

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

Rezime

U okviru ove doktorske disertacije proučavani su oblici spektralnih linija atoma i molekula za razvijanje novih i unapređenje postojećih metoda za određivanja parametara prikatodne oblasti abnormalnog tinjavog pražnjenja (ATP) Grimm-ovog tipa u argonu i smešama argona i vodonika.

Prikatodna oblast je najznačajniji deo ATP gde se odvijaju procesi najznačajniji 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 negativnog svetljenja su najznačajniji za održavanje tinjavih pražnjenja. Glavna karakteristika prikatodne oblasti je raspodela jačine električnog polja i od nje zavise ubrzavanje naelektrisanih čestica, njihove putanje, kinetičke energije, kao i raspršivanje katodnog materijala. Ovi procesi su važni u različitim oblastima spektroskopske analize, za depoziciju tankih filmova, nagrizanje plazmom i dubinsku analizu 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 u slučaju spektralne linije Ar I 518,775 nm dolazi do pomeranja dok se kod spektralne linije Ar I 52,127 nm istovremeno javlja i pomeranje i cepanja, kao i postojanje proširenih linija jedanput jonizovanog atoma argona (Ar II 434,81 nm; 458,99 nm; 460,96 nm; 484,78 nm; i 487,98 nm) 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 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 Stark-ovi pomeraji, iako dosta mali, mogu biti određeni predloženim modelnim funkcijama i daju dobre rezultate. Takođe, određen je koeficijent c u kvadratičnoj korelaciji $\Delta\nu = cF^2$, kojoj podležu argonove linije u uslovima malih jačina električnog polja. Na ovaj način dobijena je 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. Eksperimentalna analiza pokazuje da oblici jonskih linija 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 matričnim gasom. 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.

Drugi važan parametar prikatodne oblasti predstavlja gasna temperatura. Granica prikatodne oblasti određena je korišćenjem poboljšane modelne funkcije za fitovanje H_{α} vodonikove linije za određivanje raspodele jačine električnog polja. Unapređene su metode za određivanje raspodele 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 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 svih 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 (GD) in argon and mixtures of argon and hydrogen gasses.

The cathode sheath (CS) region is the most important part of an abnormal glow discharge (GD) where various processes relevant for the operation and application of GD 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 CS and negative glow (NG) region are the most important discharge constituents for sustaining GD operation. The most important parameter of the CS 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 GD 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 GD 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 shift and split 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 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 hydrogen Balmer beta line. Measurements in low electric field strength range showed that the Stark shifts, although rather small, can be determined with a given numerical procedure. Consequently, the simple and inexpensive tool for determination of electric field strength distribution in the cathode sheath region of an argon glow discharge has been developed. During the spectroscopic observation of 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 optical emission spectroscopy (OES) 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 CS region, whereas the broadened wings of the Ar II lines provide an insight into line shape formation as a result of electric field strength distribution, which is essential for the discharge particles dynamics, and interaction with matrix gas and scattered 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 the second formula for correlation between Ar II line width and electric field strength.

Furthermore, the gas (translational) temperature T_g is of great importance 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 $d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+, v' \rightarrow v''$ ($v'=v''=0, 1, 2, 3$) 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	15
2.2.1 Dužina oblasti negativnog svetljenja l_g	16
2.2.2 Teorije oblasti negativnog svetljenja	16
3. TEORIJA STARK-OVOG ŠIRENJA I POMERANJA SPEKTRALNIH LINIJA I PREGLED REZULTATA OD ZNAČAJA	18
3.1 Stark-ov efekat makropolja.....	18
3.1.1 Stark-ova polarizaciona spektroskopija linija vodonika	19
3.1.2 Merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija atoma argona.....	25
3.2. Stark-ov efekat mikropolja	31
3.3. Prirodno širenje	32
3.4. Instrumentalno širenje.....	32
3.5. Doppler-ovo širenje	32
3.6. Širenje usled pritiska.....	33
4. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA	34
4.1 Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa.....	34
4.2 Izvor pražnjenja	36
4.3 Eksperimentalna postavka	38
4.4 Posmatranje profila spektralnih linija	39
5. ODREĐIVANJE JAČINE ELEKTRIČNOG POLJA KORIŠĆENJEM STARK-OVSKI POMERENIH LINIJA ARGONA Ar I	42
5.1. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 518,775 nm	44
5.2. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 522,127 nm	47
5.3. Rezime i zaključak.....	53

6. PROUČAVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA Ar II U PRIKATODNOJ OBLASTI GRIMM-OVOG PRAŽNJENJA	55
6.1. Posmatranje oblika spektralnih linija Ar II u prikatodnoj oblasti	56
6.2. Proces koji utiču na poreklo proširenih profila linija jedanput jonizovanog atoma argona u prikatodnoj oblasti	59
6.3. Numeričko modeliranje proširenih oblika jonskih linija Ar II u prikatodnoj oblasti ...	65
6.4. Uticaj katodnog materijala na oblik jedanput jonizovanih linija Ar II u prikatodnoj oblasti	66
6.5. Zavisnost oblika spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona od jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti	70
6.6. Rezime i zaključak	73
7. KORIŠĆENJE MOLEKULSKIH TRAKA VODONIKA ZA RAČUNANJE RASPODELE GASNE TEMPERATURE U PRIKATODNOJ OBLASTI ABNORMALNOG TINJAVOG PRAŽNJENJA	74
7.1. Određivanje jačine električnog polja	75
7.2. Određivanje raspodele temperature korišćenjem Fulcher- α sistema iz molekula vodonika	79
7.2.1. Određivanje raspodela rotacione i gasne temperatura	80
7.2.2. Određivanje raspodele vibracione temperature	85
7.3. Određivanje raspodele temperature korišćenjem $GK\ ^1\Sigma_g^+ \rightarrow B\ ^1\Sigma_u^+$ elektronskog prelaza molekula vodonika	88
7.4. Rezime i zaključak	92
ZAKLJUČAK	93
Literatura	96

UVOD

Sve šira primena kvantitativne i kvalitativne analize metalnih i nemetalnih uzoraka metodom optičke emisije spektroskopije usloвила je potrebu za katalogizacijom talasnih dužina spektara gasova i uzoraka koji se najčešće koriste u analitičke svrhe. Za karakterizaciju čvrstih uzoraka metodama optičke emisije 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 prave se po ugledu na originalni Grimm-ov dizajn [1]. Izvor pražnjenja korišćen u 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]. Prednost ovakve konstrukcije u odnosu na originalan dizajn Grimm-ov 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 najznačajniji deo ATP gde se odvijaju procesi koji su najznačajniji za rad tinjavih pražnjenja [3-5]. 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 najznačajniji za održavanje tinjavih pražnjenja. Raspodela jačine električnog polja je najznačajnija 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, nagrivanje plazmom i dubinsku analizu katodnog materijala [4,5]. Poznato je da se jaka električna polja formiraju u blizini katode, pa je i debljina prikatodne oblasti veoma važna pri opisivanju pražnjenja.

Jedna od prvih metoda za mapiranje električnog polja u prikatodnoj oblasti bilo je skretanje elektronskog snopa [6]. Rađena je i Stark-ova spektroskopija Rydberg-ovih stanja nevodoničnih atoma korišćenjem laserske spektroskopije [7-10]. Ova osetljiva tehnika, koristi 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 je ova tehnika dosta pouzdana, zbog svoje kompleksnosti nije dostupna u svakoj laboratoriji i javlja se potreba za razvojem novih metoda za određivanje raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti.

U skorije vreme razvijene su jednostavne tehnike zasnovane na optičkoj emisionalnoj spektroskopiji. Najpoznatija je Lo Surdo tehnika korišćena za proučavanje Stark-ovog efekta [11]. Ova tehnika je prvi put primenjena za merenje jačine električnog polja u vodoniku i

smešama inertnih gasova sa vodonikom [12-17]. Navedena istraživanja zasnovana su na proučavanju Stark-ovog efekta kod linija Balmerove serije vodonika. Takođe, korišćene su i linije helijuma He I 447,1 nm i 492 nm, raspodela jačine električnog polja merena je tehnikom separacije maksimalnih intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente [18,19]. Posle toga počelo je korišćenje linija neutralnog atoma neona i argona [17,20,21].

Eksperimenti urađeni u Laboratoriji za spektroskopiju gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta u Beogradu pod rukovodstvom profesora Nikole Konjevića, a kasnije docenta Nikole Šišovića dali 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 [22-24], takođe primenom tehnike optičke emisije spektroskopije.

U okviru 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 Fulcher- α sistem i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ elektronski prelaz 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 sa ciljem da se razviju nove i unaprede 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 podeljena je 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 abnormalno tinjavog pražnjenja, zajedno sa pregledom metoda i rezultatima ranijih istraživanja ovih oblasti. U trećem poglavlju dat je prikaz teorije Stark-ovog širenja i pomeranja spektralnih linija i pregled dosadašnjih radova od značaja za istraživanja rađena u okviru disertacije. Prikazani su rezultati merenja raspodele električnog polja u prikatodnoj oblasti tinjavih pražnjenja spektroskopskim posmatranjem profila spektralnih linija vodonika i inertnih gasova. Proučavani su mehanizmi koji dovode do širenja i pomeranja spektralnih linija atoma vodonika, argona i neona. 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 ovog eksperimenta 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

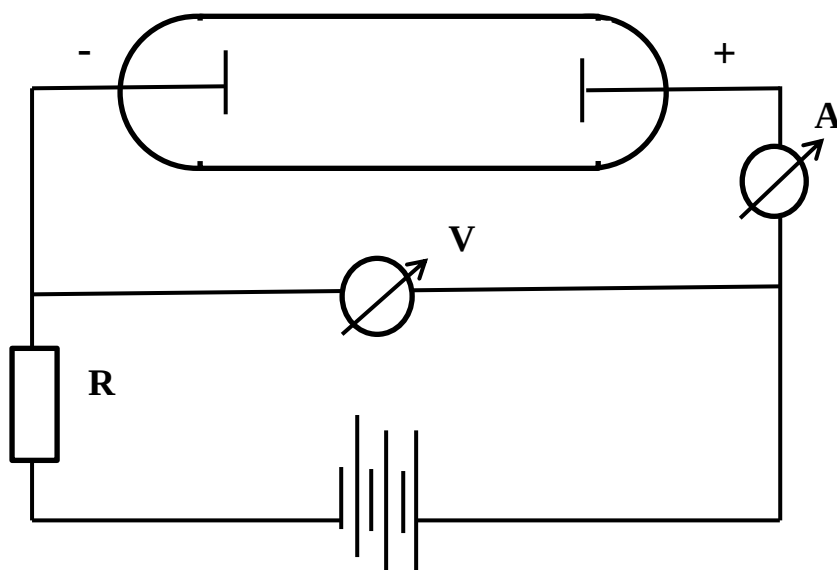
materijalom i matričnim gasom. Predložena je modelna funkcija za fitovanje profila koja omogućava određivanje poluširine uskog centralnog dela i proširenih krila. Poznavanje ovih poluširina dalje pomaže u razvoju jednostavne metode za određivanje jačine električnog polja i debljine prikatodne oblasti u čistom argonu. U sedmom poglavlju prikazani su eksperimentalni rezultati raspodele rotacione i gasne temperature kroz prikatodnu oblast Grimm-ovog pražnjenja 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 doktorskog 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 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 stižu 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.

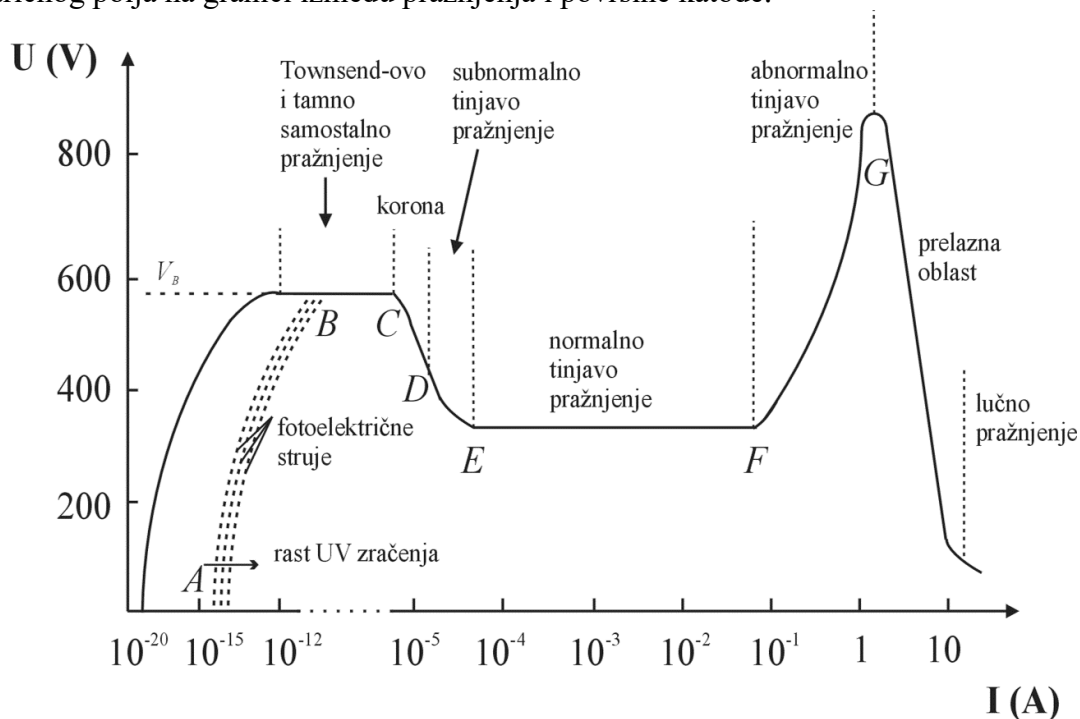
U istraživanjima procesa u jonizovanom gasu uglavnom su značajna samostalna pražnjenja, pa kad se govori o gasnim pražnjenjima u užem smislu podrazumeva se da su to samostalna gasna pražnjenja.

1.2. Pojam samostalnog gasnog pražnjenja

Razmatramo slučaj cilindrične staklene cevi u kojoj se nalaze dve planparalelne elektrode priključene na izvor jednosmernog napona, a koja je ispunjena gasom na sniženom pritisku. Vrednost napona između elektroda jednaka nuli je 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 [25]. 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 aktivna površina je proporcionalna jačini struje. Sa porastom jačine struje, pražnjenje obuhvaća oblast cele katode, a napon na pražnjenju značajno se 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 [25].

1.3. Tinjavo pražnjenje

U opštem slučaju, kod tinjavog pražnjenja postoji karakteristična raspodela svetlih i tamnih zona u oblasti između katode i anode, koja je prikazana na slici 1.3.1 [25]. 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 (katodni tamni prostor) 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 poglavlju dva.

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, i nastaje kao posledica nečistoća koje se u pražnjenju nalaze u tragovima.

