relaksacije, raspodela rotacione gustine naseljenosti ne mora biti Boltzmann-ova, pa se veza između ove i naseljenosti osnovnog elektronskog stanja nalazi iz jednačina balansa ekscitacija i deekscitacija [144,145].

Rotaciona temperatura osnovnog elektronskog stanja $T_0(n',v')$ može se preračunati iz raspodele gustine naseljenosti pobuđenog (n',v') stanja ako su ispunjeni uslovi dati u [124,145]. U tom slučaju logaritam gustine naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenih stanja preračunatih za osnovno stanje $N_{n'v'N}^*$ dobija se kao linearna funkcija energijskih termova stanja $X^1\Sigma_g^+, v=0$:

$$\ln N_{n',v',N'}^* \equiv \ln \frac{N_{n',v',N'}}{g_{a.s.} (2N'+1) \tau_{n',v',N'}} = - \frac{hc E_{X0N}}{kT_0(n',v')} + const. \quad (7.2.2.7)$$

E_{X0N} je vrednost rotaciono-vibracionog terma osnovnog vibracionog stanja, a $T_0(n',v')$ rotaciona temperatura osnovnog stanja određena iz gustine naseljenosti pobuđenog stanja (n',v'). Rezultati su grafički prikazani na slici 7.2.1.2.



Slika 7.2.1.2. : Logaritam gustine naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenih stanja preračunatih za osnovno stanje u funkciji energijskih termova stanja $X^1\Sigma_g^+, \nu=0$. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5 \text{ mbar}$, $I = 11 \text{ mA}$, $U = 889 \text{ V}$ u čistom H_2 , i $p = 4,5 \text{ mbar}$, $I = 12 \text{ mA}$, $U = 775 \text{ V}$ u smeši $\text{H}_2+5\% \text{ Ar}$.

Ovako opisan model podrazumeva da važi Boltzmann-ova raspodela u pobuđenim elektronsko-vibracionim stanjima. Ako pretpostavimo da je rotacioni energijski term srazmeran rotacionoj konstanti elektronsko-vibracionih stanja $F_N = B_{nv} N(N+1)$ prema [124] dobijamo da je veza između rotacione temperature osnovnog i pobuđenog elektronskog stanja:

$$\frac{T_0(n',v')}{B_{X0}} = \frac{T_{rot}(n',v')}{B_{n'v'}} \quad (7.2.2.8)$$

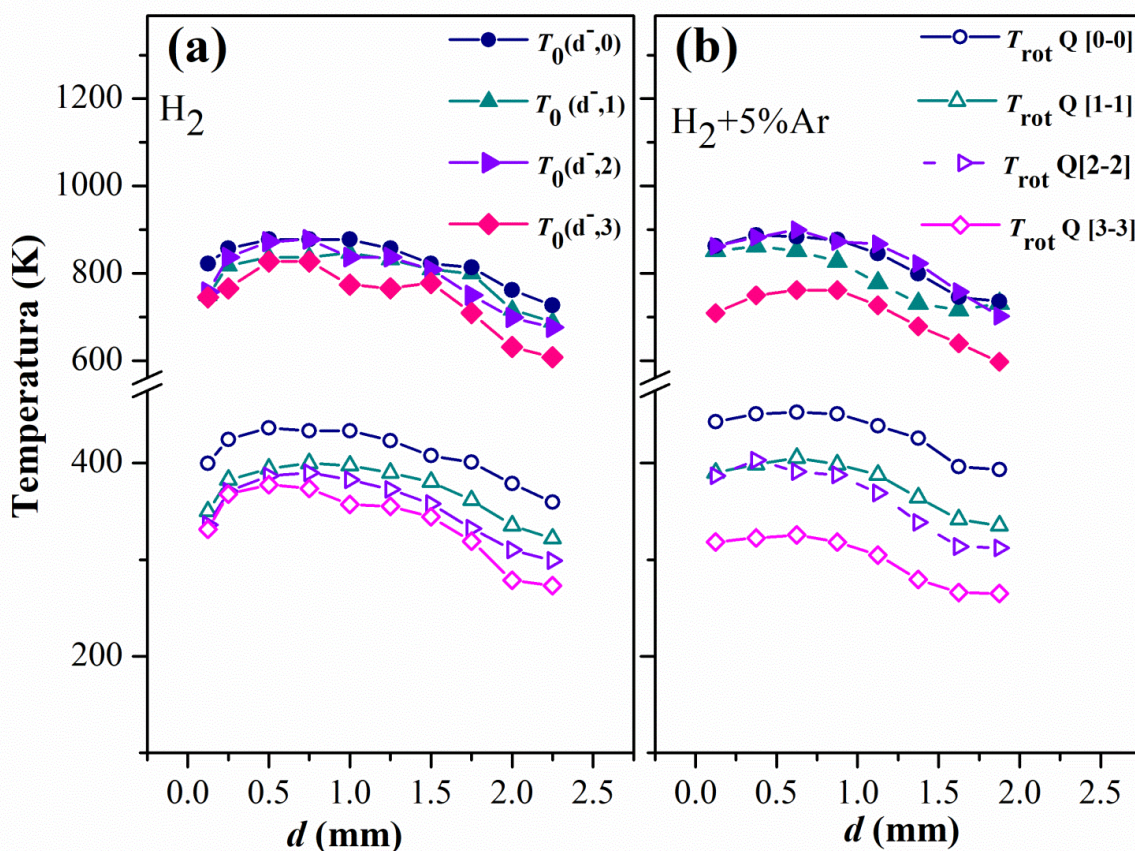
$B_{n'\nu'}$ i B_{X0} su rotacione konstante pobuđenog stanja $d^3\Pi_u$ i osnovnog $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu=0$) stanja. Pregled molekularnih konstanti dat je u Tabeli 7.1.

Tabela 7.1. Molekularne konstante za osnovno stanje molekula vodonika i elektronska stanja Fulcher- α sistema. [139].

Stanje	T_e (cm $^{-1}$)	ω_e (cm $^{-1}$)	$\omega_e x_e$ (cm $^{-1}$)	B_e (cm $^{-1}$)	α_e (cm $^{-1}$)
$d^3\Pi_u^-$	112753	1678,22	32,94	30,364	0,5520
$a^3\Sigma_g^+$	95980	1885,84	35,96	17,109	0,606
$X^1\Sigma_g^+$	0	3118,4	64,09	60,853	1,0492

Prema [124], temperatura $T_0(n',\nu')$ može se smatrati gasnom temperaturom. Vrednosti rotacione temperature dobijene iz gustine naseljenosti vibracionih stanja Q-grane $\nu'=0, 1, 2, 3$ su preračunate na osnovno stanje $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu=0$) za određivanje temperature T_0 .

Temperature preračunate na osnovno stanje $T_0(d,\nu'=0, 1, 2, 3)$ su dva puta veće od rotacionih temperatura pobuđenih stanja. Ovaj odnos je u skladu sa podacima datim u [124] jer su rotacione konstante za gornje $d^3\Pi_u$ i osnovno $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu=0$) stanje 30,364 cm $^{-1}$ i 60,853 cm $^{-1}$, što je prikazano u Tabeli 7.1. Dobijeni rezultati za rotacione i gasne temperature prikazani su na slici 7.2.1.3. i pokazuju da se obe temperature menjaju kroz prikatodnu oblast, kao i da opadaju sa porastom vibracionog kvantnog broja ν' . Sve procenjene vrednosti gasne temperature su u granicama greške od 7%. Izuzetak je $T_0(d,\nu'=3)$ sa greškom od $\approx 10\%$, koja potiče od manjeg intenziteta spektralnih linija.



Slika 7.2.1.3. : Raspodela rotacione i gasne temperature u prikatodnoj oblasti. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čist H_2 , $p = 4,5$ mbar, $I = 11$ mA, $U = 889$ V, $d = 2,17$ mm
 (b) smeša $H_2 + 5\% Ar$, $p = 4,5$ mbar; $I = 12$ mA, $U = 775$ V, $d = 1,75$ mm.

7.2.2. Određivanje raspodele vibracione temperature

U slučaju optički tanke plazme, intenzitet rotaciono-vibracione trake prelaza $\nu' \rightarrow \nu''$ između elektronskih stanja molekula proporcionalan je proizvodu gustine naseljenosti gornjeg energijskog stanja $N_{\nu'}$ (cm^{-3}) i verovatnoći prelaza za spontanu emisiju $A_{\nu'\nu''}$ (s^{-1}):

$$I_{em}^{\nu'\nu''} = N_{\nu'} h\nu_{\nu'\nu''} A_{\nu'\nu''} \quad (7.2.2.1)$$

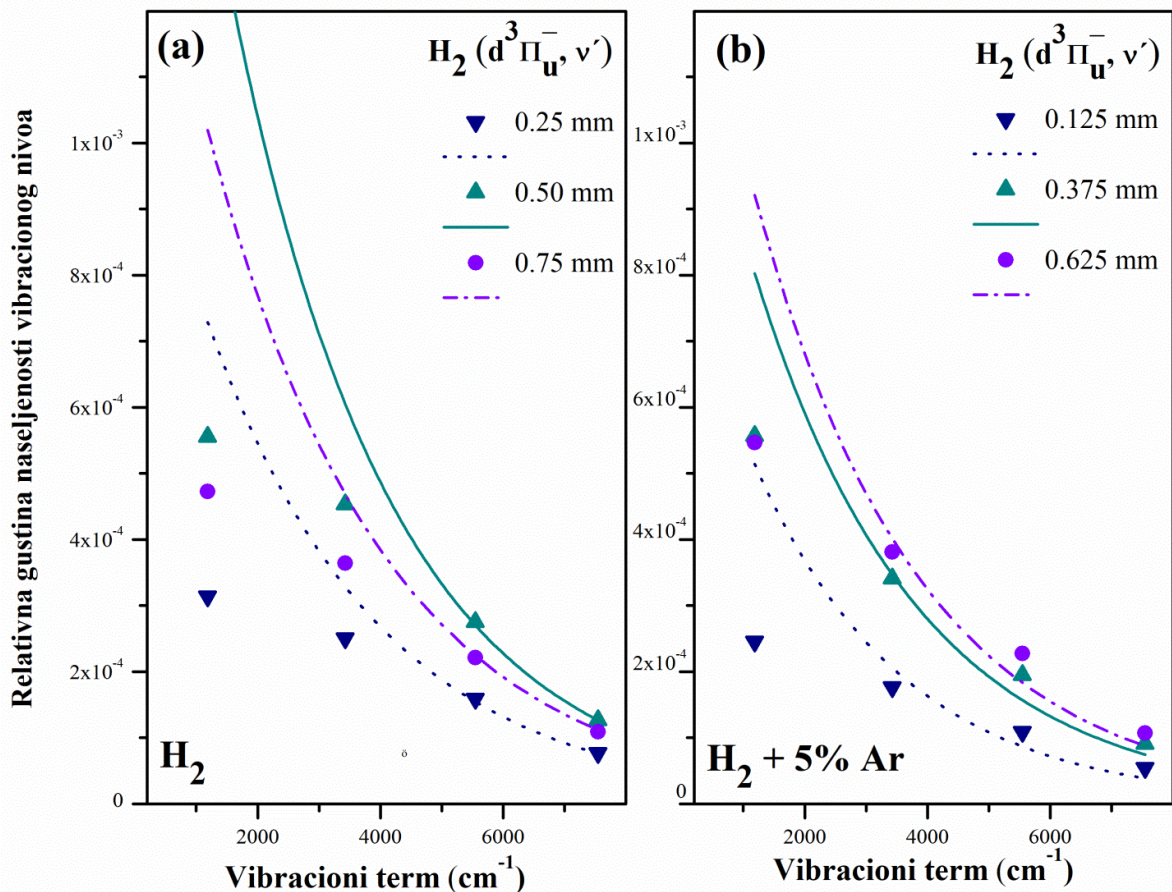
$\nu_{\nu'\nu''}$ je frekvencija prelaza.

Koristeći odnos intenziteta dve susedne trake koje pripadaju istoj vibracionoj sekvenci u slučaju ako je gustina naseljenosti gornjeg energijskog stanja $N_{\nu'}$ proporcionalna $\exp(-hcG_{\nu'}/kT)$ tj. ako prati Boltzmann-ovu raspodelu moguće je odrediti vibracionu temperaturu T_{vib} prema [24] i navedenim referencama, koristeći formulu:

$$\frac{1}{T_{\text{vib}}} = \frac{k}{hc[G_{\nu'_2} - G_{\nu'_1}]} \left[\ln \left(\frac{\nu_{\nu'\nu''1}}{\nu_{\nu'\nu''2}} \right) + \ln \left(\frac{A_{\nu'\nu''1}}{A_{\nu'\nu''2}} \right) + \ln \left(\frac{I_{em2}^{\nu'\nu''}}{I_{em1}^{\nu'\nu''}} \right) \right]. \quad (7.2.2.2)$$

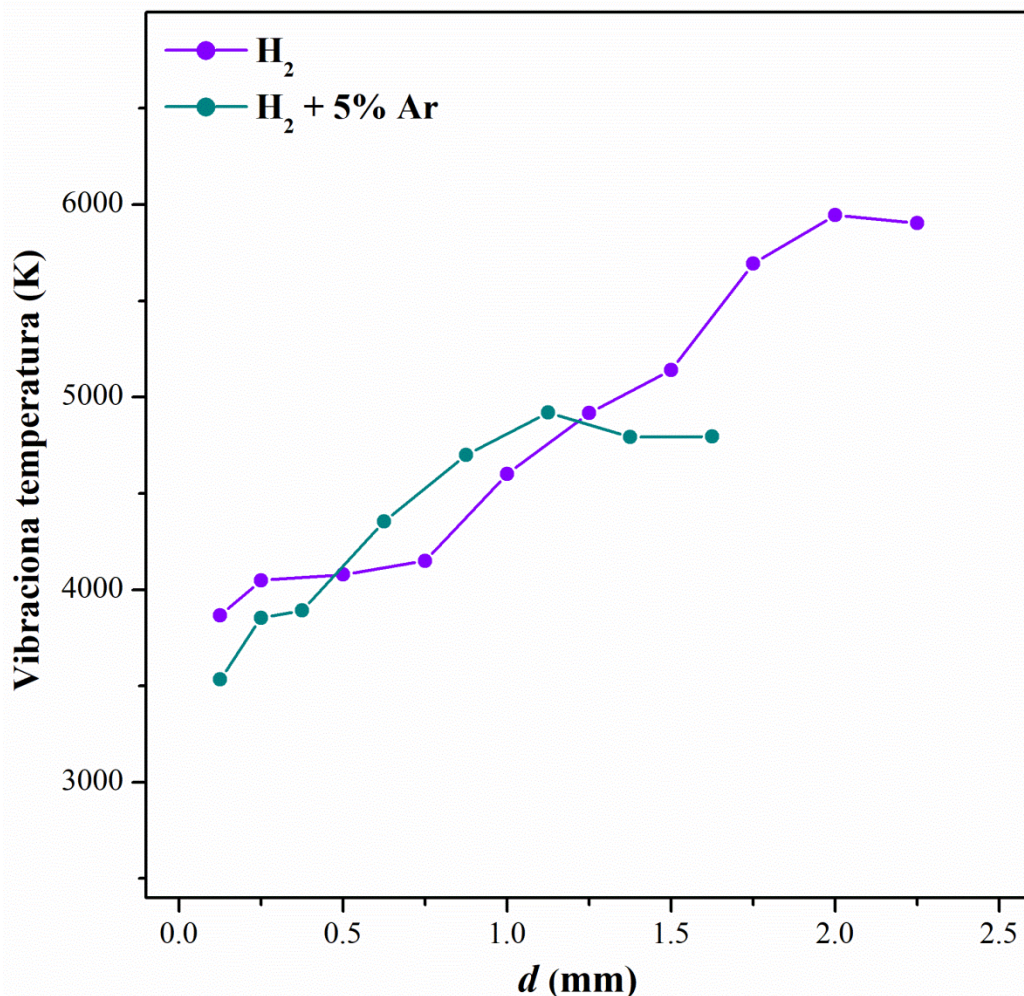
U kojoj $G_{\nu'}$ predstavlja vrednost vibracionog terma gornjeg vibracionog nivoa; $\nu_{\nu'\nu''}$ – frekvenciju i $I_{em}^{\nu'\nu''}$ – intenzitet odgovarajuće trake.

Relativna gustina naseljenosti vibracionih nivoa za $d^3\Pi_u$ ($\nu'=0,1,2,3$) stanje određene su i prikazane na slici 7.2.2.1. Relativna gustina naseljenosti nivoa ($\nu'=0, 1$) ne prati Boltzmann-ovu raspodelu, pa su za određivanje vibracionih temperatura korišćene trake ($\nu'=\nu''=2, 3$).



Slika 7.2.1.1. : Merene (tačke) i računate (linije) vrednosti gustina naseljenosti vibracionih nivoa H₂ ($d^3\Pi_u^-$). Linije predstavljaju funkciju $\exp(-hcG_{n,v}/kT)$ za odgovarajuće vibracione temperature. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4.5$ mbar, $I = 11$ mA, $U = 889$ V u čistom H₂, i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u H₂+5% Ar.

Za računanje vibracione temperature i raspodela prikazanih na slici 7.2.2.2 korišćeni su relativni intenziteti prvih pet rotacionih linija vibracionih traka sa čelom na talasnoj dužini od 622,4 nm ($v' = v'' = 2$) i 632,7 nm ($v' = v'' = 3$)



Slika 7.2.1.3. : Raspodela vibracione temperature u prikatodnoj oblasti. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čist H₂, $p = 4,5\text{mbar}$; $I = 11\text{ mA}$; $U = 889\text{ V}$; $d=2,17\text{ mm}$
 (b) smeša H₂+5%Ar, $p = 4,5\text{mbar}$; $I = 12\text{ mA}$; $U = 775\text{ V}$; $d=1,75\text{ mm}$.

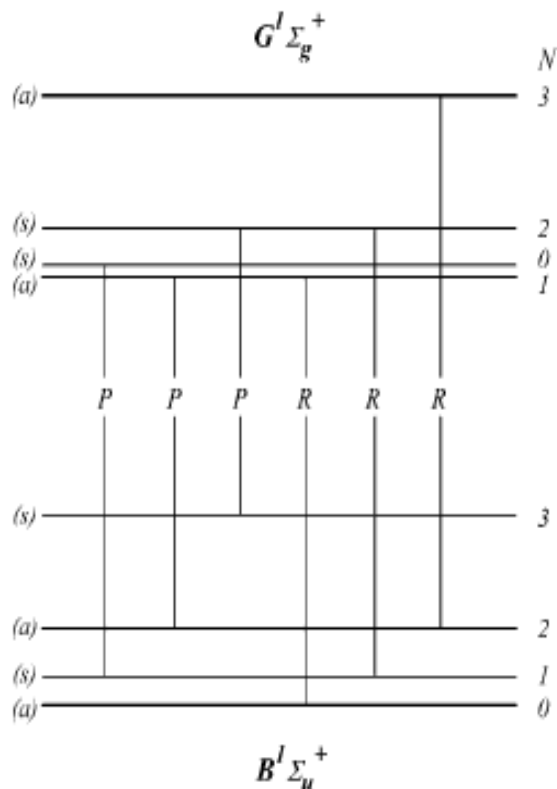
Vrednost vibracionih energijskih termova i verovatnoća prelaza između korišćenih vibracionih nivoa preuzeti su iz [134,146], a prikazani u Tabeli 7.2.