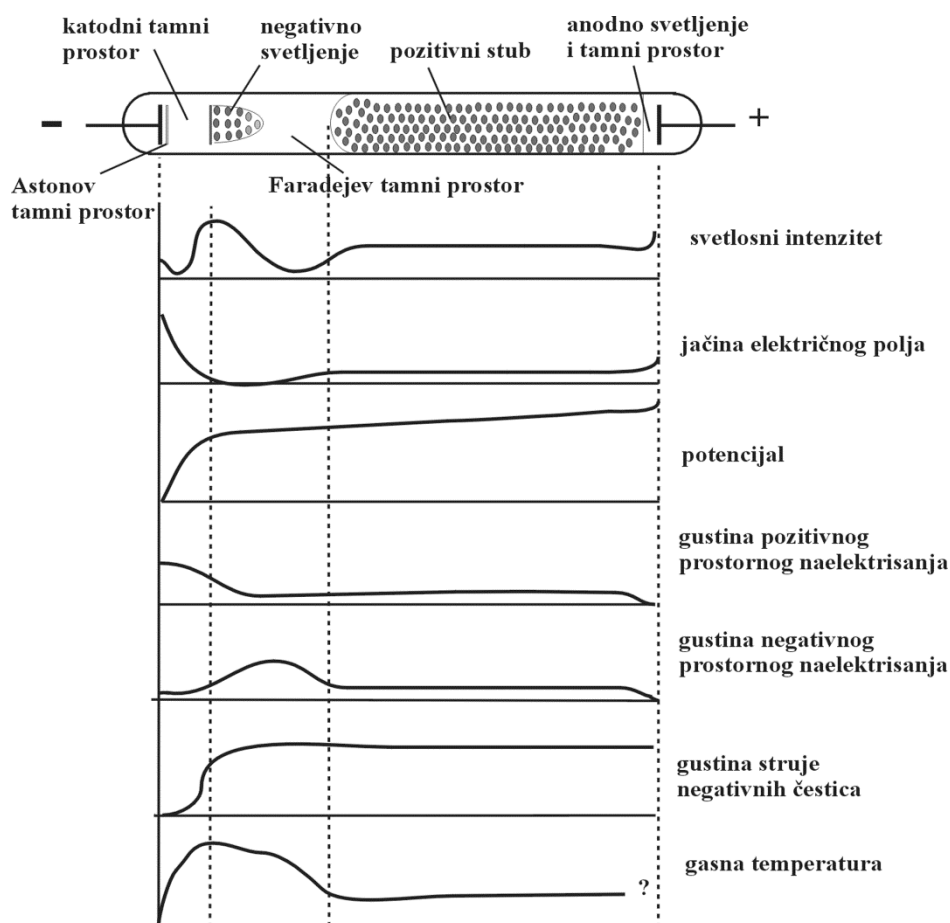
Pozitivan stub predstavlja dugačak svetao stub uniformne plazme i prostire se između Faraday-evog i anodnog tamnog prostora. Boja mu zavisi od radnog gasa, ali je različita od boje negativnog svetljenja, a i slabijeg je intenziteta. Kod molekulskih gasova javljaju se svetle i tamne zone (strijacije) raspoređene duž stuba i 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 i 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 sloj. Elektroni izgube veći deo energije u ekscitacionim sudarima, pa se ponovo ubrzaju i formira se 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 [25].

U oblast negativnog svetljenja ulaze dve grupe elektrona. U većini su spori elektroni koji nastaju u procesu jonizacije u prikatodnoj oblasti, i manji broj su brzi elektroni koji dolaze sa katode. Energija brzih elektrona ojednaka 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 gube se u oblasti negativnog svetljenja, elektroni se 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. Faradey-ev tamni prostor predstavlja modifikovanu verziju prikatodne oblasti. Elektroni iz oblasti negativnog svetljenja bivaju ubrzani i postižu dovoljne energije za procese ekscitacije i jonizacije, jer je električnog polja 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 u Faraday-evom tamnom prostoru njihovo kretanje je 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 Faradey-evog tamnog prostora. Ti elektroni imaju malu brzinu drifta i završavaju na anodi.

Usled kretanja elektrona ka anodi i odbijanja pozitivnih jona od anode uzrokuje se formiranje negativnog prostornog naelektrisanja i nastanak 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 Faradey-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. Korišćeno pažnjenje, 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 Faradey-evog tamnog prostora, ali uvek ima prikatodnu oblast (katodni tamni prostor). 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 pomera se zajedno s njom. Ovo je jedan od pokazatelja da se u ovoj oblasti dešavaju najvažniji procesi za održavanje pražnjenja.

Prikatodna oblast je oblast u kojoj postoji jako električno polje koje ubrzava naelektrisane čestice. U njoj se elektroni nastali sekundarnom emisijom sa katode ubrzavaju ka anodi i na tom putu oni 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 jonima, a u manjoj meri i brzim neutralima. Joni se unutar katode 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 [4,5].

Raspodela jačine električnog polja je najvažnija karakteristika prikatodne oblasti, od nje zavisi ubrzavanje naelektrisanih čestica, 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 jačina električnog polja u prikatodnoj oblasti električnih gasnih pražnjenja i one se mogu podeliti u nekoliko grupa:

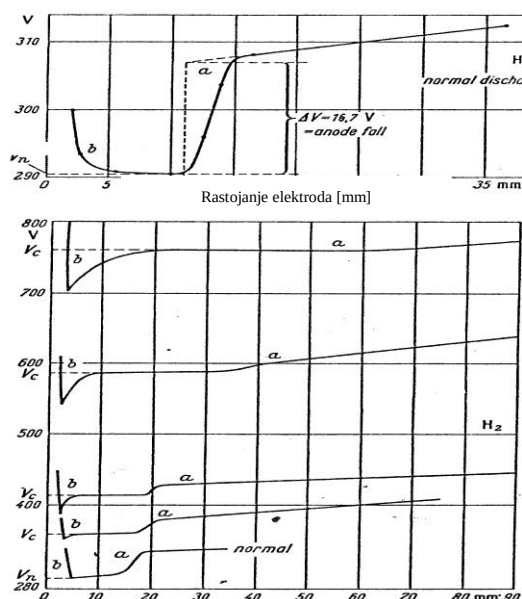
Sondna merenja– Langmuir-ovim sondama meri se minimum prostornog potencijala u pražnjenju. Katodni pad potencijala ΔV_s definisan je kao razlika potencijala sonde i katode. Jačina električnog polja računa se prema formuli:

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

Ova metoda je najbolja u oblasti slabih električnih polja. Nedostaci ove metode 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 [26], a prvi je upotrebio Aston [27]. Skretanje snopa proporcionalno je polju, ali za izvođenje numeričkih relacija se bolje je kalibrisati skretanje snopa u poznatom uniformnom polju. Ovaj 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 saglasni su sa rezultatima dobijenim korišćenjem drugih metoda. Ova metoda upotrebljiva se za polja veća od 30 kV/cm i može biti korišćena u prikatodnoj oblasti, pozitivnom stubu i anodnoj oblasti.

Potencijal elektroda–Razlika potencijala između elektrode meri se pomeranjem anode ka katodi, a struja pražnjenja održava se konstantnom, što je prikazano na slici 2.1.1. Prvo se vidi blagi linearno opadanje pri kretanju anode kroz pozitivan stub. Javlja se iznenadni pad potencijala u Faraday-evom tamnom prostoru, što dovodi do nestanak anodnog pada, a dolazi i do vizuelnog iščezavanja anodnog svetljenja. Dalje su promene jedva primetne sve dok ivice prikatodne oblasti, gde potencijal kreće naglo da raste. Katodni pad potencijala V_c definisan je kao razlika potencijala između elektroda, u slučaju potpunog nestanka anodnog pada. Opisan metod može se 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 [25].

Definicija potencijala V_c zavisna je od metode merenja koja se koristi. Svaka metoda karakteriše se određenaom mernom nesigurnošću, koja nije veća od nekoliko procenata. Te se smatra da su rezultati dobijeni različitim metodama međusobno saglasni. Moguće je da dođe do većih odstupanja usled prisustva nečistoća u gasu i na površini katode.

Delovanje mehaničke sile na elektrode, obično katodu. Ova metoda 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 [28].

Spektroskopske metode merenja- Merenje distribucije električnog polja korišćenjem tehnike optičke emisije spektroskopije (OES) zasnovan je na posmatranju promene oblika spektralnih linija, do koje dolazi usled Stark-ovog efekta, a izazvan je električnim poljem. Stark-ov efekat dovodi do cepanja i pomeranja atomskih energetske nivoa i spektralnih linija u električnom polju. To ga čini pogodnim za merenje u određenim gasovima (H, He, Ar, Ne) i pri jakim električnim poljima, kao što je slučaj u prikatodnoj oblasti [29]. Metoda korišćena u navedenim uslovima 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 [8,30] i laserska spektroskopija visoke spektralne rezolucije [9,31-33]. Ova

osetljiva tehnika, koristi 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 je ova tehnika dosta pouzdana, zbog svoje kompleksnosti nije dostupna u svakoj laboratoriji i javlja se potreba za razvojem novih metoda za određivanje distribucije električnog polja u prikatodnoj oblasti.

U skorije vreme razvijene su jednostavne tehnike zasnovane na optičkoj emisioj spektroskopiji. Najpoznatija je Lo Surdo tehnika korišćena za proučavanje Stark-ovog efekta [11]. Ova tehnika je prvi put primenjena za merenje jačine električnog polja u vodoniku i smešama inertnih gasova sa vodonikom [12-17]. Navedena istraživanja zasnovana su na proučavanju Stark-ovog efekta kod linija Balmerove serije vodonika. Takođe, korišćene su i linije He I 447,1 nm i 492 nm pri čemu je raspodela jačine električnog polja merena tehnikom separacije maksimalnih intenziteta dozvoljene i zabranjene komponente [18,19]. Posle toga počelo je korišćenje linija neutralnog atoma neona i argona [17,20,21].

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 gde je ekstrapolirana vrednost električnog polja jednaka nuli smatra se granicom prikatodne oblasti. Rezultati ova tri tipa merenja pokazuju zadovoljavajuću saglasnost [34,35].

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. U pomenutim radovima [34,35] eksperimentalno je dobijeno da to nije potpuno tačno. Kada se pritisak promeni za faktor 100, proizvod $p \cdot d$ promeni se dva puta. Ovo neslaganje javlja se najverovatnije zbog zagrevanja gasa.

Postoji nekoliko empirijski relacija između dužine prikatodne oblasti d i ostalih parametara pražnjenja, koje je dao Aston [36,37]:

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

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

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

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

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 polja 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

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:

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

Jednačina za elektrone glasi:

$$z = f(F) = \frac{d}{dx} \left\{ N^- v^- + D \frac{dN^-}{dx} \right\} \quad (2.1.3.4)$$

3. Jednačina pokretljivosti:

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

Za elektrone: $v^- = b^- F$ ili $\propto \sqrt{F}$ (2.1.3.5)

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,

$$V_c = \int_0^d F dx \quad (2.1.3.6)$$

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 $\gamma(M-1)=1$, koja ne bi trebala da se koristi posebno.

Osnovi moderne teorije prikatodne oblasti predstavljene su u radu Little i von Angel [6]. 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:

$$F(x) = F_0 \left(1 - \frac{x}{d} \right) \quad , \quad (2.1.3.7)$$

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 [6] 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 stiču usmerene energije (brzine), 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, kreće da se ubrzava 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.

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 Faraday-evom 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 [14] 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, a to je kasnije pripisano greškom merenja. U pražnjenju se primećuju tri grupe elektrona: primarni, sekundarni i „ultimativni“ [38], a njihovo postojanje i osobine potvrdila su kasnija merenja u helijumu [39]. Primarni elektroni su naziv za brze elektrone koji u oblast negativnog svetljenja ulaze prolaskom 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.

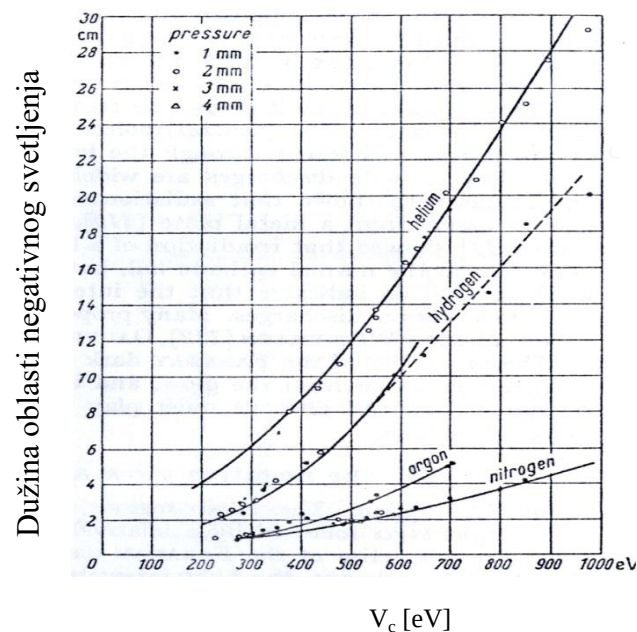
Za proučavanje oblasti negativnog svetljenja osim primene metoda Langmuir-ovih sondi korišćene su i spektroskopske metode. U najsvetlijem delu oblasti negativnog svetljenja, koji je najbliže katodi, spektar se sastoji od linija ekscitovanih atoma i jona. Ti atomi i joni nastaju simultanom jonizacijom i ekscitacijom brzim elektronima, koji dolaze iz prikatodne oblasti. U radu Druyvesteyn [40] 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 He_2 u spektru helijuma. Što je posledica sudara 2 normalna i jednog metastabilnog atoma, usled čega se nastae metastabilan molekul pobuđen sporim elektronom. Ako se doda azot, metastabilan atom biva uništava se prilikom sudara sa N_2 , koji se disosuje i tada trake He_2 bivaju zamenjene linijama azota u spektru [41].

U oblast negativnog svetljenja vlada makroskopska elektroneutralnost ($n_e \approx n_i$), raspodela energije je dobro definisana i približna je Maksvelovoj raspodeli, a karakterise ga odsustvo makroskopskog električnog polja. U ovoj oblasti na svaki pojedinačan atom može da deluje mikropolje koje potiče od okolnih naelektrisanih čestica. Usled čega dolazi do širenja i pomeranja spektralnih linija. Prema Stark-ovoj teoriji širenja linija [42], 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 od interesa. Stark-ovi pomeraji u plazmi, osim za testiranje teorije od značaja su 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 [43] 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 oblast negativnog svetljenja za različite vrednosti početne energije elektrona [25].

2.2.2 Teorije oblasti negativnog svetljenja

Brzi elektroni, čija energija raste duž prikatodne oblasti, u oblast negativnog svetljenja ulaze 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-evog tamni prostor imaju energije manje od 1 eV i tada pobuđuju samo metastabilne atome. Ovu teoriju je dao Rogowski [44], a prihvatili su je Weizel, Rompe i Schön [45]. 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. U jednačinama figuriraju članovi za jonizaciju brzim i sporim elektronima, rekombinaciju (ϱ) i rekombinaciju sudarom tri čestice; i struju j_e koja potiče od elektronskog snopa, koji dolazi u oblast negativnog svetljenja. 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 [46], i 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 [47] su vršena radi provere ranije izračunatih energija elektrona koji dolaze u oblast negativnog svetljenja [48]. Proračuni su bazirani na raspodeli polja u prikatodnoj oblasti, a izveli su ih Compton i Morse i dobili 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 širenja i pomeranja spektralnih linija, kao i pregled dosadašnjih rezultata od značaja za istraživanja prikazana u okviru ove disertacije.

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

U ovom poglavlju dat je prikaz teorije Stark-ovog širenja 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.

Eksperimenti urađeni u Laboratoriji za spektroskopiju gasnih pražnjenja Fizičkog fakulteta u Beogradu pod rukovodstvom profesora Nikole Konjevića, a kasnije docenta Nikole Šišovića 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 [18,19,49-51]; b) metodu za merenje distribucije električnog polja pomoću vodonikovih linija iz Balmerove serije H_β i H_γ [14]; c) eksperimentalno proučavanje distribucije električnog polja; d) poboljšanje metode Stark-ove polarizacije spektroskopije za merenje cepanja i pomeranja vodonikove H_β linije [15], i e) korišćenje izabranih neutralnih i jedanput jonizovanih spektralnih linija inertnih gasova (argon i neon) za određivanje raspodele jačine električnog polja duž prikatodne oblasti [17,20,21,52-54]. U okviru istraživanja razvijen je jednostavan iterativni kinetički model (IKM) koji se koristi za spektroskopsku primenu objavljenu u radu Spasojevića i saradnika [15,16,55-58]. Model je uspešno primenjen za procenu parametara prikatodne oblasti abnormalnog Grimm-ovog tinjavog pražnjenja [15,16], 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 [15,16], omogućila su razvoj metode za precizno merenje raspodele električnog polja poboljšanom metodom Stark-ove polarizacije 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. Njegove osobine, prostorna i vremenske raspodela električnog polja određuju energiju i protok naelektrisanih čestica, a samim tim i gasno pražnjenje. 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 [14,15,59,60], ili spektralnih linija atoma inertnih gasova u prikatodnoj oblasti gasnog pražnjenja [11, 61-63]. Najjednostavniji slučaj 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, koji se pojavljuje kod vodoničnih linija i jona sličnih vodoniku, gde $\Delta\lambda$ predstavlja pomeraj spektralne linije sa talasnom dužinom λ i proporcionalan je jačini električnog polja F . Za merenje jačine električnog polja koristi se Stark-ova polarizaciona spektroskopija, koja je zasnovana na linearnom Stark-ovom efektu atoma vodonika. Metoda je zasnovana na određivanju rastojanja talasnih dužina maksimuma komponenti spektralne linije vodonika koja se cepa pod uticajem električnog polja, pa se jačina polja računa preko konstante proporcionalnosti vrednosti jačine polja i rastojanja maksimuma izabrane spektralne linije vodonika.