Tabela 7.2. Talasni brojevi, verovatnoće prelaza i energije vibracionih nivo za prelaze $d^3\Pi_u^-, 2 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, 2$ i $d^3\Pi_u^-, 3 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, 3$.

$d^3\Pi_u^- - a^3\Sigma_g^+$				
	$\nu_{v',v''} [\text{cm}^{-1}]$	$A_{\nu_{v',v''}} [\text{s}^{-1}]$	$E(v') [\text{eV}]$	v'
$\Delta v = 0$	16064,734	1,7377e+07	14,66721	2
	15805,129	1,4317e+07	14,91472	3

7.3. Određivanje raspodele temperature korišćenjem $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ elektronskog prelaza molekula vodonika

Na slici 7.3.1. prikazan je elektronski prelaz $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$. Ovo je prelaz $^1\Sigma \rightarrow ^1\Sigma$ tipa i zbog toga ima samo R i P-granu, dok Q-grana ne postoji.



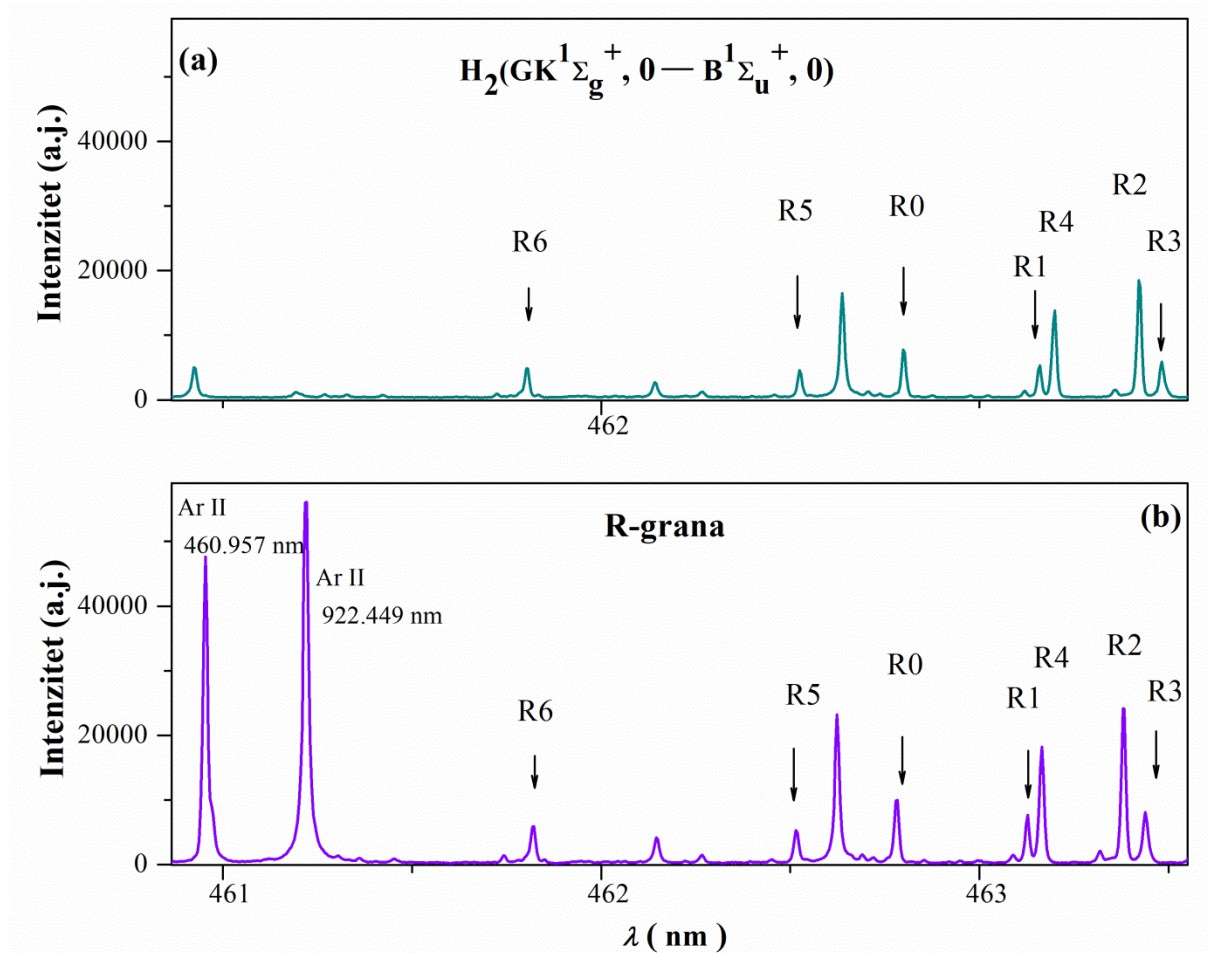
Slika 7.3.1. : Rotaciona struktura elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ molekul vodonika. [127]

Gornji elektronski nivo je kompleksan jer se sastoji od dva elektronska stanja $(1s\sigma 3d\sigma)^1\Sigma_g^+$ i dvostruko pobuđenog $(2p\sigma^2)^1\Sigma_g^+$ stanja. Ima dva minimuma, jedan u potencijalnoj jami koja odgovara kraćem rastojanju između jezgara ($G^1\Sigma_g^+$), a drugi dužem ($K^1\Sigma_g^+$) i obeležava se kao $GK^1\Sigma_g^+$ [130]. Složeno stanje $GK^1\Sigma_g^+$ nalazi se između dva Hund-ova pravila b i d [139,146]. Takođe, rotaciono-vibracioni nivoi $GK^1\Sigma_g^+$ su perturbovani zbog elektronsko-rotacionog sprežanja sa drugim elektronskim stanjima $EF^1\Sigma_g^+, HH^1\Sigma_g^+, I^1\Pi_g^+, J^1\Delta_g^+$ [146].

Ovo dosta otežava korišćenje $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ prelaza za određivanje raspodele temperature, ali u literaturi je pokazano da je moguće [130-133]. Predloženo je da se koriste intenziteti linija R-grane $\nu' = \nu'' = 0$ trake $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ u slučaju pražnjenja u vodoniku na niskom pritisku. Temperature dobijene korišćenjem određenog broja spektralnih linija iz R-grane daju dobro slaganje sa temperaturama dobijenim iz Q-grane Fulcher- α sistema [131]. Ovi rezultati su bili polazna motivacija za istraživanje koje je prikazano u nastavku.

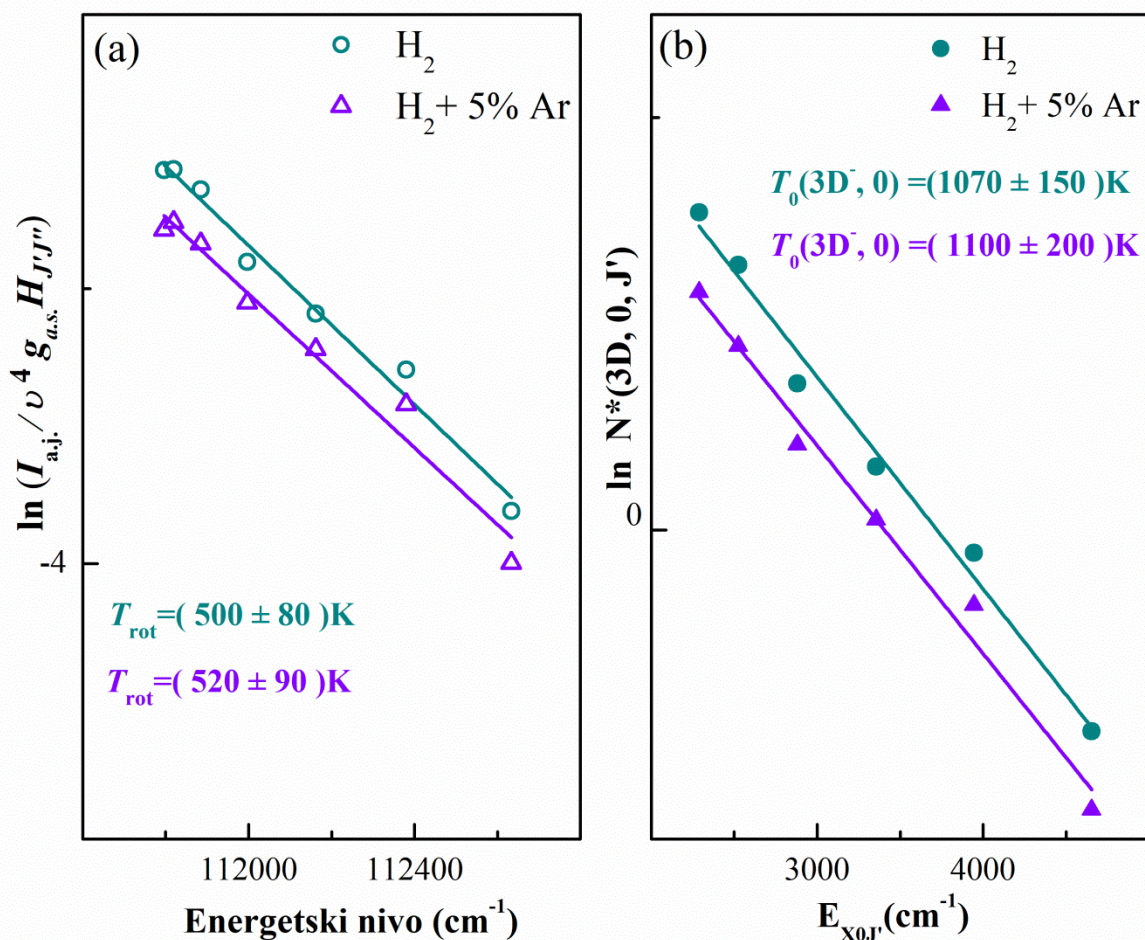
Spektralne linije elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ su razdvojene i veoma intenzivne, što je prikazano na slici 7.3.2. Nalaze se u vidljivom delu spektra na talasnim