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 sa kvadratom jačine električnog polja 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 širenju i pomeranju spektralnih linija uz prisustvo jakog električnog polja. Za ovu metodu potrebna je jednostavna aparatura i jednostavna je za upotrebu, pogotovo gde postoje linije 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.

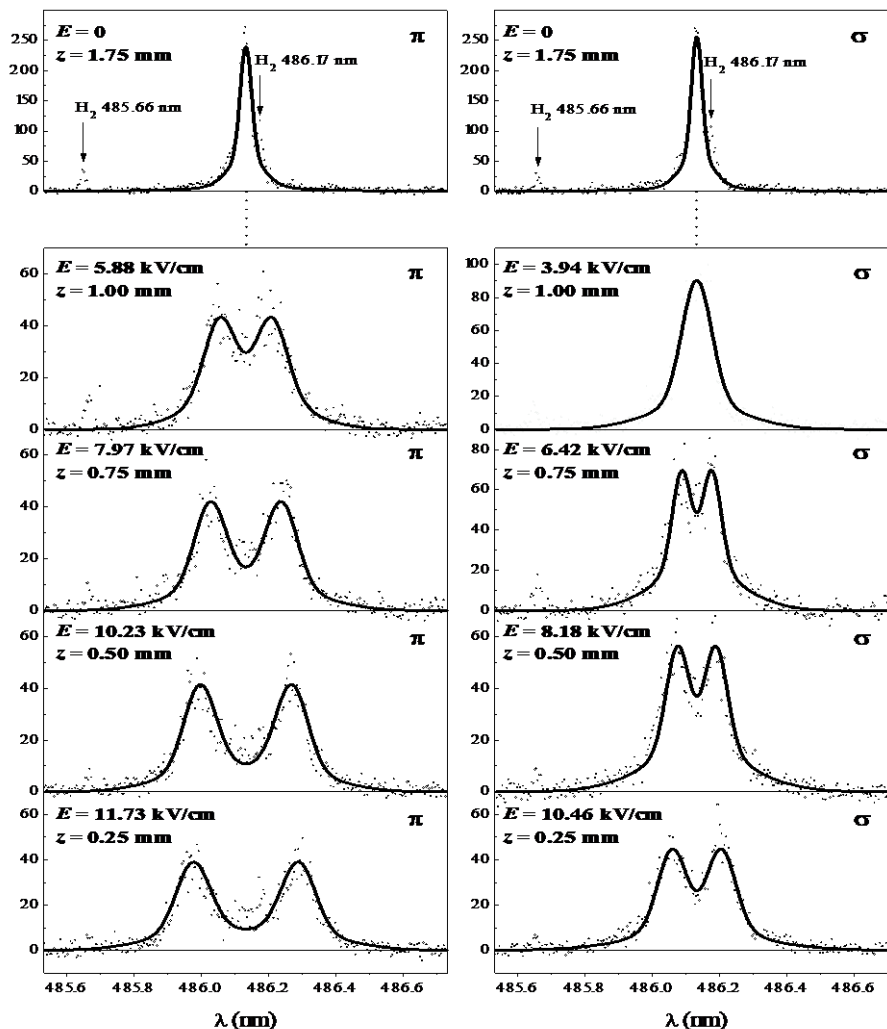
Za doktorsku disertaciju posebno je značajno ponašanje spektralnih linija atoma argona Ar I, i vodonikovih linija H_α i H_β , koje pripadaju Balmerove seriji. U nastavku će biti prikazani radovi od posebnog značaja, koji predstavljaju polaznu osnovu za merenje Stark-ovih pomeraja spektralnih linija u 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 [14] razvili algoritam i program za fitovanje eksperimentalno snimljenih profila spektralnih linija vodonika. Numerička procedura koju je razvio korišćena je 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:

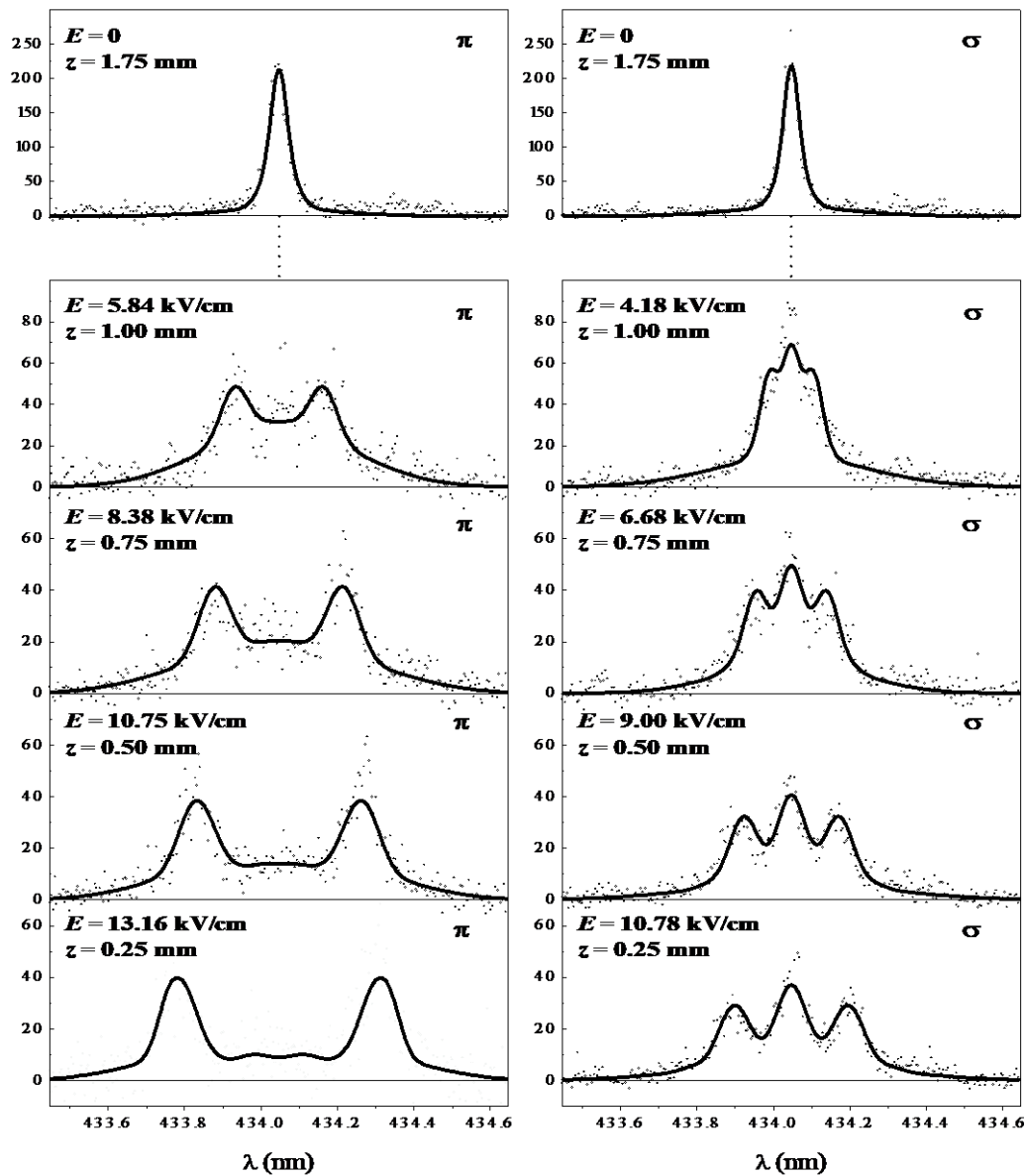
E[kV/cm]=37,8· $\Delta\lambda_{pp}$ [nm]	za H_β (π) profile	
E[kV/cm]=74,6· $\Delta\lambda_{pp}$ [nm]	za H_β (σ) profile	
E[kV/cm]=25,1· $\Delta\lambda_{pp}$ [nm]	za H_γ (π) profile	(3.1.1.1)
E[kV/cm]=36,4· $\Delta\lambda_{pp}$ [nm]	za H_γ (σ) profile	

Poređenjem ovako dobijenih rezultata sa podacima iz najboljih fitova 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 (4).



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 vršeno na Fe katodi. Radni uslovi: $p=228$ Pa, $I=30$ mA, $U=920$ V [14].

Isti algoritam za fitovanje Videnović i saradnici [14] su primenili u mešavini 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 radijalni 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.



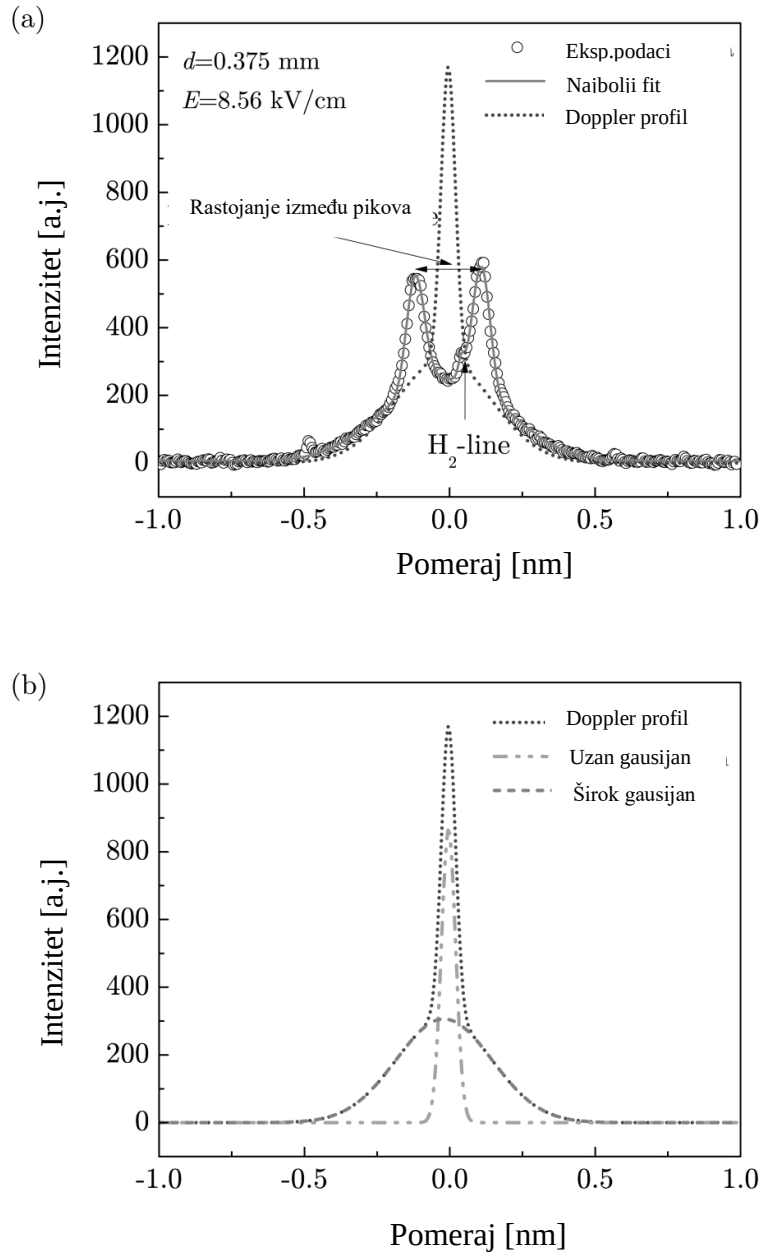
Slika 3.1.1.2. – Eksperimentalni profili i najbolji fitovi Balmerove linije H_{β} u mešavini argona i vodonika. Uslovi su isti kao za prethodnu sliku [14].

Spasojević i saradnici su u radu [15] 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 polarizacije 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 [14]. 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 [14], a onda tehnika za fitovanje profila prema datoj model funkciji:

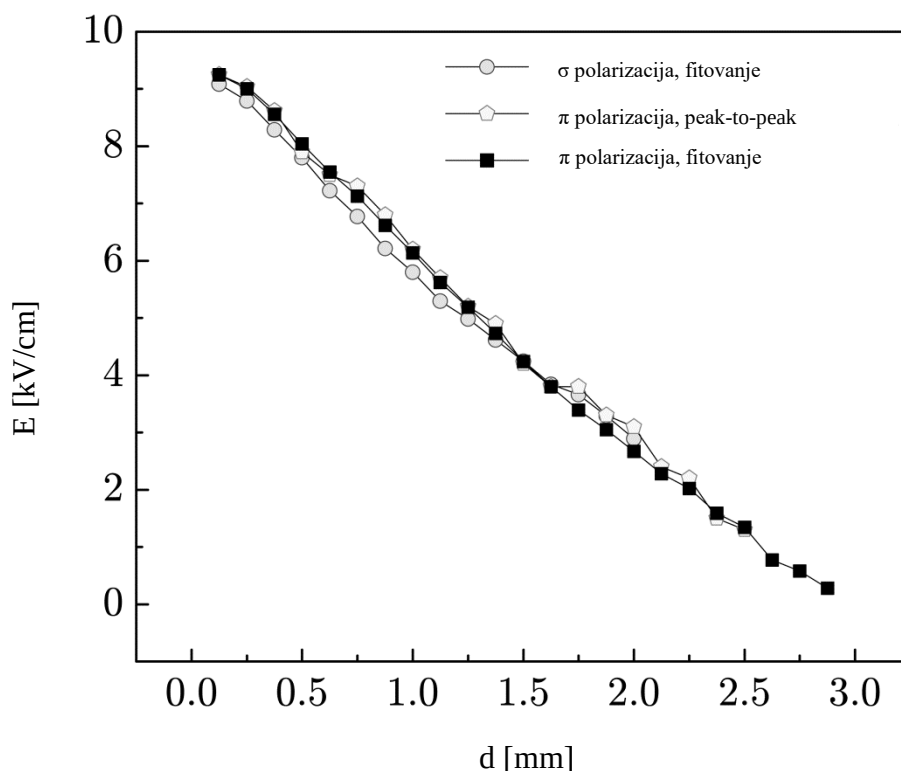
$$y(\lambda) = \mathfrak{I} * [S_E(d) * D_d(\lambda) + G_{H_2}](\lambda) + b \quad (3.1.1.2)$$

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.