dužinama između 453 nm i 463 nm, podaci za talasne dužine uzeti iz [134]. U ovoj oblasti većina komercijalnih spektrometara ima najveću osetljivost i to ove linije čini dobrim kandidatima za razne aplikacije. Pomoću detekcionog sistema opisanog u poglavlju 3 moguće je detektovati linije P-grane, ali su nekoliko redova veličine manjeg intenziteta i zbog toga neće biti prikazane.



Slika 7.3.2. : Emisioni spektar rotacionih linija R-grana $\nu'=\nu''=0$ $\text{GK}^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow \text{B}^1\Sigma_u^+$, $\nu''=0$ sistema, snimljene u drugom difrakcionom redu. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čisto H_2 , $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 11\text{ mA}$, $U = 889\text{ V}$ i b) smeša $\text{H}_2+5\% \text{ Ar}$, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 12\text{ mA}$, $U = 775\text{ V}$.

U ranijim istraživanjima ([131] i reference u članku), pokazano je da je za određivanje temperature najbolje koristiti prvih pet linija R-grane $\text{GK}^1\Sigma_g^+$, $\nu'=0 \rightarrow \text{B}^1\Sigma_u^+$, $\nu''=0$ elektronskog prelaza. To saznanje je ovde primenjeno i korišćenjem formula (7.2.1.1)-(7.2.1.7) određena je gustina naseljenosti rovibracionih nivoa, kao i gustina naseljenosti pobuđenih nivoa, preračunatih na osnovno stanje i prikazana na slici 7.3.3.



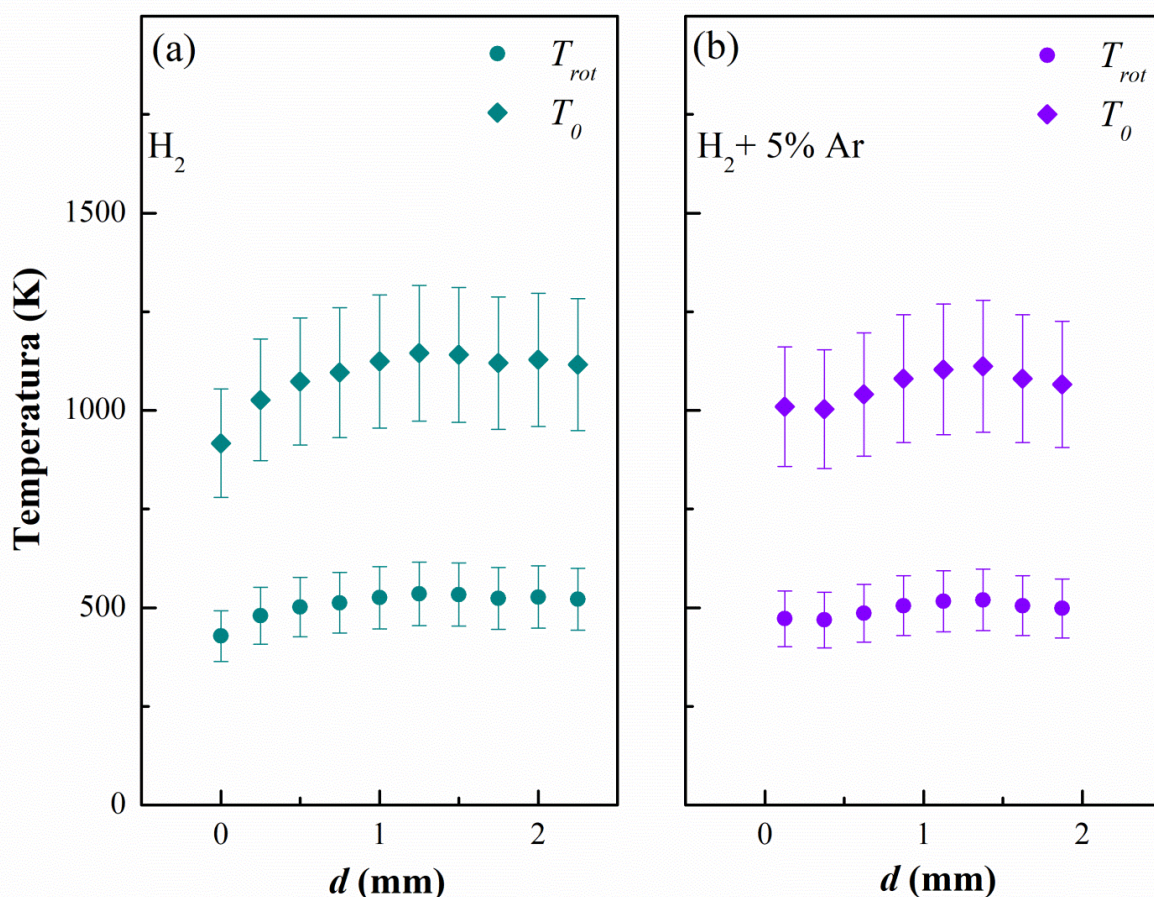
Slika 7.3.3. : a) Gustina naseljenosti rovibracionih nivoa H_2 izračunata preko izmerenih intenziteta spektralne linije pomoću HL faktora; b) Logaritam gustine naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenih stanja preračunatih za osnovno stanje $X^1\Sigma_g^+$, $\nu = 0$ u funkciji energijskih termova stanja. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 11$ mA, i $U = 889$ V u čistom H_2 , i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u smeši $\text{H}_2 + 5\% \text{ Ar}$.

Rotaciona temperatura, određena iz relativnih intenziteta rotacionih spektralnih linija R-grane, dobijena je prema formulama datim u 7.2.1. Preračunata je na osnovno vibraciono stanje $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu = 0$) prema formuli (7.2.1.8) kako bi se odredile gasne temperature. Vrednost rotacionih konstanti za pobuđeno stanje $G^1\Sigma_g^+$ je $28,4 \text{ cm}^{-1}$, a za osnovno $X^1\Sigma_g^+$ $60,853 \text{ cm}^{-1}$ ($\nu = 0$) [132,147]. Pregled molekularnih konstanti dat je u Tabeli 7.3.

Tabela 7.3. Molekularne konstante za elektronska stanja $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$, ν'' elektronskog prelaza. [133].

Stanje	T_e (cm^{-1})	ω_e (cm^{-1})	$\omega_e x_e$ (cm^{-1})	B_e (cm^{-1})	α_e (cm^{-1})
$G^1\Sigma_g^+$	112793	2341,1	55,6	28,4	
$K^1\Sigma_g^+$	112657	2293	30		
$B^1\Sigma_u^+$	91689	1356,90	19,932	20,0159	1,1933
$X^1\Sigma_g^+$	0	3118,4	64,09	60,853	1,0492

Raspodele rotacione i gasne temperature kroz prikatodnu oblast prikazane su na slici 7.3.4.



Slika 7.3.4. : Raspodela rotacione i gasne temperature određene analizom $GK^1\Sigma_g^+, \nu'=0 \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''=0$ trake u prikatodnoj oblasti. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čist H₂, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 11\text{ mA}$, $U = 889\text{ V}$, $d=2,17\text{ mm}$
 (b) smeša H₂+5% Ar, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 12\text{ mA}$, $U = 775\text{ V}$, $d=1,75\text{ mm}$.

Rezultati dobijeni za raspodelu rotacione i gasne temperature pokazuju da se obe temperature menjaju kroz prikatodnu oblast.

Kada poredimo rezultate za temperature iz $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronskog prelaza sa rezultatima iz Q-grane Fulcher- α sistema prikazanim na slici 7.2.1.3. vidimo slaganje rezultata u granici greške od 15%. Temperature počinju više da se razlikuju kako se približavamo oblasti negativnog svetljenja. Razlog za to može biti u sledećem. U plazmama niskog pritiska atomi bivaju ekscitovani najviše elektronskim sudarom. Efikasni preseki za ekscitaciju nivoa $a^3\Sigma_g^+$ i $d^3\Pi_u$ imaju isto ponašanje - brz pad sa porastom energije elektrona iznad 20 eV, videti sliku 10 u [148] i sliku 3 u [149]. S druge strane, efikasni presek za $B^1\Sigma_u^+$ nivo raste sa energijom elektrona do 50 eV i onda polako opada ka višim energijama, videti sliku 11 u [148]. Efikasni preseki za gornji nivo $GK^1\Sigma_g^+$ nisu poznati, ali pretpostavljamo da se ponašaju na isti način. Sa tom pretpostavkom možemo zaključiti da ove zavisnosti na isti način utiču na distribuciju temperature prikazane na slikama 7.2.1.3 i 7.3.4. A to objašnjava i promenu srednje energije elektrona kroz katodni pad prikazane na slici 2.38 u [150].

7.4. Rezime i zaključak

Cilj ovog istraživanja je ispitivanje mogućnosti korišćenja Fulcher- α sistema koji odgovara $d^3\Pi_u, \nu'=0,1,2,3 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, \nu''=0,1,2,3$ elektronskom prelazu a kasnije i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronskog prelaza za određivanje raspodele gasne temperature u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Kako bi se potvrdila tačnost rezultata prvo su međusobno upoređeni rezultati temperatura određenih analizom Q-grana [0-0], [1-1], [2-2] i [3-3] traka. Kasnije je rezultat dobijen korišćenjem spektralnih linija iz R-grane $GK^1\Sigma_g^+, \nu'=0 \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''=0$ upoređen sa rezultatima dobijenim iz Q-grane [0-0] trake Fulcher- α sistema.

Za određivanje granice prikatodne oblasti potrebno je odrediti raspodelu jačine električnog polja. Raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti pražnjenja određena je fitovanjem eksperimentalnih profila π -polarizovane H_α linije vodonika Balmerove serije.

Raspodele temperatura u prikatodnoj oblasti određene su korišćenjem Boltzmann-ove raspodele. Rezultati pokazuju da se sve temperature menjaju kroz prikatodnu oblasti i da sve korišćene trake daju saglasne rezultate.

Vibracione temperature određene su iz relativnog intenziteta vibracionih traka $\nu' = \nu'' = 2$ i $\nu' = \nu'' = 3$ Fulcher- α sistema korišćenjem pet linija iz Q-grana. Vibraciona temperatura se menja kroz prikatodnu oblast i raste kako se približava oblasti negativnog svetljenja.

Vrednosti rotacionih temperatura Q-grane $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ i R-grane $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ vibracionog stanja $\nu' = 0$ preračunate su kako bi se odredila gasna temperatura osnovnog vibracionog stanja $X^1\Sigma_g^+ (\nu = 0)$ na različitim pozicijama u prikatodnoj oblasti. Gasna temperatura je približno dva puta veća od rotacione. Ovaj rezultat odgovara odnosu rotacionih konstanti pobuđenog i osnovnog stanja.

Za Fulcher- α sistem pokazano je da gasna temperatura opada kako vibracioni kvantni broj raste. Raspodele temperatura određene iz četiri trake slažu se ipak u granici greške od 7%, sa izuzetkom $T_0(d, \nu'=3)$ čija greška iznosi 10%. Razlog za to je manji intenzitet spektralnih linija. Temperatura računata korišćenjem spektralnih linija iz R-grane $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ sistema slaže se sa rezultatima dobijenim iz Fulcher- α u granicama greške od 15%.

Ovi rezultati pokazuju da je moguće koristiti R-granu $GK^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu' = \nu'' = 0$ trake kao i četiri grane Fulcher- α sistema za brzu i jednostavnu procenu rotacione i gasne temperature u prikatodnoj oblasti gasnih pražnjenja Grimm-ovog tipa.

ZAKLJUČAK

U okviru doktorske disertacije eksperimentalno su proučavani oblici spektralnih linija atoma argona Ar I, jedanput jonizovanog atoma argona Ar II, Balmerove H_α i H_β linije atoma vodonika, kao i Fulcher- α sistem i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronski prelaz molekula vodonika. Sva eksperimentalna istraživanja izvedena su u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta u Beogradu sa ciljem da se razviju nove i unaprede postojeće dijagnostičke metode za određivanje parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP).

Za eksperimentalna istraživanja korišćen je izvor Grimm-ovog tipa sa cilindričnom anodom i ravnom katodom, izrađen po uzoru na dizajn koji su predložili Ferreira i saradnici [2], a unapredili Kuraica i saradnici [3,4]. Prednost ove konstrukcije, u odnosu na originalan dizajn Grimm-ov izvora, je u tome što, osim posmatranja pražnjenja duž pravca električnog polja, omogućava i posmatranje normalno na pravac električnog polja. Eksperimentalno proučavanje oblika spektralnih linija atoma i molekula u prikatodnoj oblasti ATP izvršeno je u argonu i smešama argona i vodonika, sa različitim katodnim materijalima i na radnom pritisku od 4,5 mbar.

Kao nastavak istraživanja objavljenih u radu [22] proučavane su spektralne linije neutralnog argona koje ispoljavaju izrazit Stark-ov efekat. Proučavanje profila argona Ar I 522,127nm i Ar I 518,775 nm važno je kako za katalogizaciju talasnih dužina tako i za razvoj novih metoda za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja. Ove dve linije imaju veću poluširinu u odnosu na instrumentalnu, i dok linija Ar I 522,127 nm ima crveni pomak, linija Ar I 518,775 nm se pomera ka plavom delu spektra. Ranija istraživanja Stark-ovih pomeraja linija Ar I, koja su objavili Windholz i Minhagen [67,85] izvršena su u uslovima jakih električnih polja i nisu verifikovana za slabija polja, tipična za laboratorijske uslove. Za potrebe ove doktorske disertacije testirana je mogućnost korišćenja Ar I linija za vrednosti jačine električnog polja do 15 kV/cm, koje su karakteristične za laboratorijska pražnjenja. Uz pomoć H_β linije vodonika nezavisno je određena raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti, dok su za merenje Stark-ovih pomeraja linija argona korišćene dve tehnike. Za fitovanje Ar I 522,127 nm linije korišćena je model-funkcija koja predstavlja superpoziciju tri Gauss-ijana. Poluširina nepomerene komponente ove linije odgovara vrednosti instrumentalne poluširine 8,2 pm, dok pomerene komponente imaju širinu dva puta veću od instrumentalne poluširine. Odnos intenziteta prve i druge pomerene komponente je 3:1, kao što je predviđeno u radu [67]. U slučaju Ar I 518,775 nm linije za fitovanje je korišćena poboljšana modelna funkcija, opisana u poglavlju 5. Merenja koja su izvršena u oblasti slabijih električnog polja pokazuju da, iako relativno mali, Stark-ovi pomeraji mogu biti precizno određeni opisanim numeričkim procedurama, iako su dosta mali. Treba istaći da prikazani rezultati za mapiranje električnog polja na jačinama ispod 15 kV/cm pokazuju dobro slaganje sa rezultatima dobijenim za velike jačine električnog polja sa greškom od 10-15 %, kao i da korišćenja procedura za fitovanje snimljenih eksperimentalnih profila poboljšava preciznost merenja Stark-ovih pomeraja, pogotovo u oblasti malih jačina električnog polja. Rezultati dobijeni za Ar I 518,775 nm, iako pokazuju veoma male pomeraje, daju dobro slaganje sa rezultatima koje je predvideo Windholz u [67] za drugu Stark-ovu komponentu. Za obe komponente linije Ar I 522,127 nm, određeni su koeficijenti za kvadratični Stark-ov pomeraj. Ovi koeficijenti mogu biti korišćeni za određivanje slabih električnih polja jačine iznad 1 kV/cm sa greškom manjom od 5%. U okviru ovog istraživanja razvijena je nova procedura za fitovanje zajedno

sa jednostavnom metodom za određivanje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti u pražnjenjima sa čistim argonom.

Spektroskopskim posmatranjima sa strane uočeni su kompleksni oblici spektralnih linija jedanput jonizovanog atoma argona Ar II. Takav oblik je posledica brojnih elementarnih procesa i ukazuje na prisustvo najmanje dve grupe pobuđenih atoma argona sa različitim energijama koje utiču na formiranje profila. S obzirom da su ovo jonske linije one ispoljavaju kvadratični Stark-ov efekat koji nije bilo moguće detektovati postojećim eksperimentalnim sistemom [13]. U poglavlju 6 analizirani su profili jedanput jonizovanih spektralnih linija argona Ar II i uticaj različitih katodnih materijala na njih u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog tinjavog pražnjenja. Analiza profila omogućava proučavanje mehanizama koji utiču na formiranje oblika linije, dinamiku čestica pražnjenja i interakcije sa katodnim materijalom i matričnim gasom. Ustanovljeno je da katodni materijal, odnosno razlika atomskih masa materijala katode i argona ima veliku ulogu u formiranju krila. Najšira krila javljaju se javljaju na katodi od volfram koji ima najveću atomsku masu. Predložena je modelna funkcija za fitovanje složenih profila koja omogućava da se odrede poluširine uskog centralnog dela i proširenih krila. Rezultati su sumirani u dve analitičke formule, jedna koja daje vezu poluširine krila jonske linije i debljine prikatodne oblasti i druga koja daje korelaciju između širine linije i jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti što potencijalno omogućava još jedan brz i jednostavan način procene raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti.

Cilj ovih eksperimenata i razvijanja nove procedure za fitovanje je razvoj jednostavna metode za određivanje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti preko oblika atomskih i jonskih linija argona što je od važnosti za brojne tehnologije i analitičke aplikacije u kojima nije poželjno prisustvo vodonika u pražnjenju.