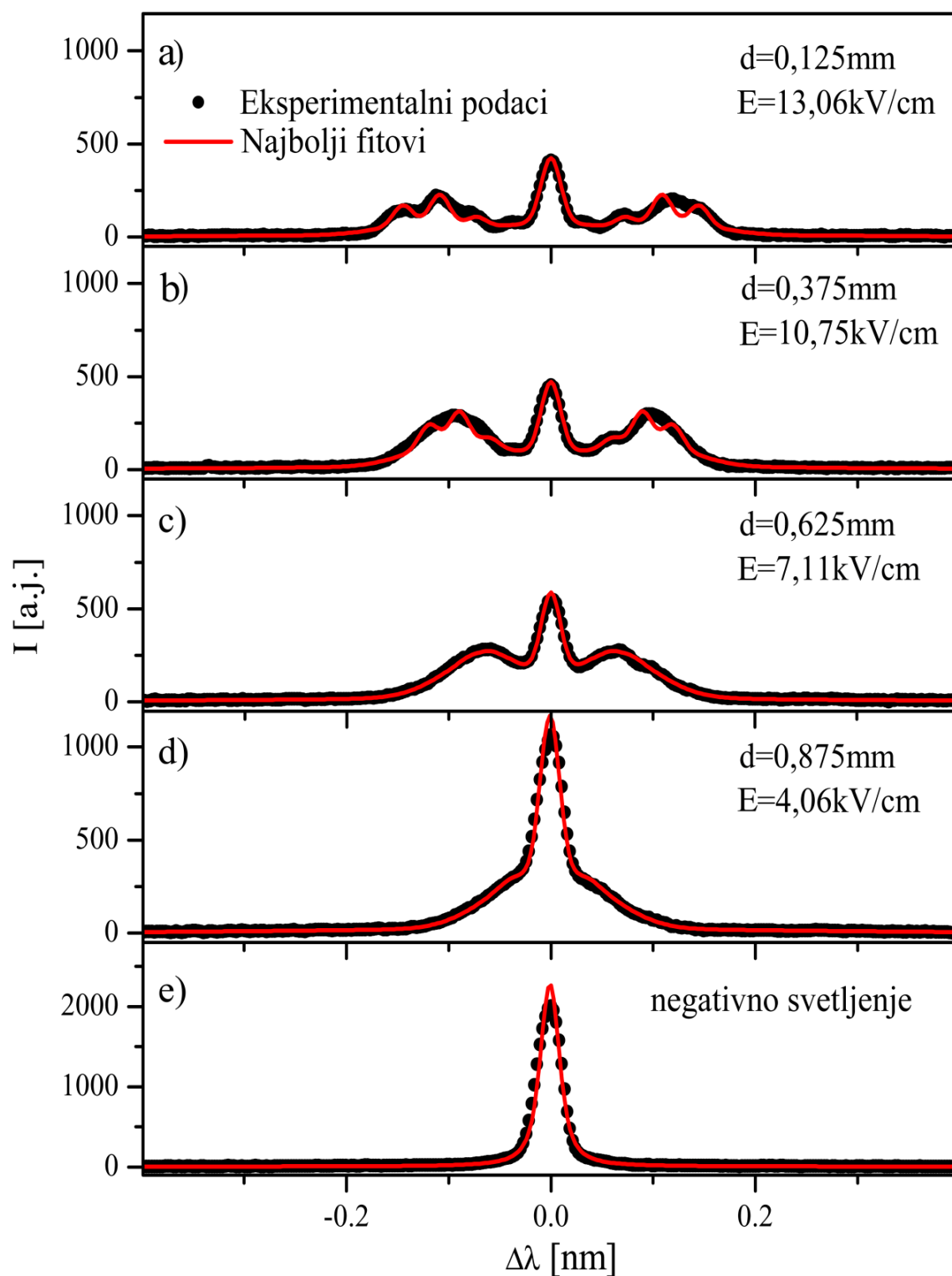
Slika 3.1.1.3. – a) Profil π -polarizovane H_β linije, najbolji fit predstavljen je punom linijom ;
b) najbolji fit sastoji se od Doppler-ovog profila i 2 Gaussian-a [15].

Prednost ove procedure je što pokazuje slaganje sa metodom separacije maksimuma [14] u oblasti jakih polja, ali sa boljom rezolucijom i većom preciznošću. I najvažnije opseg merenja pomeren je ka nižim vrednostima električnih polja, koja se javljaju blizu granice prikatodne oblasti i oblasti negativnog svetljenja (slika 3.1.1.4).



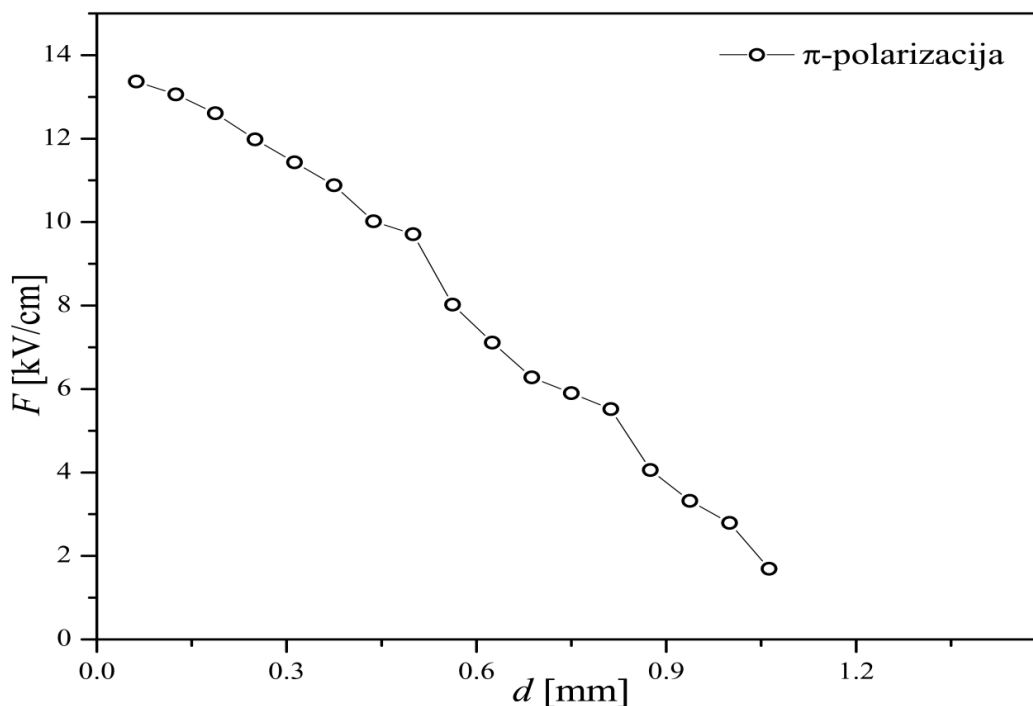
Slika 3.1.1.4. – Eksperimentalna raspodela električnog polja za vodonik [15].

Raspodela jačine električnog polja merena je tehnikom Stark-ove polarizacione spektroskopije i na Balmerovoj liniji H_{α} . Ivanović i saradnici su u radu [17] 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 Gaussian-a. Svaki Gaussian 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, a nastaju ekscitacijom H_2 molekula od strane elektrona, dok treći Gaussian 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 [17].

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

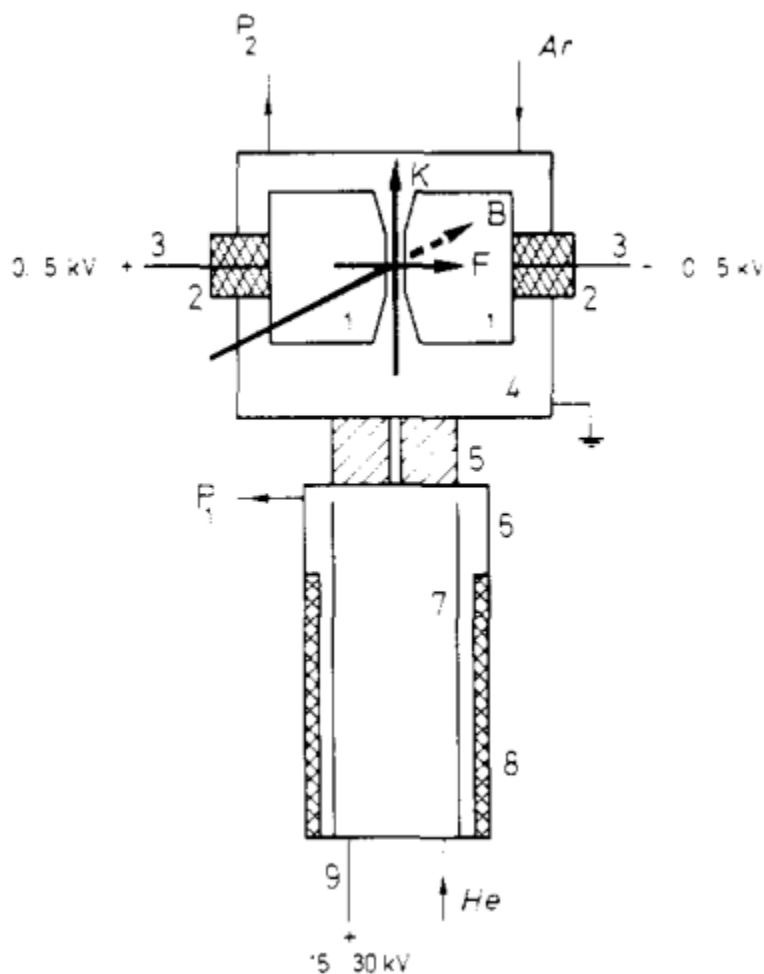


Slika 3.1.1.6. - Raspodela električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimovog pražnjenja pri eksperimentalnim uslovima: katoda od volframa, $p = 6$ mbar, $I = 12,11$ mA i $U = 914$ V. Vrednosti jačine električnog polja određene su iz π – polarizovanog profila H_{α} linije snimljene sa strane [17].

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 [11] navedene su sve važne publikacije u kojima je proučavan Stark-ov efekat atoma argona. Od rezultata koji nisu prikazani u [11] treba istaći istraživanja Windholz-a [61] 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-ov efekta. Korišćena je eksperimentalna postavka slična kao u radu Gebauer-a [64]. Razlika u odnosu na postavku u [64] je modifikacija kanalske cevi i opreme za dovod argona u oblasti gde deluje električno polje između elektroda izrađenih od metala. Eksperimentalna postavka korišćena u [61], 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 [61].

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 [65]. 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 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. Pa 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 nivo d dobijene su tri komponente ($l=2$, $m_l=0, \pm 1, \pm 2$), za nivo p dve ($l=1$, $m_l=0, \pm 1$), a za nivo s jedna komponenta ($l=0$, $m_l=0$). Ipak maksimalno očekivan teorijski broj komponenti, ne može biti uočen kod svih proučavanih spektralnih linija, pa se umesto jedne komponente koja se očekuje za s-nivo nekada jave 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, a E_{ik} razlika energije nivoa i i nivoa k , ΔE_i promena energije nivoa i zbog polja.

Sa pretpostavkom da nivoi iste energijske razlike E_{ki} doprinose sumi, prema jednačini:

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

se korišćenjem aproksimacija:

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

i:

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

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 je jačina polja u $[\text{kVcm}^{-1}]$, a_1 i a_2 prikazuju algebarske koeficijente.

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

Imenilac raste sa porastom jačine polja. Apsolutna vrednost pomeraja se smanjuje. Zavisnost jačine polja od pomeraja postaje manja od kvadratne vrednosti.

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

Apsolutna vrednost imenioca biće smanjena sa porastom jačine polja. Zavisnost polja od pomeraja veća je od kvadratne vrednosti.

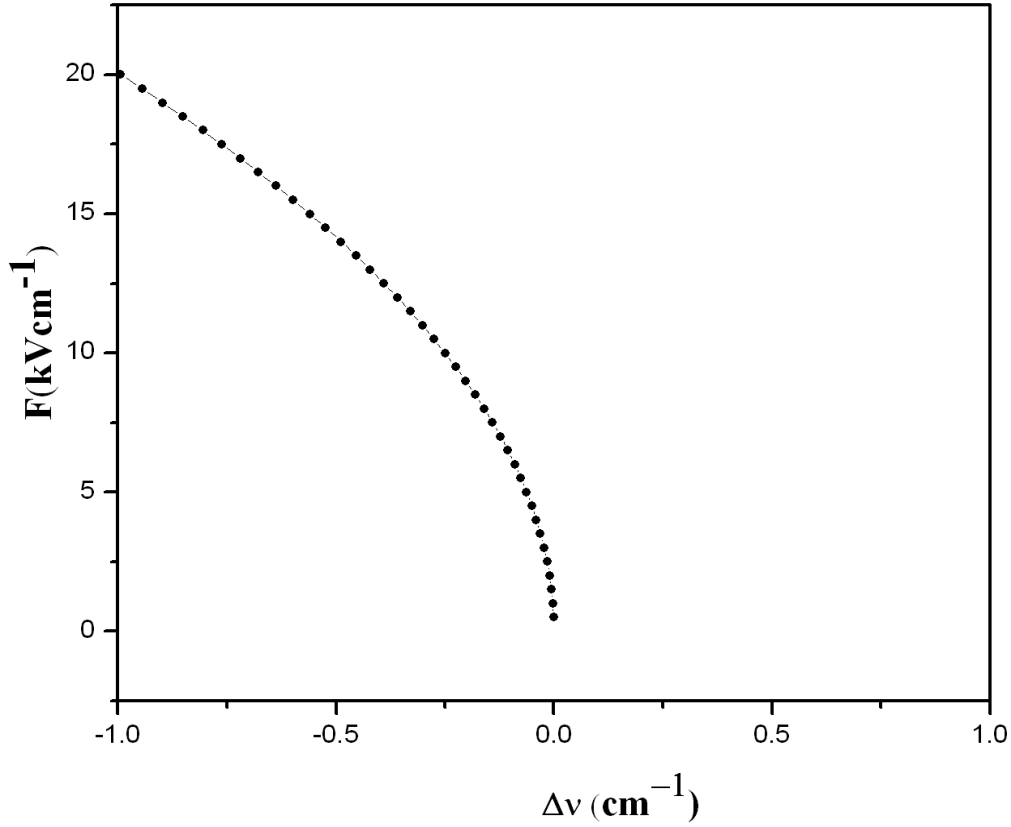
- $|a_1| \gg |\Delta \bar{\nu}_i|$

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 tada se 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 [61]. Zavisnost Stark-ovog pomeraja od jačine električnog polja grafički je predstavljen 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 [61].

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:

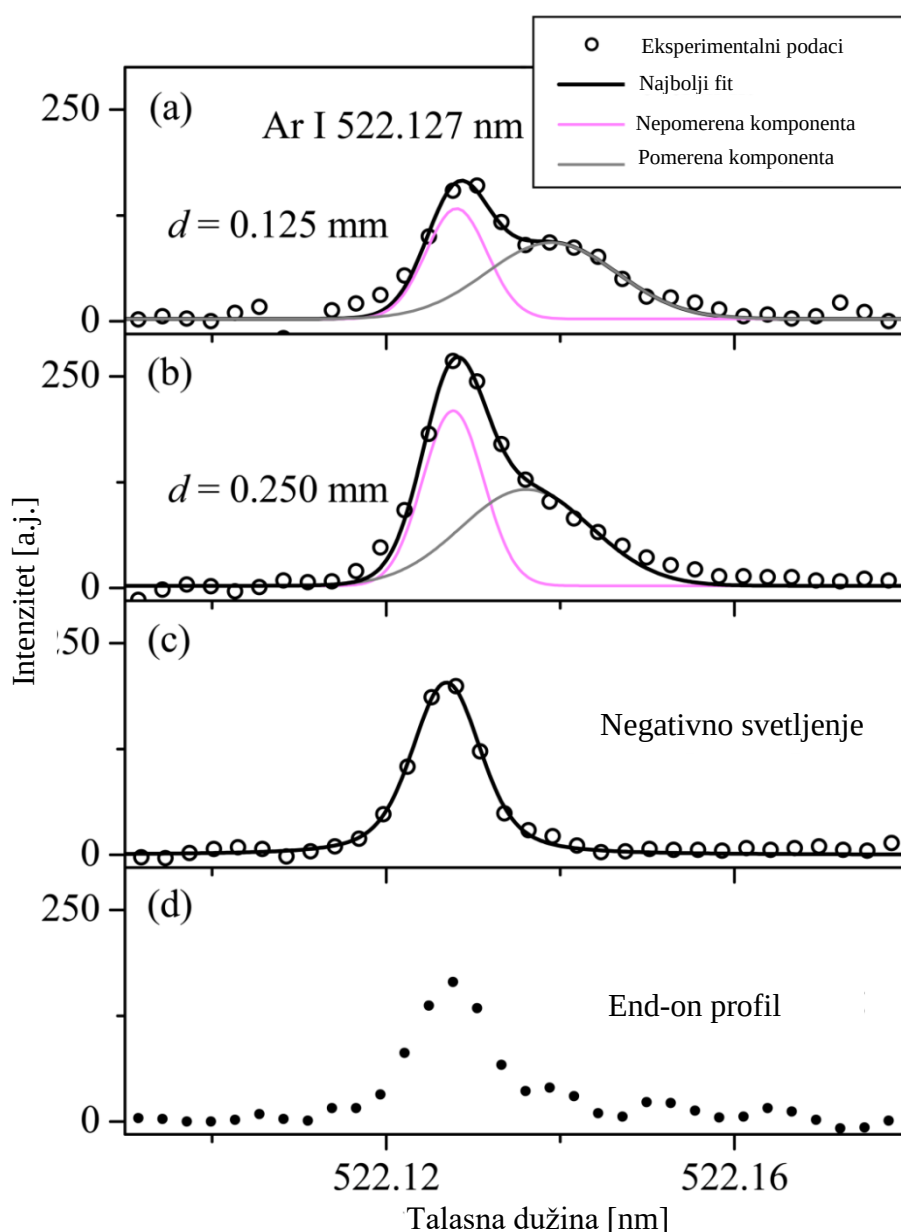
$$\Delta\bar{\nu}_i = A_1F + A_2F^2 + A_3F^3 + \dots, \quad (3.1.2.8)$$

$\Delta\bar{\nu}_i$ označava promenu talasnog broja nivoa i u [cm⁻¹], F je jačina električnog polja u [kVcm⁻¹] i A_k koeficijenti. Koeficijenti za ove nivoe nalaze se u Tabeli IV u [61].