Važan parametar prikatodne oblasti ATP predstavlja gasna temperatura. Kako su linije neutralnog argona potrebne za određivanje ovog parametra bile niskog intenziteta u pražnjenju, korišćene su molekulske trake vodonika. Granice prikatodne oblasti određena je pomoću raspodela električnog polja dobijene preko poboljšane modelna funkcije za fitovanje eksperimentalnih profila π -polarizovane H_α linije vodonika iz Balmerove serije. Unapređena je metoda za određivanje raspodela rotacione i gasne temperature pobuđenog elektronskog stanja $d^3\Pi_u$ ($\nu=0,1,2,3$) iz Q-grana Fulcher- α sistema H_2 ($d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$) iz 0-0, 1-1, 2-2 i 3-3 trake, i $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ elektronskog prelaza molekula vodonika, kao i metoda za određivanje vibracione temperatura iz odnosa relativnih intenziteta Q-grana 2-2 i 3-3 trake Fulcher- α sistema H_2 . Raspodele temperatura u prikadnoj oblasti određene su iz Boltzmann-ove raspodele. Rezultati pokazuju da se sve temperature menjaju kroz prikatodnu oblasti i da sve trake daju saglasne rezultate. Vibracione temperature određene su iz relativnog intenziteta vibracionih traka $\nu'=\nu''=2$ i $\nu'=\nu''=3$ Fulcher- α sistema korišćenjem pet linija iz Q-grane. Vibraciona temperatura se menja kroz prikatodnu oblast i raste sa približavanjem ka oblasti negativnog svetljenja. Vrednosti rotacionih temperatura Q-grane $d^3\Pi_u \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ i R-grane $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ vibracionog stanja $\nu'=0$ preračunate su kako bi se odredila gasna temperatura osnovnog vibracionog stanja $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu=0$) na različitim pozicijama u prikatodnoj oblasti. Gasna temperatura je približno dva puta veća od rotacione. Ovaj rezultat odgovara odnosu rotacionih konstanti pobuđenog i osnovnog stanja koje iznose: za $d^3\Pi_u - 30,364 \text{ cm}^{-1}$, za $G^1\Sigma_g^+$ - $28,4 \text{ cm}^{-1}$, a za osnovno stanje $X^1\Sigma_g^+$ je $60,853 \text{ cm}^{-1}$. Za Fulcher- α sistem pokazano je da gasna temperatura opada kako talasni broj raste. Ali raspodela temperatura određenih iz četiri trake slažu se u granicama greške od 7%, sa izuzetkom

$T_0(d, \nu'=3)$ čija greška iznosi 10%. Razlog za to je manji intenzitet spektralnih linija. Temperatura računata iz spektralnih linija koje pripadaju R-grani $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ sistema slaže se sa rezultatima dobijenim iz Fulcher-a u granicama greške od 15%.

Ovi rezultati pokazuju da je moguće koristiti R-granu $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu'=\nu''=0$ trake kao i četiri grane Fulcher- α sistema za brzu i jednostavnu procenu rotacione i gasne temperature u prikladnoj oblasti gasnih pražnjenja.

Literatura

- 1) Grimm W ,Naturwissenschaften, 54, 586, 1967.
- 2) Ferreira N P, Human H G C and Butler L R P, *Spectrochim. Acta B* 35 287, 1980.
- 3) Kuraica M M , magistarska teza, Fizički fakultet, Beograd, 1992.
- 4) Kuraica M , Konjević N , Platiša M and Pantelić D , *Spectrochim. Acta Part B* 47 10, 1992.
- 5) von Engel A, *Ionized Gases*, (1965) Clarendon Press, Oxford.
- 6) Chapman B, *Glow Discharge Processes Sputtering and Plasma Etching*, (1980) John Wiley & Sons, New York.
- 7) Marcus R K , Broeckaert J A C., Eds., *Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy*, (2003) Wiley, Chichester, England.
- 8) Little P F, von Engel A, *Proc Roy. Soc. A* 224 209, 1954.
- 9) Ganguly B N, Shoemaker J R , Preppernau B L, Garscadden A, *J. Appl. Phys.* 61 2778, 1987.
- 10) Den Hartog E A , Doughty D A , Lawler J B , *Phys. Rev. A* 38 24, 1988.
- 11) Gavrilenko V P, Kim H J, Ikutake T, Kim J B , Choi Y W , Bowden M D , Muraoka K , *Phys. Rev. E* 62 7201, 2000.
- 12) Kampschulte T , Schulze J , Luggenhölscher D , Bowden M D , Czarnetzki U , *New J. Phys.* 9 18, 2007.
- 13) Ryde N , *Atoms and Molecules in Electric Fields* (1976) Stockholm: Almqvist & Wiksell.
- 14) Barbeau C , Jolly J , *Appl. Phys. Lett.* 58 237, 1991.
- 15) Donkó Z , Rózsa K , Tobin R C , Peard K A , *Phys. Rev. E* 49 3283, 1994.
- 16) Videnović I R , Konjević N , Kuraica M M , *Spectrochim. Acta B* 51 1707, 1996.
- 17) Spasojević Dj , Steflekova V , Šišović N M , Konjević N, *Plasma Sources Sci. Technol.* 21 025006, 2012.
- 18) Spasojević Dj, Steflekova V, Šišović N M , Konjević N, *Plasma Sources Sci. Technol.* 23 12004, 2014.
- 19) Ivanović N V , Šišović N M , Spasojević Dj , Konjević N , *J. Phys. D: Appl. Phys.* 50 125201, 2017.
- 20) Kuraica M M , Konjević N , Videnović I R , *Spectrochim. Acta B* 52 745, 1997.
- 21) Kuraica M M , Konjević N , *Appl. Phys. Lett.* 70 1521, 1997.
- 22) Majstorović G Lj , Ivanović N V , Šišović N M , Djurović S , Konjević N , *Plasma Sources Sci. Technol.* 22 045015, 2013.
- 23) Šišović N M , Ivanović N V , Majstorović G Lj , Konjević N , *J. Anal. At. Spectrom.* 29 2058, 2014.
- 24) Majstorović G Lj , Šišović N M , Konjević N , *Plasma Sources Sci Technol.* 16 750, 2007.
- 25) Šišović N M , Majstorović G Lj and Konjević N , *Eur. Phys. J. D* 41 (2007) 143.
- 26) Majstorović G.Lj., Šišović N.M. and Konjević N., *Physics of Plasmas* 14 043504, 2007.
- 27) Francis G , „The Glow Discharge at Low Pressure“, (1956) *Encyclopedia of Physics*, Springer.
- 28) Thomson J J and Thomson G P , *Conduction of electricity through gases*, (1933) Cambridge, Univ. Press.
- 29) Aston F W , *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A* 84, 526, 1911. ; 104 565, 1923.

- 30) Braunbeck W , Z. Physik 21 204, 1924.
- 31) Stenbing W , Ann. Phys. 10 296, 1931.
- 32) Doughty D A , Den Hartog E A and Lawler J E, Phys. Rev. Lett. 58 2668, 1987.
- 33) Masaki T , Adachi Y and Hirose C , Appl.Spectrosc. 42 54, 1988.
- 34) de la Rosa M I , Perez C , Grutzmacher K , Gonzalo A B and Steiger A , Plasma Sources Sci. Technol. 15 105, 2006.
- 35) de la Rosa M I , Perez C , Grutzmacher K and Fuentes L M , Plasma Sources Sci. Technol. , 18 015012, 2009.
- 36) Güntherschultze A , Z. Physik 49 358, 473, 1928.
- 37) Güntherschultze A , Bär W , Z. Physik 107 730, 1937.
- 38) Aston F W , Proc. Roy. Soc. London, Ser. A 79 80, 1907.
- 39) Aston F W and Watson, Proc. Roy. Soc. London, Ser. 86 168, 1912.
- 40) Davis W D and Vanderslice T A , *Phys.Rev.* 131 219, 1963.
- 41) Badereau E, Popescu I and Jova I, *Ann.Physik* 5 308, 1960.
- 42) Badereau E and Popescu I, *Rev.Phys, Acad.Rep.Populaire Roumaine* 5 41, 1960.
- 43) Druyvesteyn M J and Penning F M , *Rev.Mod.Phys.* 12 87, 1940.
- 44) Rickards J , *Vacuum* 34 559, 1984.
- 45) Emeleus K G and Sloan, Phil. Mag. 14 355, 1932.
- 46) Güntherschulze A , Z. Physik 33 810, 1925.
- 47) Druyvesteyn M J , Z. Phys. 62 764, 1930.
- 48) Emeleus K G and Duffenduck O S , Phys. Rev. 47 460, 1935.
- 49) Griem H R , Spectral Line Broadening by Plasmas, (1974) Academic Press, New York.
- 50) Brewer A K and Westhaver J W , J. Appl. Phys. 8 779, 1937.
- 51) Rogowski W , Arch. Elektrotechn. 26, 643, 1932.
- 52) Weizel, Rompe and Schön, Z. Phys. 112, 339; 113, 87, 730, 1939.
- 53) Seeliger R , Z. Phys. 115 111, 1940.
- 54) Emeleus K G and Kennedy, Phil. Mag. 18 874, 1934.
- 55) Linder E G , Phys. Rev. 38 678, 1931.
- 56) Kuraica M M , doktorska teza, Fizički fakultet, Beograd, 1998.
- 57) Cvetanović N , Martinović M M , Obradović B M and Kuraica M M , J. Phys. D: Appl. Phys. 48 205201, 2015.
- 58) Ivanović N V , doktorska teza, Fizički fakultet, Beograd, 2018.
- 59) Vasiljević M , master teza, Fizički fakultet, Beograd, 2015.
- 60) Spasojević Dj , Ivanović N V , Nedić N V , Šišović N M and Konjević N , Plasma Sources Sci. Technol. 29 085008, 2020.
- 61) Spasojević Dj , Cvejić M , Šišović N M and Konjević N , Appl. Phys. Lett. 96 241501, 2010.
- 62) Cvejić M , Spasojević Dj , Šišović N M and Konjević N , J. Appl. Phys. 110 033305, 2011.
- 63) Spasojević D. , Cvejić M , Šišović N M and Konjević N , J. Appl. Phys. 111 096103, 2012.
- 64) Spasojević Dj , Mijin S , Šišović N M and Konjević N , Journal of Applied Physics 119 053301, 2016.
- 65) Wujec T , Janus H W and Jeleński W , J. Phys. D: Appl. Phys. 36 868–877, 2003.
- 66) Janus H W , J. Phys. D: Appl. Phys. 40 3608, 2007.
- 67) Windholz L, Phys.Scripta 21 67, 1980.
- 68) Jäger H and Windholz L , Physica Scripta 29 344, 1984.

- 69) Jäger H , Windholz L , and Ziegelbecker R. , Phys. Scripta. 40 740-744, 1989.
- 70) Gebauer R , *Phys. Blatter* 8 353-366, 1965.
- 71) Gebauer R und Windholz L , Über den Starkeffekt von He-Linien, *Acta. Physica Austriaca*.
- 72) Griem H R , Phys. Rev. 128 515, 1962.
- 73) Griem H R , Baranger M , Kolb A C and Oertel G , Phys. Rev. 125 177, 1962.
- 74) Sahal-Bréchet S , *Astron. Astrophys.* 1 91, 1969.
- 75) Dimitrijević M S , *Zh. Priklad. Spektrosk.* 63 810, 1996.
- 76) Konjević N and Roberts J R , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 5 209, 1976.
- 77) Konjević N and Wiese W L , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 5 259, 1976.
- 78) Konjević N , Dimitrijević M S and Wiese W L , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 13 619, 1984.
- 79) Konjević N , Dimitrijević M S and Wiese W L , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 13 649, 1984.
- 80) Konjević N and Wiese W L , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 19 1207, 1990.
- 81) Konjević N , *Physics Reports* 316 339-401, 1999.
- 82) Grimm W , *Spectrochim. Acta B*, 23 443, 1968.
- 83) Bogaerts A , Verscharen W, Steers E B M, *Spectrochim. Acta B*, 59 1403, 2004.
- 84) Cvetanović N , Kuraica M and Konjević N , *J. Appl. Phys.* 97 033302, 2005.
- 85) Minnhagen L , *Ark. f. fys.* 1 425, 1950.
- 86) Cvetanović N , Obradović B M and Kuraica M M , *J. Appl. Phys.* 105 043306, 2009.
- 87) Vasiljević M M , Spasojević Đ , Šišović N M and Konjević N , *Europhys. Lett.* 119 55001, 2017.
- 88) Dimitrijević M S and Csillag L , *Journal of Applied Spectroscopy*, 73 458, 2006.
- 89) Wiese W L , Huddleston R H , *Plasma Diagnostic Techniques*, Leonard S.L. (Eds.), (1965) Academic Press, New York, 265.
- 90) Dimitrijević M S , *Publ. Astron. Obs. Belgrade* 64 37, 1999.
- 91) Dimitrijević M S , *Influence of Collision With Charged Particles on Astrophysical Spectra, and Current Issues of Astronomical and Planetary Environmental Concern*, ed. N. K. Spyrou, 1999.
- 92) Brown P J F , Dufton P L , Keenan F P , Holmgren D E and Warren G A , *The determination of accurate cosmic abundances from B-type stellar spectra. in Lecture Notes in Physics, Vol. 401, The Atmospheres of Early-Type Stars*, (1992) ed. U. Heber and C.S. Jeffery.
- 93) Vennes S , Nemeth P and Kawka A , *Open Astronomy*, 27, 7, 2018.
- 94) Jalufka N W , Oertel G K , Ofelt G S , *Phys. Rev. Lett.*, 16 1073, 1966.
- 95) Roberts D E , *Phys. Lett.*, 22 417, 1966.
- 96) Roberts D E , *J. Phys. B*, 1 53, 1968.
- 97) Blandin J , Sahal-Brechet S , Chappelle J, Sy A , *Phys. Lett.*, 26A 487, 1968.
- 98) Chappelle J, Sy A , Cabannes F , Blandin J , *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 8, 1201, 1968.
- 99) Chappelle J, Sy A , Cabannes F , Blandin J , *C. R. Acad. Sci. Paris Ser. B*, 266 1513, 1968.
- 100) Konjević N , Labat J , Ćirković Lj , Purić J , *Z. Phys.*, 235 35, 1970.
- 101) Labat J , Djeniže S , Ćirković Lj , Purić J , *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 7 1174, 1974.
- 102) Behinger K , Thoma P , *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 20 615, 1978.
- 103) Nick K P , Helbig V , *Phys. Scr.*, 33 55, 1986.

- 104) Pittman T L , Konjević N , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 35 247, 1986.
- 105) Djenize S , Malešević M , Srećković A , Milosavljević M , Purić J , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 42 429, 1989.
- 106) Dzierzega K , Musiol K , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 52 747, 1994.
- 107) Pellerin S , Musiol K , Chapelle J , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 57, 377, 1997.
- 108) Aparicio J A , Gigosos M A , Gonzalez V R, Perez C , de la Rosa M I , Mar S , J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 31 1029, 1998.
- 109) Iglesias E J, Ghosh J, Elton R C, Griem H R , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 98 101, 2006.
- 110) Belmonte M T , Djurović S , Pelaez R J , Aparicio J A and Mar S , Mon. Not. R. Astron. Soc., 445 3345, 2014.
- 111) Djurović S., Belmonte M. T., Pelaez R. J., Aparicio J. A. and Mar S. , Mon. Not. R. Astron. Soc., 433 (2013) 1082.
- 112) Gajo T , Mijatović Z , Savić I , Djurović S and Kobilarov R. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 127 119, 2013.
- 113) Dimitrijević M S , Konjević N , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 24 451, 1980.
- 114) Dimitrijević M S , Konjević N , A&A, 172 345, 1987.
- 115) Dimitrijević M S , Kršljanin V , A&A, 165 269, 1986.
- 116) Alonso-Medina A and Colon C , Astron. Astrophys. , 466 399, 2007.
- 117) Corfdir P , Lantz G , Abplanalp M , Sutterlin P , Kassubek F , Delachaux T and Bator M , Journal of Physics D, 52 5203, 2019.
- 118) Ivanović N V , Nedić N V , Šišović N M , Spasojević Đ and Konjević N , The European Physical Journal D 75 26, 2021.
- 119) Vasiljević M M , Spasojević Đ , Konjević N , AIP Advances 11 035137, 2021.
- 120) NIST Atomic Spectra Database <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD>.
- 121) Bogaerts A and Gijbels R , Spectrochimica acta Part B 52 553, 1997.
- 122) McDaniel E.W. , Collision Phenomena in Ionized Gases, (1964)Wiley, New York.
- 123) Harrison W W and Bentz B L , Prog. Analyt. Spectrosc. 11 53, 1988.
- 124) Astashkevich S A , Käning M , Käning E , Kokina N V , Lavrov B P , Ohl A , Röpcke J , J.Q.S.R.T. 56 725, 1996.
- 125) Tomasini L , Rousseau A , Gousset G , Leprince P , J.Phys.D:Appl. Phys. 29 1006, 1996.
- 126) Gans T , Schulz-von der Gathen V , Döbele H F , Plasma Sources Sci. Technol. 10 17, 2001.
- 127) Ochkin V N , Spectroscopy of Low Temperature Plasma, (2006) Fizmatlit, Moscow.
- 128) Lavrov B P , Osiac M , Pipa A V , Röpcke J. , Plasma Source Sci Technol. 12 576, 2003.
- 129) Abdel-Rahman M , Gans T , Schulz-von der Gathen V and Döbele H F , Plasma Source Sci Technol. 14 51, 2005.
- 130) Xiao B , Kado S , Kajita S , Yamasaki D , Plasma Phys. Control. Fusion 46 653, 2004.
- 131) Majstorović G Lj and Šišović N M, Journal of Research in Physics, 36 1, 2012.
- 132) Chu H N , Den Hartog E A , Lefkow A R , Jacobs J , Anderson L W , Lagally M G , Lawler J E , Phys. Rev. A 44 3796, 1991.
- 133) Goyette N , Jameson W B , Anderson L W , Lawler J E , J. Phys. D: Appl Phys. 29, 1197, 1996.