Majstorović i saradnici [20] istraživali su 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

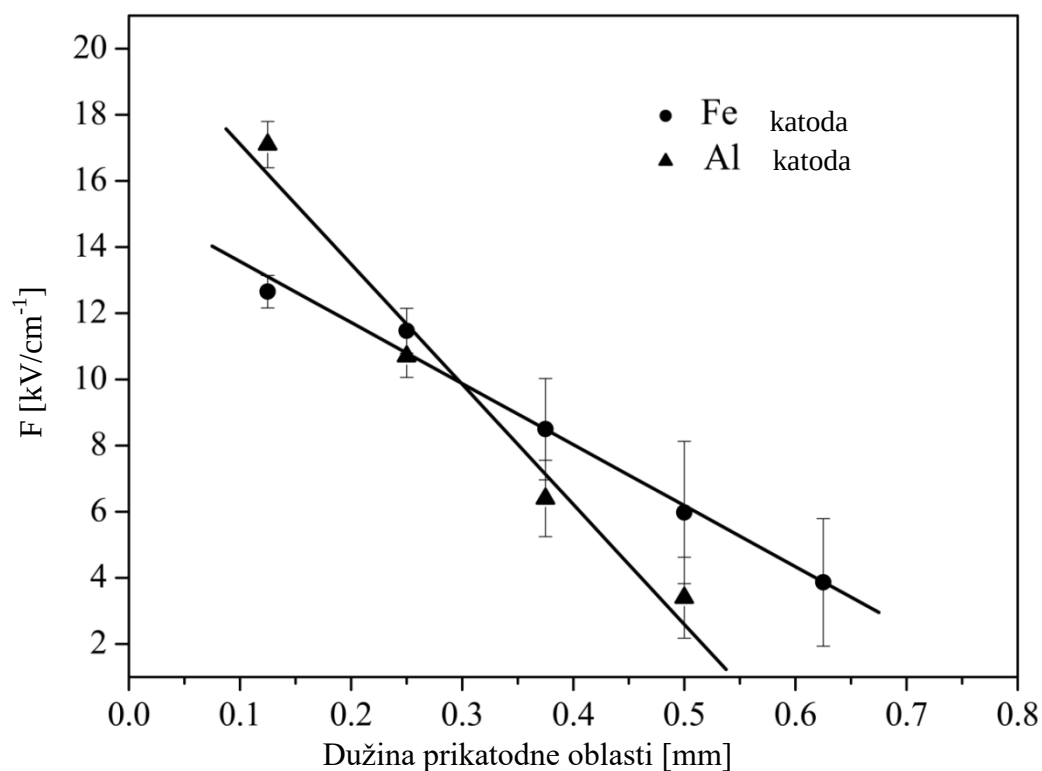
reference [61] korišćeni su za merenje raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti.

Na slici 3.1.2.3 vidi se da uvek postoji komponenta linije emitovana iz anodnog prereza, oblast pražnjenja bez električnog polja, koja ima nepomerenu talasnu dužinu. Isti fenomen primećen je i u ranijim istraživanjima [19] linija He I u Grimm-ovom pražnjenju istog tipa. Nepomerena komponenta se koristi za merenje pomeraja izazvanih električnim poljem. Linije duž polja fituju se Gaussian-ima da bi se što preciznije odredile pozicije pikova. Širina fitovanih profila nepomerene komponente duž cele ose pražnjenja ostaje ista u uvek ima instrumentalnu profil veoma blizak Gaussian-u. Pomerena komponenta takođe ima profil blizak Gaussian-u, ali je duplo 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 [20].

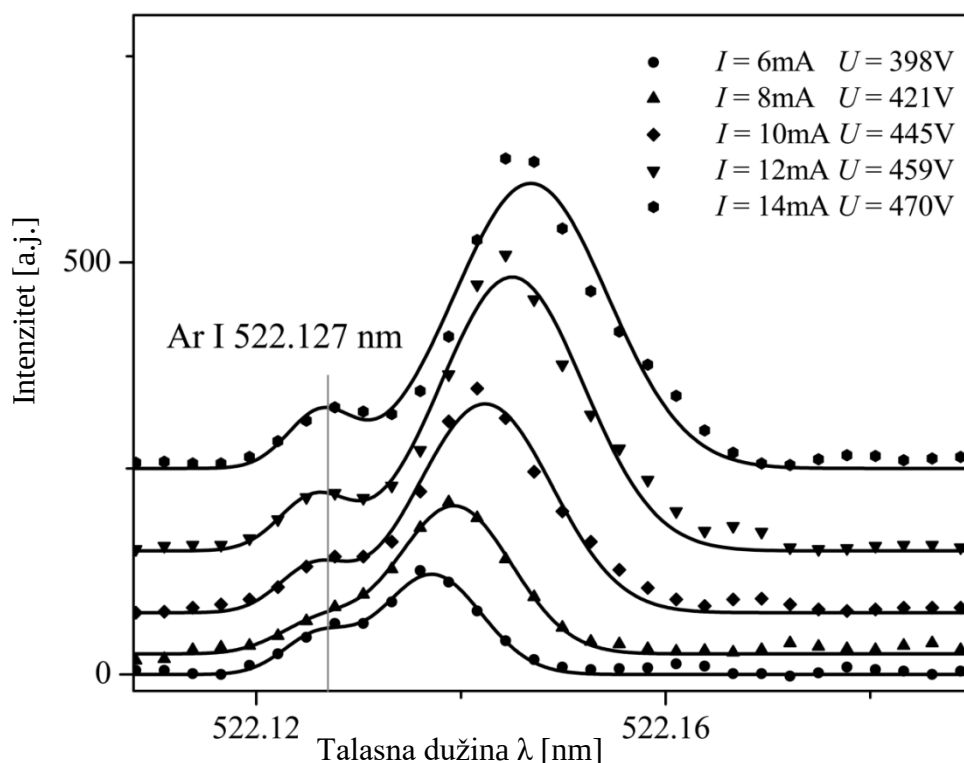
Koristeći izmerene rezultate pomeraja linije i primenom jednačine za polje iz [61] može se odrediti distribucija jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti (slika 3.1.2.4).



Slika 3.1.2.4. – Izračunate jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti [20].

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 [14,18,19].

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 [20].

U radu [20] se pokazuje da posmatranje normalno na osu cilindričnog pražnjenja paralelno katodnoj površini oblika spektralnih linija u abnormalnom tinjavom pražnjenju daje dobru perspektivu za istraživanje oblasti katodnog pada potencijala.

U poglavlju 5 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 [46] 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 dodatkom vodonika, jer usled velikog Stark-ovog efekta, linije vodonika kao i linije vodoniku slične, nisu nekad 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.

Grimm sa saradnicima [66,67] je prvi izvršio semiklasični proračun parametara Stark-ovog širenja izolovanih nevodoničnih atomskih i jonskih (jednostruko jonizovani atomi) linija. Sahal-Bréchet [68], Dimitrijević i Sahal-Bréchet koristili su semiklasični perturbacioni metod i izvršili brojna izračunavanja parametara Stark-ovog širenja linija neutralnog, jedanput i više puta jonizovanih atoma (lista publikacija u [69]). Uz razvijanje teorije, rađeni 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 [70-75].

3.3. Prirodno širenje

Energijski nivoi u atomu nisu beskonačno uski, nego imaju određenu prirodnu širinu, što omogućava elektronu da deekscituje emitujući različite, ali jako 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:

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

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 crvenom (u slučaju udaljavanja) ili ka plavom (u slučaju približavanja emitera).

Pri kretanju izvora zračenja dolazi do prividnog pomeranja frekvencije zračenja usled Doppler-ovog efekta. Do proširene spektralne linije dolazi usled kombinovanog efekta

kretanja mnogih emitera. 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 poljima dolazi do pomeranja i cepanja energijskog nivoa, i do skraćivanja vremena života atoma u pobuđenom energijskom stanju. I dolazi do promene frekvencije zračenja koju emituje atom. Određivanje raspodele frekvencija usled kojih dolazi do perturbacije nivoa, dobijeni oblik profila 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 - posledica je interakcije emitera sa atomima. Prema van der Valsovoj aproksimaciji sila 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, a maksimum zračenja je pomeren 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 [75].

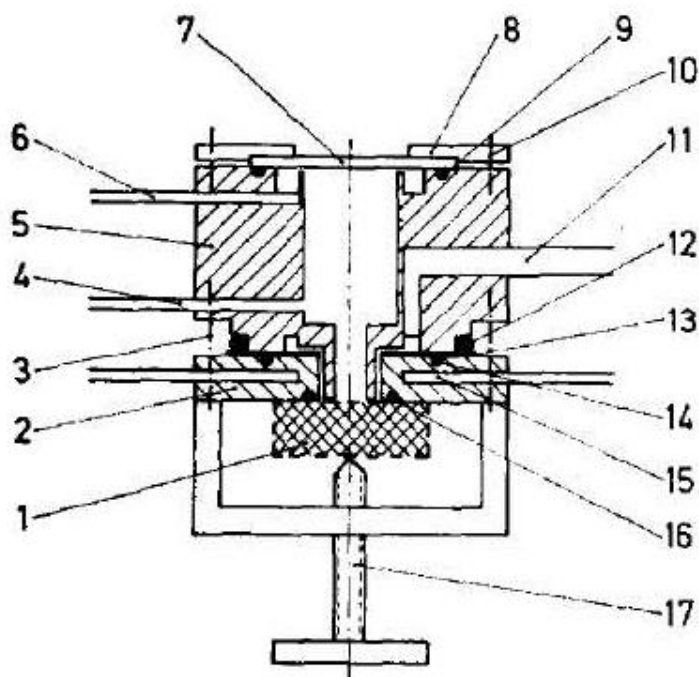
Za uslove u eksperimentima, rađenim u okviru doktorske disertacije, širenje spektralnih linija izazvano međuatomskim efektima, kao i prirodno širenje su zanemarljivo mali u odnosu na Stark-ovo i Doppler-ovo širenje, zbog niskog pritiska radnog gasa pa se osim ova dva uzima u obzir samo još instrumentalno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

4. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA

4.1 Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa

Izvor pražnjenja Grimm-ovog tipa najviše je korišćen izvor za analizu čvrstih uzoraka putem optičke emisije 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, rastojanje je manje od dimenzije prikatodne oblasti, odnosno ispod 0,1 mm.

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



Slika 4.1.1. – Shematski prikaz izvora pražnjenja Grimm-ovog tipa [76].

Najvažnije karakteristike ovog izvora su:

- Otežano tinjavo pražnjenje

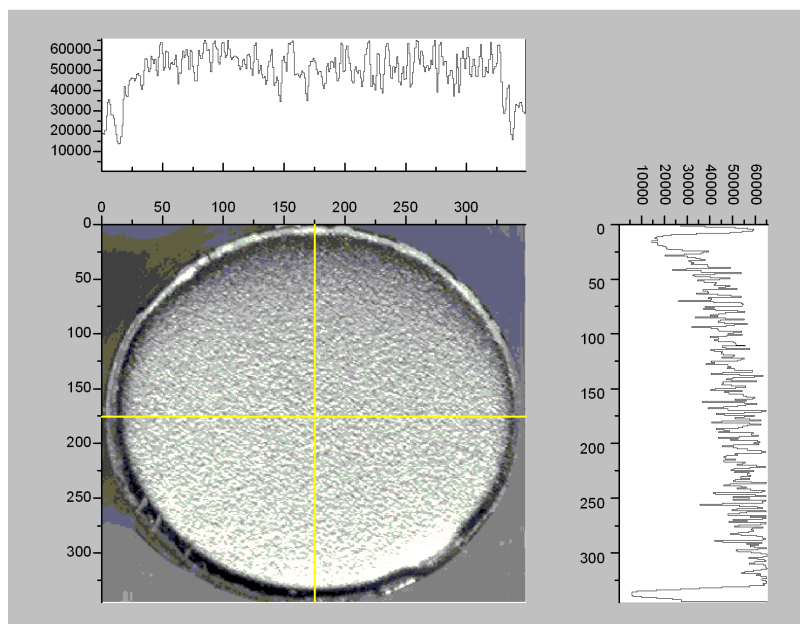
Geometrija izvora ograničava pražnjenje na unutrašnjost anode i zbog toga se javlja otežano tinjavo pražnjenje (*engl. obstructed glow discharge*). Sa smanjenjem rastojanja između elektroda ili snižavanjem pritiska dolazi do smanjenja efikasnosti jonizacije u sudarima elektrona sa molekulima gasa. Posledično,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

najvažnije za jonizaciju i ekscitaciju, a i održavanje pražnjenja: prikatodna oblast i oblast negativnog svetljenja.

- 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 linije nemaju uticaja na anodu. Studija [77] je pokazala da su linije 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 pokazuje ravno dno. Slojevita erozija katode omogućava dubinsku analizu uzorka (*engl.* depth profiling) [15], a karakterizacija površine katode rađena je metodom optičke profilometrije.



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.

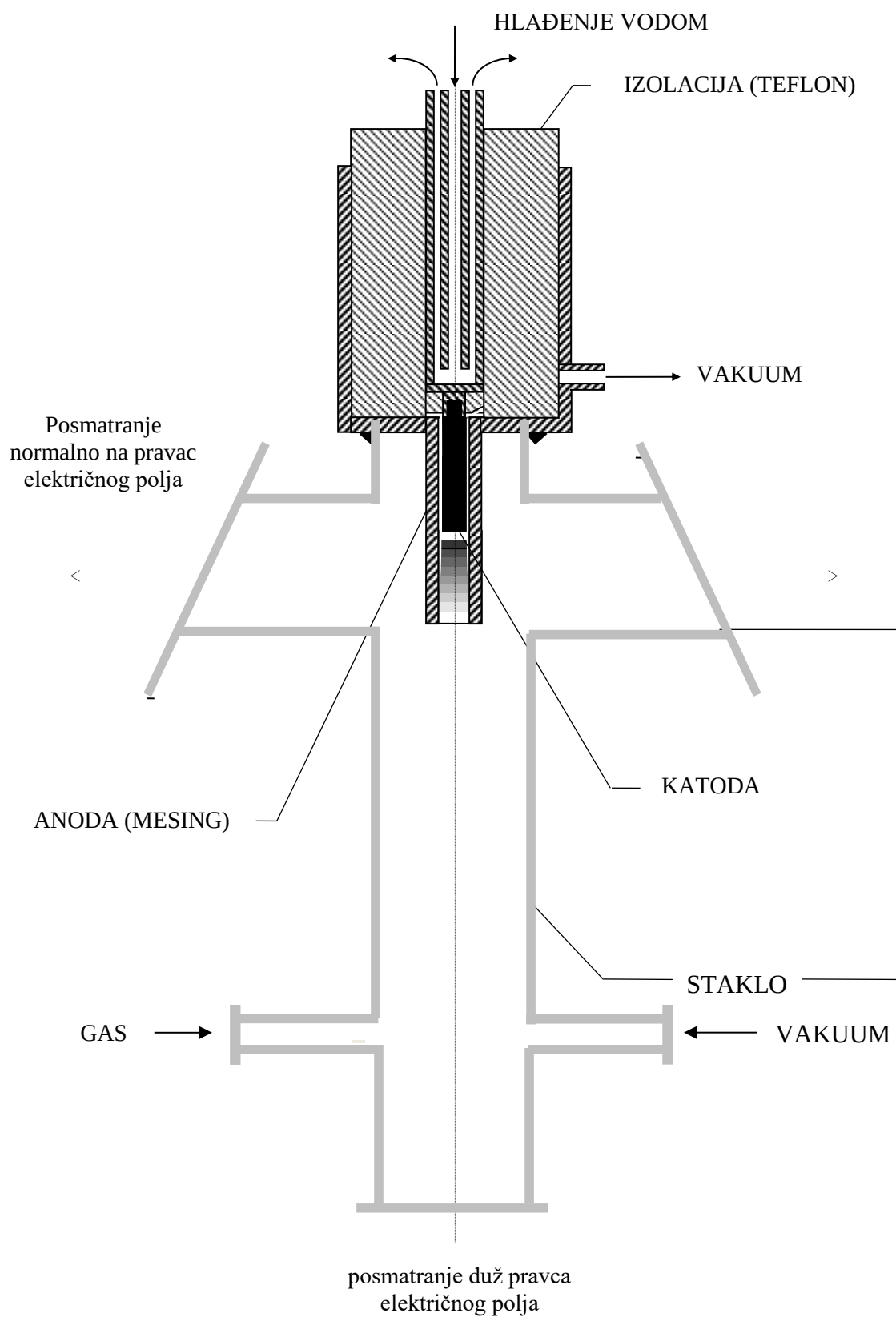
Nedostaci geometrije koju je predložio Grimm je to da pražnjenje ne može da se posmatra normalno na pravac električnog polja, a to onemogućava merenje parametara plazme u oblastima ispred ravne katode. Predložene su razne modifikacije za poboljšanje razumevanja procesa koji se odvijaju u ovom pražnjenju.