- 134) Crosswhite H M , in *The hydrogen molecule wavelength tables*, edited by Dieke G H (1972), Wiley-Interscience, New York.
- 135) Vasiljević M M , Majstorović G Lj , Spasojević Dj , Konjević N , *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 254 107195, 2020.
- 136) Vasiljević M M , Majstorović G Lj , Spasojević Đ and Konjević N , *The European Physical Journal D* 75, 2021.
- 137) Lavrov B P , Ostrovsky V N and Ustimov V I , *J. Phys. B* 14 4701–18, 1981.
- 138) Covacs I , *Rotational structure in the spectra of diatomic molecules* (1969), London: Adam Hilger LTD.
- 139) Herzberg G , *Molecular Spectra and Molecular Structure, Spectra of Diatomic Molecules Vol. 1* (1989), Krieger Publishing Co, Malabar FL.
- 140) Lavrov B P , *Opt. Spectrosc.* 375, 1980.
- 141) Drachev A I and Lavrov B P , *High. Temp.* 26 129, 1988.
- 142) Farley D R , Stotler D P , Lundberg D P , Cohen S A , *J. Q. S. R.* T.112 800-819, 2011.
- 143) Röpcke J , Davies P B , Käning M and Lavrov B P , *Low temperature plasma physics-Fundamental Aspects and Application* (2001), Hippler R et al Wiley – VCH Berlin, N Y Toronto etc.
- 144) Röpcke J , Käning M and Lavrov B P , *J. Phys. IV France* 8 207, 1998.
- 145) Lavrov B P , in *Plasma Chemistry*, edited by Smirnov B M (1984),Energoatomizdat, Moscow.
- 146) Fantz U , Wunderlich D , *Franck-Condon Factors, Transition Probabilities and Radiative Lifetimes for Hydrogen Molecules and Their Isotopomers*, INDC (NDS)-457, 2004.
- 147) Majstorović G , Vasiljević M , Šišović N , *Plasma Physics and Technology* 5(3) 128, 2018.
- 148) Yoon J , Song M , Han J , Hwang S , Chang W , Lee B , Itikawa Y , *J. Phys. Chem. Ref. Data* 37 913, 2008.
- 149) Mohlmann G R , de Herr F J , *Chem. Phys. Lett.* 43 240–4, 1976.
- 150) Bogaerts A , Ph. D thesis, University of Antwerp, 1996.

Biografija autora

Milica (Miroslav) Vasiljević rođena je 10.11.1989. u Sremskoj Mitrovici, Republika Srbija. Osnovne studije završila je 2014. godine na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu, departman za fiziku, smer istraživački, sa prosečnom ocenom 8,23. Master studije upisala je iste godine na Fizičkom fakultetu u Beogradu, smer teorijska i eksperimentalna fizika i završila ih naredne godine sa prosečnom ocenom 9,33. Master rad pod nazivom "Spektroskopsko proučavanje profila linije argona Ar I 522,13 nm u tinjavom pražnjenju Grimovog tipa" urađen je pod mentorstvom docenta dr Nikole Šišovića i odbranjen septembra iste godine sa maksimalnom ocenom. Novembra 2015. godine upisala je doktorske studije na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, smer Fizika jonizovanog gasa i plazme.

Od 01.07.2016. godine Milica Vasiljević je zaposlena na Fizičkom fakultetu, Univerziteta u Beogradu, kao istraživač pripravnik na projektu *Spektroskopska dijagnostika niskotemperaturne plazme i gasnih pražnjenja: oblici spektralnih linija i inaterakcija sa površinama* (ev. br. 171014) koji finansira Ministarstvo za prosvetu, nauku i tehnološki razvoj Republike Srbije.

Nastavna aktivnost

Školske 2018/2019 godine Milica Vasiljević je učestvovala u izvodjenju nastave na predmetu Laboratorijske vežbe iz fizike (Travaux pratiques de physique (2ème année)) za studente druge godine na École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lozana, Švajcarska. Školske 2019/2020 godine Milica Vasiljević je učestvovala u izvodjenju nastave na predmetu Laboratorijske vežbe na predmetu Keramika, strukture i osobine (Travaux pratiques de Ceramics, structures and properties) za studente treće godine na École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lozana, Švajcarska.

Naučna aktivnost

Milica Vasiljević je do sada koautor tri rada objavljenih u vodećim međunarodnim časopisima ($IF > 1$), jednog rada objavljenog u vodećem časopisu od nacionalnog značaja, pet saopštenja u zbornicima međunarodnih naučnih skupova štampanih u celini i četiri saopštenja u zbornicima međunarodnih naučnih skupova štampanih u abstraktu. Cilj istraživanja kandidata je razvoj novih i unapređenje postojećih metoda za određivanje parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja u argonu i mešavinama argona sa vodonikom preko oblika spektralnih linija atoma i molekula.

Tokom 2017. godine kandidat je bio na razmeni u grupi PLASMANT, pod rukovodstvom Prof. dr Annemie Bogaerts, na Univerzitetu u Antverpenu, Belgija u okviru ERASMUS programa. Tokom 2018. godine boravila je u grupi za dinamiku interakcija gasa i površina (GGSD) pod rukovodstvom Prof. dr Rainer Beck-a i laboratoriji za kvantni magnetizam (LQM) pod rukovodstvom Prof. dr Henrik Ronnow-a, na École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lozana, Švajcarska. Od 15.10.2019. boravi u Grupi za feroelektrike i funkcionalne okside (FFO) pod rukovodstvom Prof. Dr Dragana Damjanovića gde je radila na projektu "Electrically and optically induced strain in single crystals of hybrid perovskites

(methylammonium lead halides)", takođe na École polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Lozana, Švajcarska.

Spisak publikacija kandidata

Radovi objavljeni u vrhunskim međunarodnim časopisima (M21)

- 1) M. M. Vasiljević, Đ. Spasojević, N. M. Šišović, N. Konjević (2017), EPL (Europhysics Letters) 119 (5), 55001.
- 2) M. M. Vasiljević, G. Lj. Majstorović, Đ. Spasojević, N. Konjević (2020), JQSRT (Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer) 254:107195
ISSN- 0022-4073; IF-3.047

Radovi objavljeni u međunarodnim časopisima (M23)

- 1) M. M. Vasiljević, G. Lj. Majstorović, Đ. Spasojević, N. Konjević, the European Physical Journal D (EPJD) 75, 2021.
- 2) M. M. Vasiljević*, Dj. Spasojević, and N. Konjević, AIP Advances 11 035137, 2021.

Radovi objavljeni u vodećim časopisima od nacionalnog značaja (M51)

- 1) Majstorovic G. Lj., Vasiljevic M.,
Rotational and Vibrational Temperature Distributions in Cathode Fall Region of Grimm Glow Discharge,
10th Jubilee International Conference of the Balkan Physical Union, AMER INST PHYSICS, vol. 2075.

Saopštenja sa međunarodnih skupova štampana u celini (M33)

- 1) M. M. Vasiljević, G. Lj. Majstorović and N. M. Šišović
Gas temperature measurements in hydrogen-argon mixture Grimm glow discharge
28th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Belgrade, Serbia, 2016.
- 2) Milica Vasiljević, Gordana Majstorović, Đorđe Spasojević, Nikola Šišović
Electric field and gas temperature distribution in cathode fall of hydrogen-argon mixture Grimm glow discharge
21st Symposium on Applications of Plasma Processes, Štrbské Pleso, Slovakia, 2017.
- 3) Gordana Majstorović, Milica Vasiljević and Nikola Šišović
Gas temperature distribution in cathode fall region of Grimm glow discharge
published in: Plasma Physics and Technology 5(3):128–130, 2018
Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, Czech Republic, 2018.
- 4) Milica Vasiljević, Gordana Majstorović, Đorđe Spasojević, Alekandra Jelić and Nikola Šišović
Electric field and rotational temperature distribution in the cathode fall region of hydrogen Grimm glow discharge

29th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Belgrade, Serbia, 2018.

- 5) M. M. Vasiljević, G. Lj. Majstorović and Đ. Spasojević
Determination of the temperature distribution in the cathode sheath region of hydrogen glow discharge using Q-branches of Fulcher- α band
30th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, Belgrade, Serbia, 2020.

Saopštenja sa međunarodnih skupova štampana u izvodu (M34)

- 1) Jovica Jovović, Stevan Stojadinović, Nenad Tadić, Rastko Vasilić, Milica Vasiljević and Nikola Šišović
Spectroscopic investigation of cathodic plasma electrolysis of refractory metals
5th International Conference on Electrochemical and Plasma Electrolytic Modification of Metal Surfaces, Kostroma, Russia, 2016.
- 2) Milica Vasiljević, Gordana Majstorović and Nikola Šišović
Gas temperature distribution in cathode fall region of hydrogen Grimm glow discharge
International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Lisbon, Portugal, 2017.
- 3) G Trenchev, M Vasiljevic, A. Nikiforov, St Kolev, P Awakowicz, N Bibinov and A Bogaerts
Model of an atmospheric pressure glow discharge
Summer school on vacuum, electron and ion technologies, Sozopol, Bulgaria, 2017.
- 4) Gordana Majstorović and Milica Vasiljević
Rotational and vibrational temperature distributions in cathode fall region of Grimm glow discharge
10th Jubilee International Conference of the Balkan Physical Union, Sofia, Bulgaria, 2018.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора _Милица Васиљевић_____

Број индекса __8007/2015_____

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Развој нових спектроскопских метода за одређивање параметара прикатодне области абнормалног тињавог пражњења у аргону и аргону са водоником

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

Потпис аутора

У Београду, _____

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Милица Васиљевић

Број индекса 8007/2015

Студијски програм Физика јонизованог гаса и плазме

Наслов рада Развој нових спектроскопских метода за одређивање параметара прикатодне области абнормалног тињавог пражења у аргону и аргону са водоником

Ментор проф. др Ђорђе Спасојевић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањивања у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис аутора

У Београду, _____

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Развој нових спектроскопских метода за одређивање параметара прикатодне области абнормалног тињавог пражњења у аргону и аргону са водоником

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.

Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, _____