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], a kasnije i Kuraica i saradnika [19]. Izrađen je u Laboratoriji za spektroskopiju električnih gasnih pražnjenja, Fizičkog fakulteta, Univerziteta u Beogradu. Izgled korišćenog izvora pražnjenja prikazan je na slici 4.2.1.

Centralni deo izvora čine šuplja anoda i izmenjiva ravna katoda. Za izradu ove teze korišćene su katode načinjene od gvožđa, bakra i volframa. Sve korišćene katode su istog prečnika od 7,60 mm, dužine 18 mm i pomoću navoja M5 uvrću se 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 izolovane su 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.

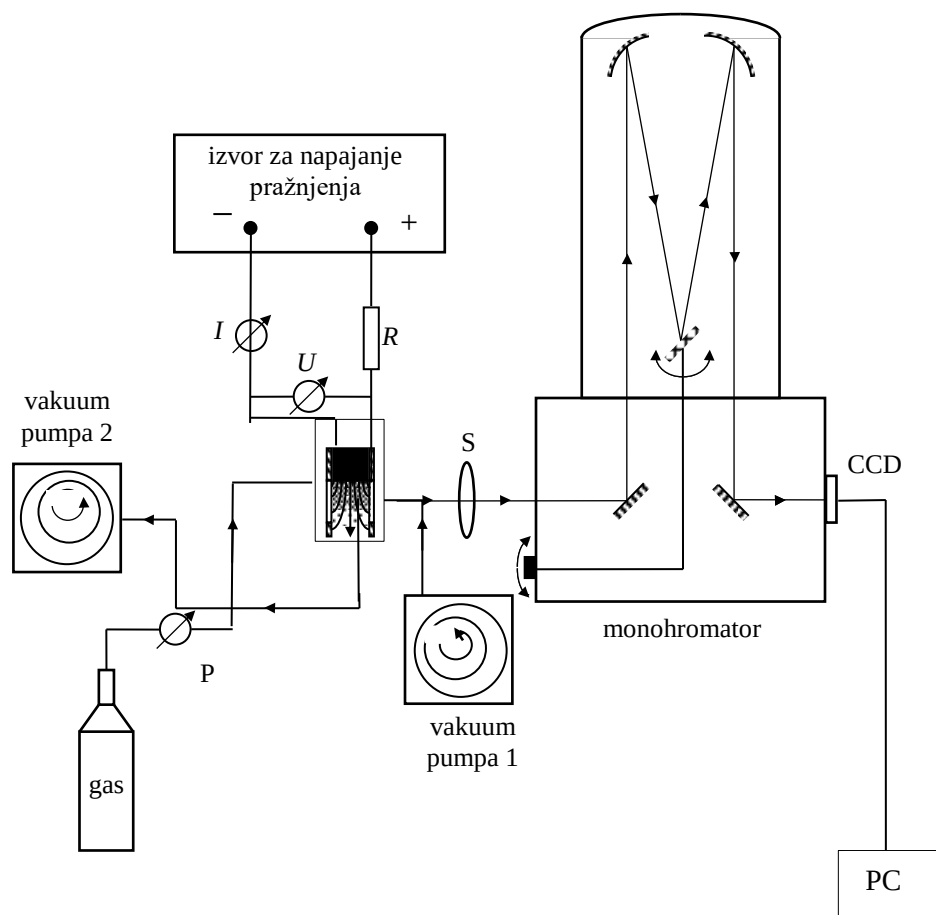
Prednost ovakve konstrukcije, u odnosu na originalan dizajn Grimm-ov izvora, je to što osim posmatranja pražnjenja duž pravca električnog polja (*engl.* end-on), odnosno normalno na površinu katode, omogućava i posmatranje normalno na pravac električnog polja (*engl.* side-on), odnosno paralelno sa površinom 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 prikazana je 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.

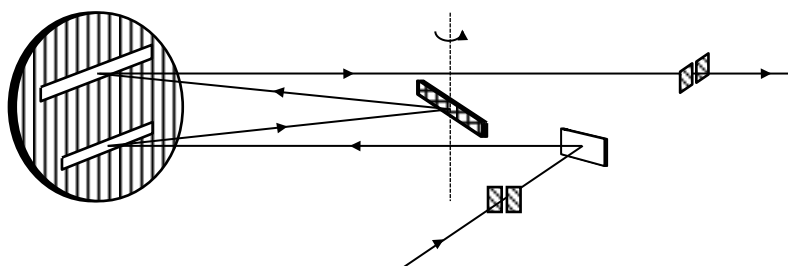
Ranije studije pokazuju da se sa sistemom od dve pumpe poboljšava homogena raspodela električnog polja u prikatodnoj oblasti i na površini katode [15,78]. Za vakuumiranje sistema koriste se dve mehaničke vakuum pumpe sa brzinom pumpanja od oko $15 \text{ m}^3/\text{h}$, odvojene od komore pomoću zeolitnog 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 (5-10mbar), 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 (99.1% Ar + 0.9% H_2 i 5%Ar i 95% H_2 , Messer Srbija). Za uspostavljanje i održavanje električnog gasnog pražnjenja u režimu strujnog ograničenja korišćen je stabilisani izvor jednosmernog napona DC (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 hladjena ventilatorom (110mm, AC 220V/13W), koji je paralelno postavljen sa izvorom pražnjenja i nalazi se na rastojanju od 150 mm.

Pred svako merenje izvor je čišćen pomoću organskog rastvarača i ultrazvučne kade. Pre postavljanja na nosač katoda je ručno polirana brusnim papirom. Kada se postigne granilčni pritisak, cev za pražnjenje „ispirana“ 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).

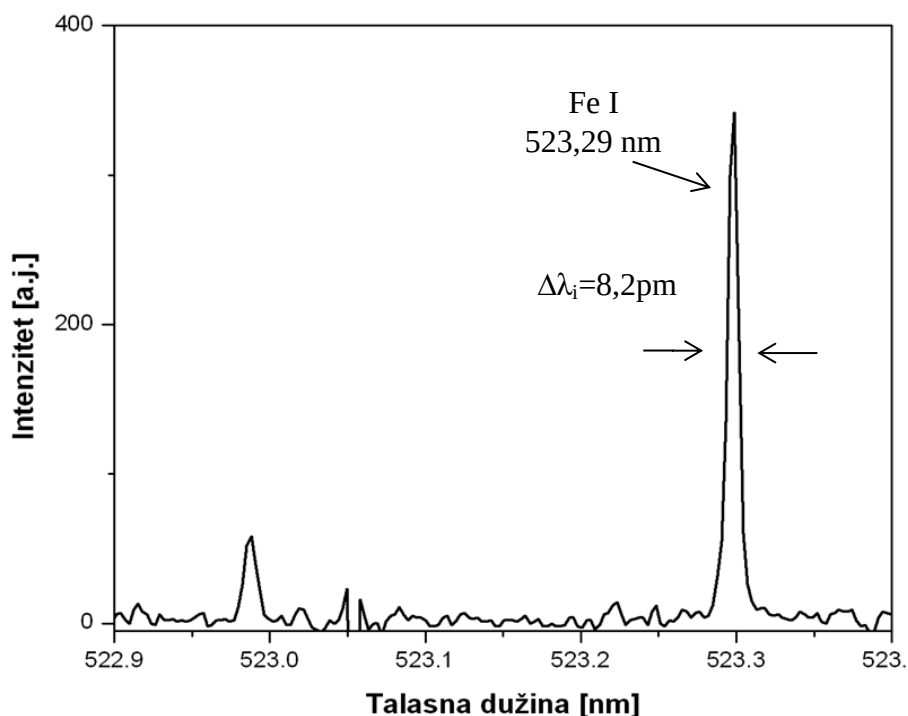
4.4 Posmatranje profila spektralnih linija

Zračenje emitovano iz izvora (približno oblika paralelopipeda, videti sliku 4.4.3) 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 zareza/mm, koja ima maksimalnu reflektivnost na 1050 nm u drugom difrakcionom redu. Ulazna pukotina je bila široka $15\mu\text{m}$, sa ograničenjem po visini 2 mm, a recipročna linearna disperzija u drugom difrakcionom redu iznosi $0,37\text{ nm/mm}$. Promena talasne dužine monohromatora ostvaruje se pomoću mehanizma sa kontinualnim motorom. Signal u izlaznoj ravni monohromatora je detektovan linijskim CCD detektorom (Toshiba TCD1304USB; 29,1 mm, 3648 piksela; širina piksela $8\mu\text{m}$) ili pomoću hladjene CCD kamere firme Hamamatsu (2048×512 kanala, hladjena na $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, 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 detektovanih radijacionim detektorom.



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

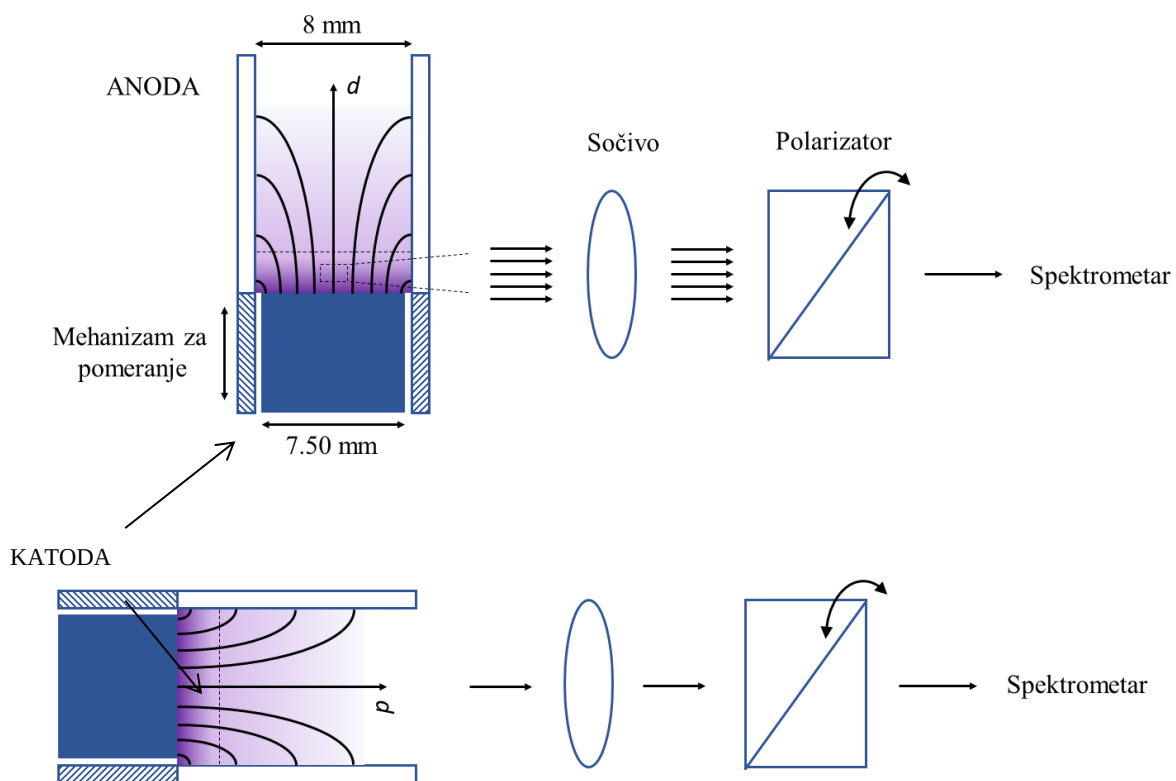
Za spektralna merenja korišćen je instrumentalni profil čiji je oblik bio veoma blizak Gauss-ovoj raspodeli. Za signal detektovan CCD kamerom instrumentalna poluširina $\Delta\lambda_i=8,2\text{ pm}$ je procenjena korišćenjem dela spektra iz plazme negativnog svetljenja, u kojem se vide linije neutralnog atoma gvožđa (slika 4.4.2). Sa hladjenom Hamamatsu CCD kamerom u drugom difrakcionom redu za poluširinu instrumentalnog profila dobijamo $\Delta\lambda_i=14\text{ pm}$.



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 postavlja se 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 [61,79] rađena su u uslovima velikih jačina električnog polja u odnosu na tipične vrednosti koje se javljaju u Grimm-ovom abnormalnom tinjavom pražnjenju. A pošto nisu tipične za laboratorijske uslove, želeli smo da testiramo mogućnost korišćenja Ar I linija za vrednosti jačine električnog polja do 15 kV/cm, koje su mnogo zastupljenije

Eksperimentalno su proučavane ekstremno proširene spektralne linije neutralnog atoma argona u uslovima sniženog pritiska na različitim katodnim materijalima (bakar, gvožđe i volfram) kao nastavak istraživanja objavljenih u radu [20]. Podaci od značaja za korišćene linije dati 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 [61].

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 [61], a ovde ćemo ponoviti samo najvažnije. U tabeli I u referenci [61] 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:

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

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

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, ± 1, ± 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 dešava se do određene jačine električnog polja, a iznad ove vrednosti pomeraj opada. Zavisnost električnog polja i talasnog broja data je analitičkom funkcijom:

$$\Delta\bar{\nu}_i = A_1 F + A_2 F^2 + A_3 F^3 + \dots \quad (5.3)$$

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 koeficijenata spektralnih linija argona Ar I. [61]

Talasna dužina [nm]	Broj komponenti	Odnos intenziteta	$a_1 [\text{kV}^{-1}]$	$a_2 [\text{cm}^{-1}]$	$A_1 [\text{kV}^{-2}]$	$A_2 [\text{kV}^{-2}\text{cm}]$
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 da posmatramo i H_β liniju Balmerove serije. Preko H_β linije dobili 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 model-funkcija koja predstavlja superpoziciju tri Gaussian-a. 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 [61]. U slučaju Ar I 518,775 nm linije, za fitovanje je korišćena poboljšana modelna funkcija.

Proučavanje profila spektralnih linija argona Ar I 522,127nm 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 crveni pomak, linija Ar I 518,775 nm se pomera ka plavom krilu.

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 što tačnijeg merenja Stark-ovih pomeraja izabраниh spektralnih linija Ar I u prikatodnoj oblasti tinjavog pražnjenja, određena je jačina električnog polja pomoću modelne funkcije za precizno fitovanje profila H_β linije Balmerove serije [15] i poboljšana metoda za merenje Stark-ovih pomeraja spektralne linije 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 [79] i Windholz [61], a bila je i deo istraživanja u radu Majstorović i saradnika [20].

U istraživanjima [61, 79] 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 (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. predstavljamo spektralne profile ove linije snimljene sa strane na pet različitih 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 opisuje se Gaussian-ovim profilom $A\mathfrak{S}(\Delta\lambda)$, instrumentalne poluširine $\mathfrak{S}(\Delta\lambda)$, datom jednačinom (5.1.1), koja se skalira na ukupnu površinu profila A.

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

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

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

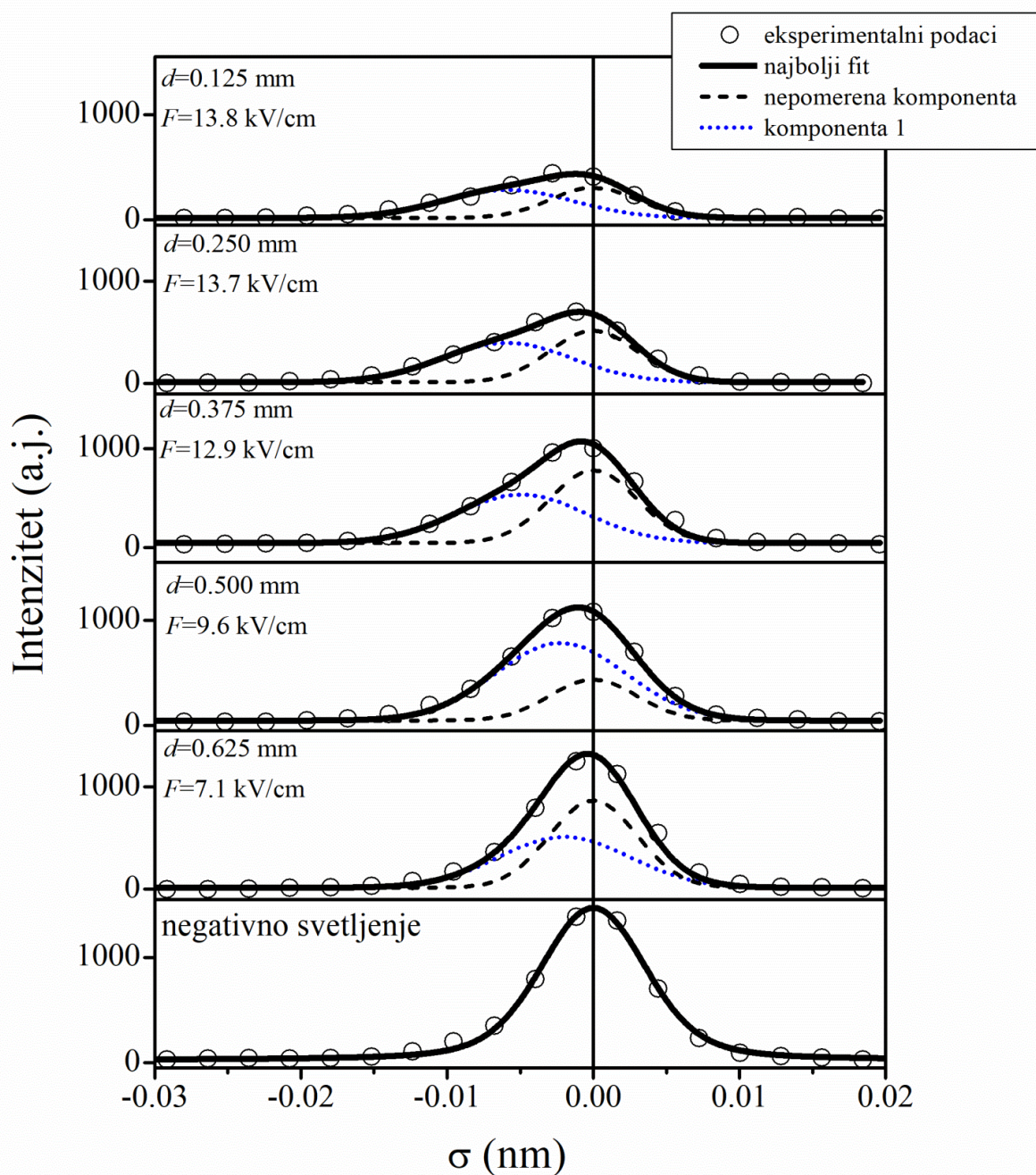
gde se talasni pomeraj $\Delta\lambda$ određuje kao $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ u odnosu na centar λ_0 neperturbovane linije Ar I 518,775 nm. Prvi član na desnoj strani jednačine (5.1.2) predstavlja Gaussian-ovu funkciju koja opisuje nepomereni pik iz dela pražnjenja unutar anodnog proreza, dok drugi član predstavlja Gaussian-ovu funkciju koja opisuje Stark-ovski pomereni profil Ar I 518,775 nm linije.

Ovaj član označava konvoluciju (prikazanu *) instrumentalnog profila $\mathfrak{S}$ i Gaussian-a:

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

koji opisuje Doppler-ov profil Stark-ovski pomerene Ar I 518,775 nm linije. Visina H , i centar c ovog Gaussian-ovog 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 fitovanje svih profila snimljenih u blizini katode, gde je jasno vidljiva separacija pikova. Ovo saznanje nam je omogućilo da ovu vrednost zadržimo konstantom 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 pomerae c 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

[14, 15]. Za merenje električnog polja u ovom eksperimentu izabran je σ -polarizovan profil H_β linije. Korišćena je numerička procedura za fitovanje profila koja istovremeno ispituje uticaj koji dolazi od Stark-ovog i Doppler-ovog širenja [15].

Prednost ove tehnike u odnosu na tehniku separacije pikova H_β opisane u [14], opseg za merenje jačine električnog polja je 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. Na ovakvim pozicijama je gotovo nemoguće odrediti jačinu električnog polja *peak-to-peak* metodom.

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

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

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

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

Gaussian manje instrumentalne poluširine $G_1(\lambda; d)$ opisuje oblik centralnog dela H_β linije, dok širi Gaussian $G_2(\lambda; d)$ služi za modelovanje krila linije; poreklo dva Gaussian-a objašnjeno je detaljno u [55], a Monte Carlo simulacija ekscesivnog širenja linija Balmerove serije u abnormalnom tinjavom pražnjenju u vodoniku predstavljena je u [80].

Treba još 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.

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

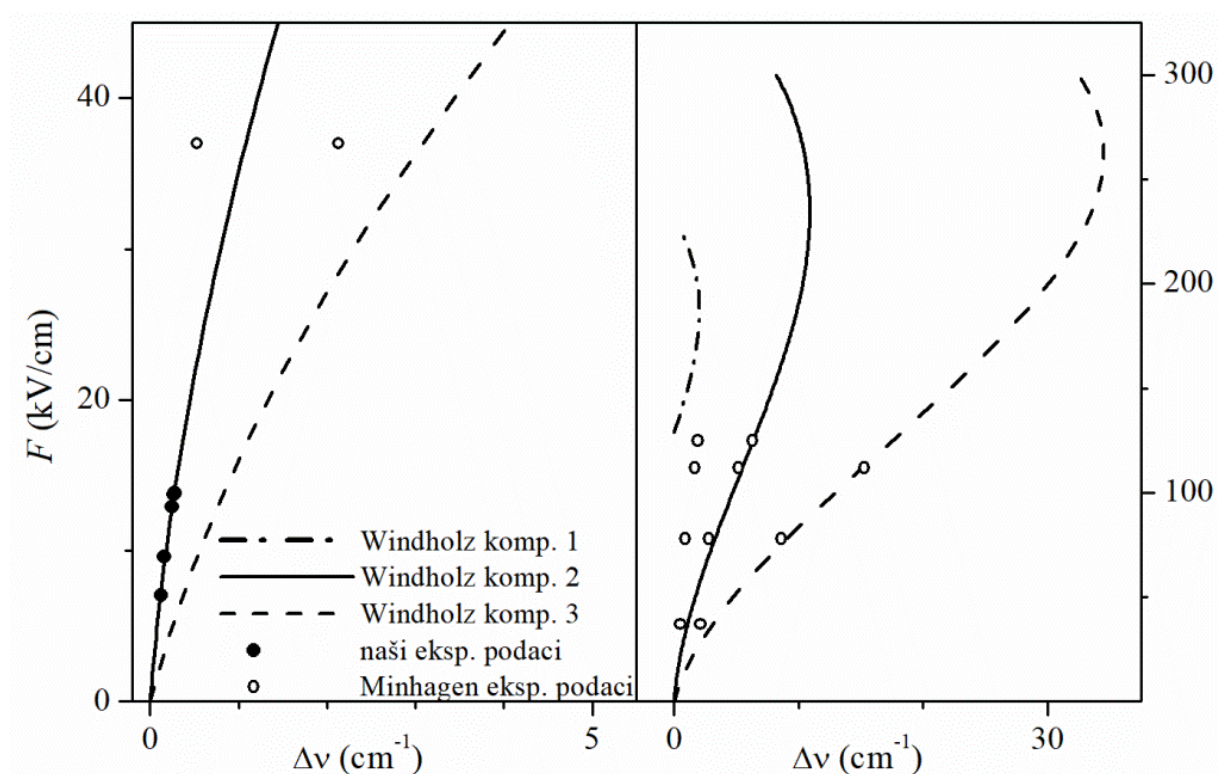
$$S_F(\lambda) = \sum_j c_j \delta(\lambda - s_j F). \quad (5.1.6)$$

U formuli (5.1.6) δ predstavlja Dirac-ovu delta funkciju, s_j su manifoldni koeficijenti 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 4.1.1.4 u prethodnom poglavlju. Profil molekulske linije opisan je Gaussian-om $G_{H_2}(\lambda)$ 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 i malo ometa fitovanje.

Član $S_F * D_{H_\beta}(\lambda; d) + G_{H_2}(\lambda; d)$, opisuje ukupno zračenje oko centra H_β linije, i konvoluirano sa instrumentalnim profilom $\mathfrak{I}$, a konstanta b_H u formuli (5.1.4) služi da 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.

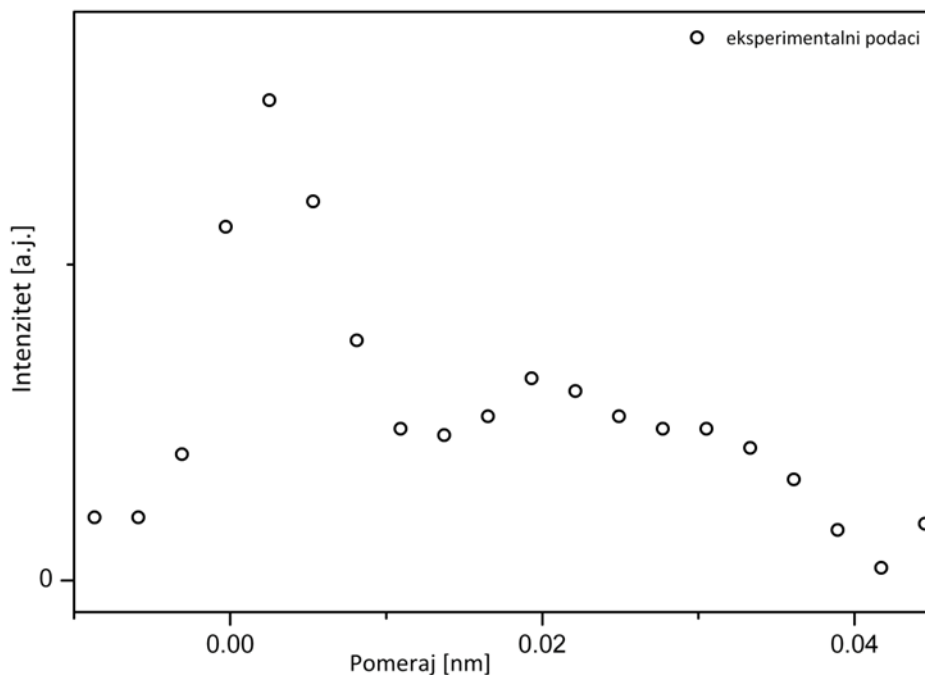
Jačina električnog polja i Stark-ovi pomeraji za liniju Ar I 518,775 nm određeni su pomoću opisane numeričke procedure i predstavljeni na slici 5.1.2. Dobijeni rezultati, predstavljeni punim krugovima na levom panelu slike 5.1.2. pokazuju dobro slaganje sa pretpostavkama koje je izneo Windholz u svom radu za drugu Stark-ovu komponentu (puna linija) linije Ar I 518,775 nm [61], 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, a 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.

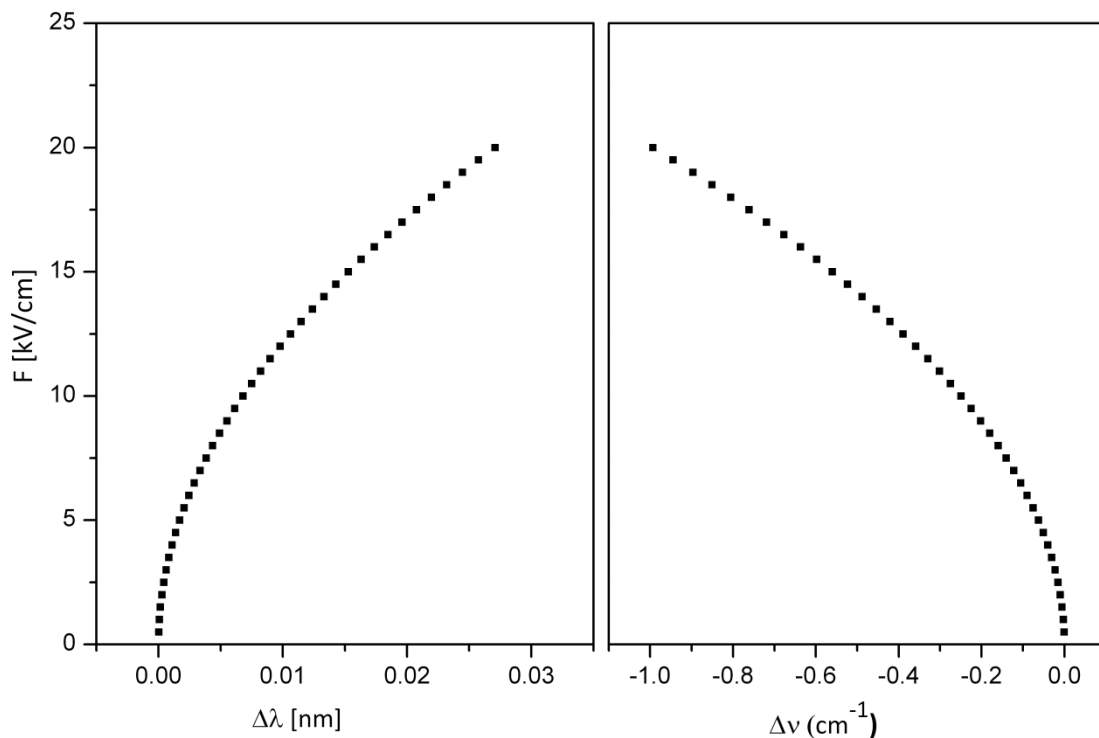
5.2. Merenje Stark-ovih pomeraja i određivanje jačine električnog polja iz linije Ar I 522,127 nm

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, i emitovana je iz dela pražnjenja u koja nije pod uticaj električnog polja. Nepomerenoj komponenti pridružen je Gaussian sa instrumentalnom poluširinom i korišćen je 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.

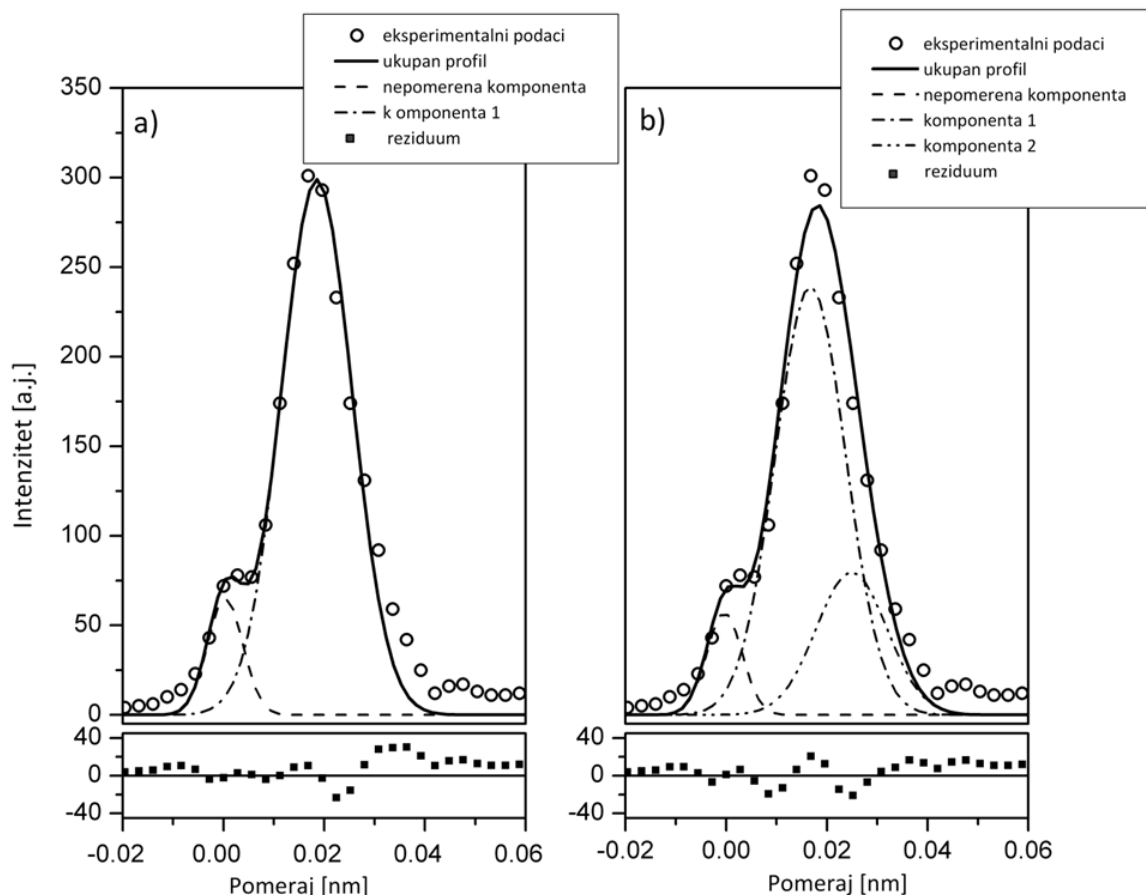
Analiza Stark-ovskog pomeranja linije Ar I 522,127 nm predstavljena je u radu Windholz [61], koji je predvideo da se ova linija cepa u dve Stark-ove komponente, pomerene ka manjim talasnim brojevima (većim talasnim dužinama). Ovo je saglasnosti sa proračunima prema formuli (5.2) i grafički je prikazano na slici 5.2.2. Ova slika pokazuje ponašanje terma grupe 7d u spoljašnjem električnom polju, kojoj pripada linija ArI 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 ($4p(5/2)3 - 7d(7/4)4$).

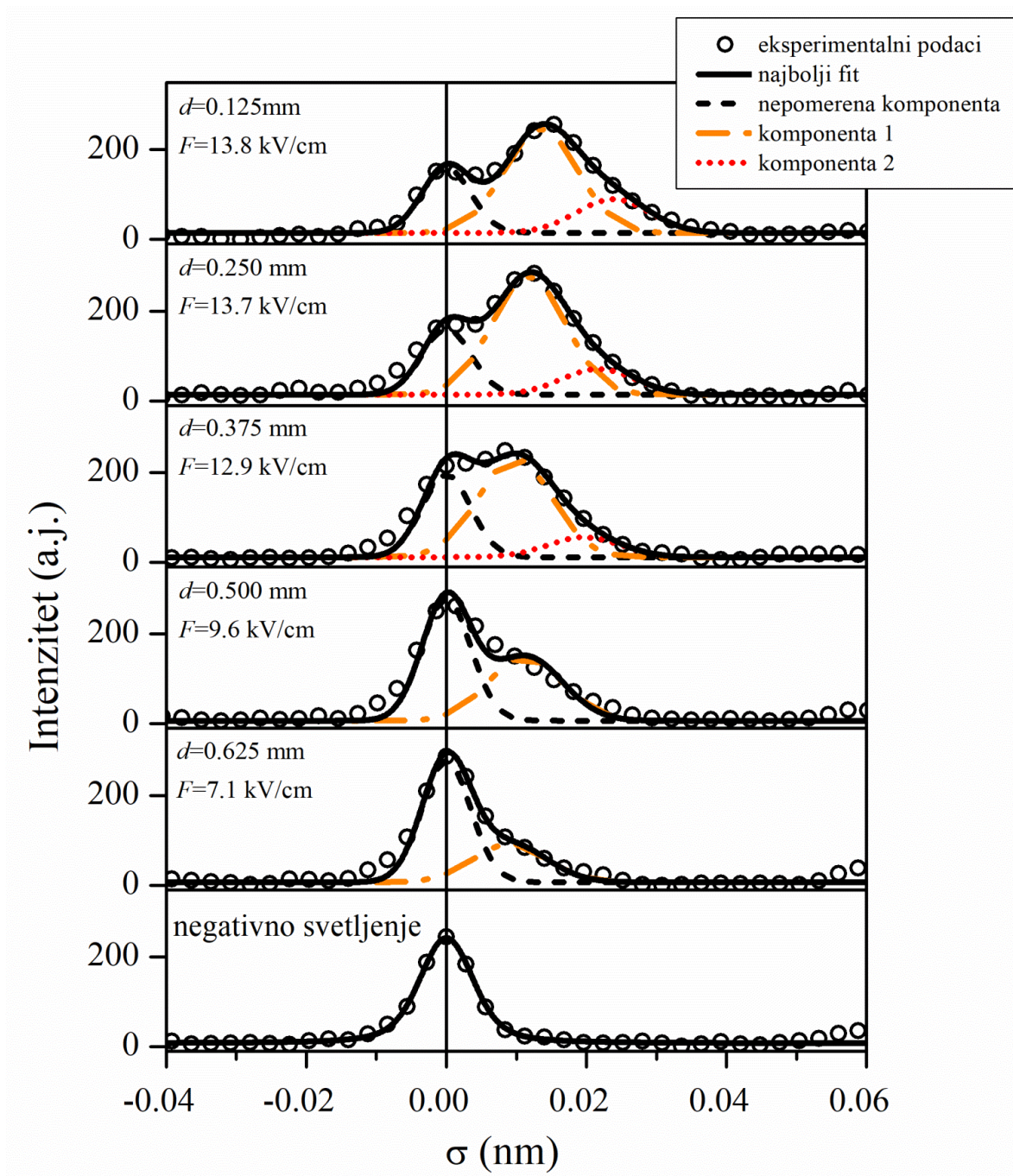
Linija je ranije primećena i analizirana u radu Majstorović i saradnika [20], koji su modelovali njen profil funkcijom koja se sastoji iz sume dva Gaussian-a. Prvi Gaussian ima instrumentalnu vrednost poluširine i opisuje nepomerenu komponentu, dok je drugi Gaussian 1,5 put širi od instrumentalne vrednosti 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 [20], 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 [61]. Stoga, u ovoj doktorskoj tezi predlažemo poboljšanu modelnu funkciju, koja predstavlja sumu tri Gaussian-a i čiji je najbolji fit prikazan na slici 5.2.3. Prvi Gaussian 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 Voight-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 Gaussian-a b) Eksperimentalni profil spektralne linije argona Ar I 522,127 nm i rezultati primene model-funkcije koja uključuje superpoziciju tri Gaussian-a. 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 Gaussian-a 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 line. Stark-ovi pomeraji snimljenih profila određeni su korišćenjem modelne funkcije koja se sastoji od tri Gaussian-a 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:

$$\Delta\nu = \left(a_2 - \sqrt{a_2^2 - 4a_1F^2}\right)/2, \quad (5.2.1)$$

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:

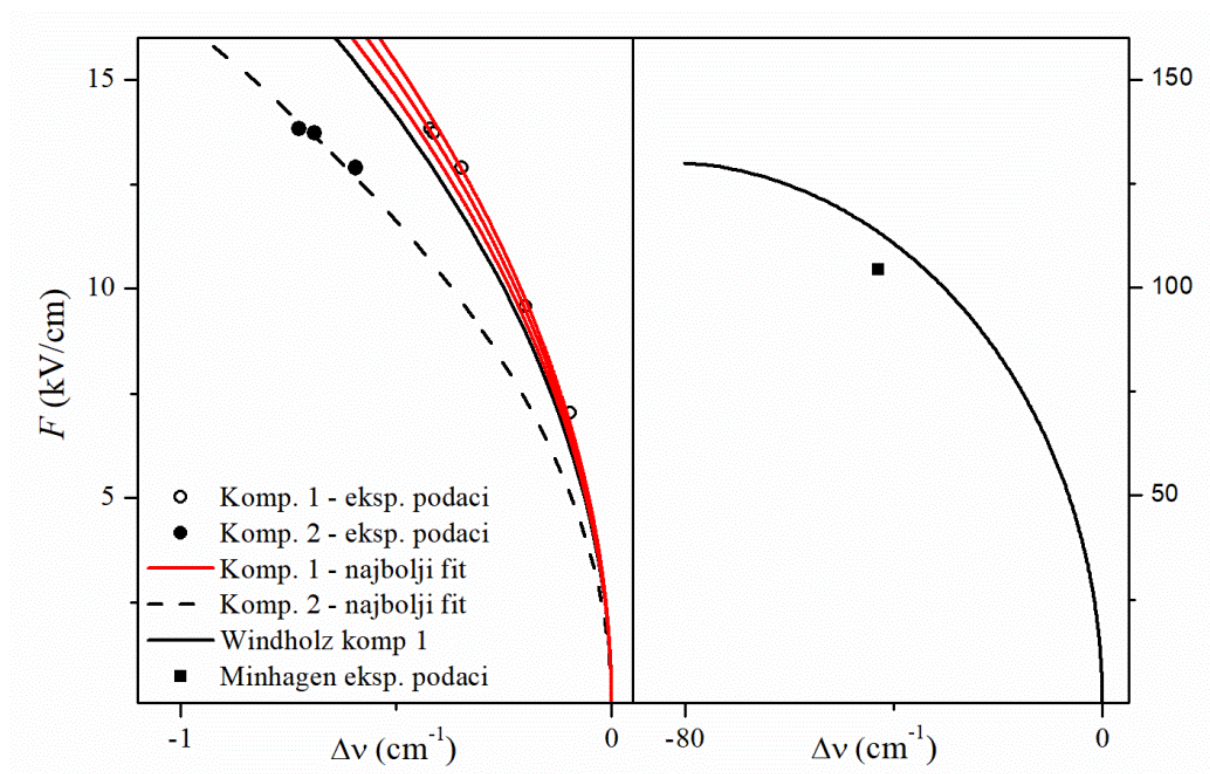
$$\Delta\nu \approx \frac{a_1}{a_2} F^2. \quad (5.2.2)$$

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 [61]. Za vrednosti a_1/a_2 , koje su korišćene za fitovanje videti tabelu 5.3.



Slika 1.2.5. - Jačina električnog polja F prikazana u zavisnosti od talasnog broja Stark-ovih pomeraja Δv 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 [79] i Windholz [61], stiče se utisak da tačnost jednačina (2) i (3) ne može 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 rađeni su 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 paralelno na površinu 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 [61], i za ove potrebe skalirani, sa vrednosti jakih električnih polja.

Rezultati dobijeni za Ar I 518,775 nm iako pokazuju jako male pomaraje, slika 5.1.1. , daju dobro slaganje sa rezultatima dobijenim iz formule (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 i mogu biti korišćeni za određivanje slabih električnih polja (jačine do 15kV/cm) sa greškom manjom od 5%.

Cilj eksperimenta i razvijanja nove procedure za fitovanje bio je da se razvije jednostavna metoda za određivanje raspodele jačine električnog polja u oblast katodnog pada u pražnjenjima sa čistim argonom. Ovo je od posebne važnosti jer za pojedine tehnologije i analitičke aplikacije ne bi smeli da imamo 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 korišćenja procedura za fitovanje snimljenih eksperimentalnih profila poboljšava preciznost merenja Stark-ovih pomeraja, pogotovo u oblasti malih jačina električnog polja. Prikazani rezultati objavljeni su u [81].

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 su od velikog značaja za istraživanja i dijagnostiku laboratorijske plazme. Koriste se u fizici lasera i laserski indukovane plazme, modeliranju zvezdanih atmosfera, istraživanju termonuklearne fuzije, kao i studijama procesa sudara [82-87]. Od skoro su u upotrebi tehnike optičke emisije spektroskopije za određivanje raspodele električnog polja bazirane na parametrima Stark-ovog širenja spektralnih linija Ne I i Ar I [17,20,21,81]. U radovima [54, 88] su prikazani rezultati eksperimentalnog proučavanja oblika spektralnih linija Ne II. Ove linije imaju složene profile koji mogu da omoguće proučavanje važnih parametara pražnjenja kao što su jačina električnog polja, dužina prikatodne oblasti i gasna temperatura. Sa ciljem teorijskog proučavanja oblika ovih linija i karakteristika pražnjenja u kojima su ove linije snimljene razvijen je iterativni kinetički model, a eksperimentalno su prikazane i zavisnosti poluširine kompleksnih Ne II linija od jačine električnog polja, odnosno pozicije u prikatodnoj oblasti.

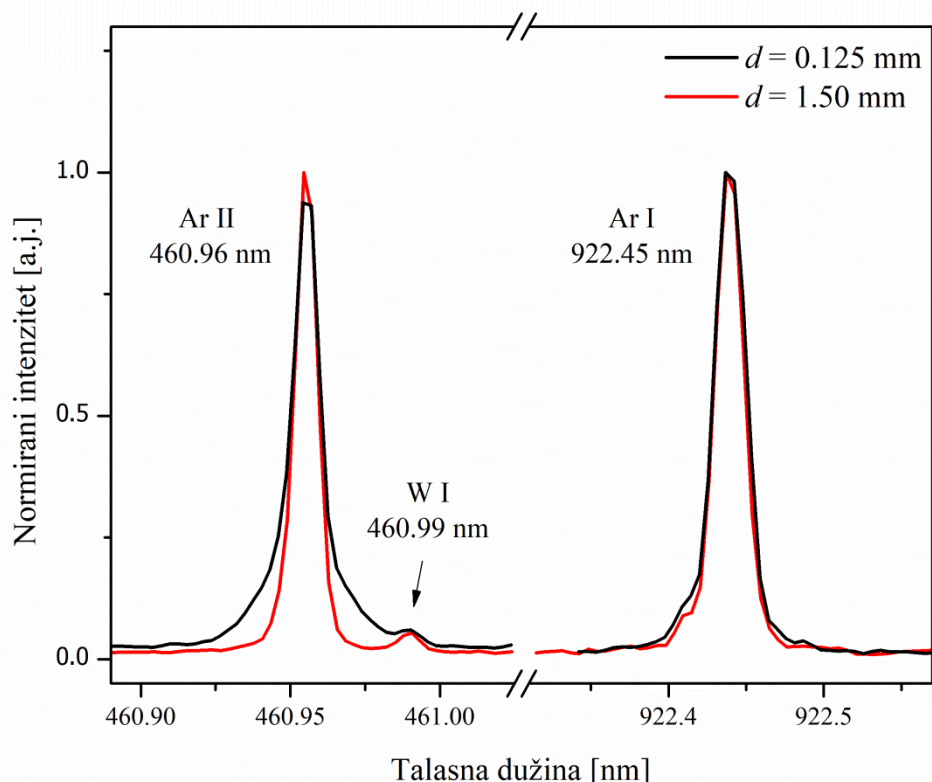
Jednostruko jonizovan atom argona (Ar II) odavno se proučava u laboratorijskim uslovima za dijagnostiku plazme. Parametri Stark-ovog širenja, publikovani u radovima (89-107), su od interesa za brojne aplikacije. U radu (106) mereni su parametri Stark-ovog širenja za linije Ar II u UV oblasti i gde je bilo moguće poređeni su sa eksperimentalnim i teorijskim rezultatima drugih autora, npr. (42, 108-110). U [105] izmerene su verovatnoće prelaza za linije Ar II u UV oblasti, dok su u [107] mereni Stark-ovi pomeraji i poluširine Ar II u vidljivom delu spektra. Spektralne linije jedanput jonizovanog atoma argona korišćene su i za određivanje ekscitacione temperatura elektrona i koncentracije elektrona, što je publikovano u [111-113].

Na osnovu gorepomenutog možemo zaključiti da mehanizmi koji učestvuju u formiranju oblika Ar II, koje dalje mogu da se koristi za dijagnostiku prikatodne oblasti, nisu dovoljno istražene. S obzirom na doprinos koji bi ovi rezultati imali za eksperimentalna i teorijska proučavanja, u okviru ove doktorske disertacije rađena su istraživanja proširenih profila jedanput jonizovanog atoma argona i uticaj različitih katodnih materijala na njih, a rezultati će biti prikazani u ovom poglavlju.

Prikazujemo 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 [11]. Sva merenja urađena su u prikatodnoj oblasti u čistom argonu. Korišćena su tri različita katodna materijala kako bi se ispitaio uticaj koji ima u formiranju složenog profila jonske linije.

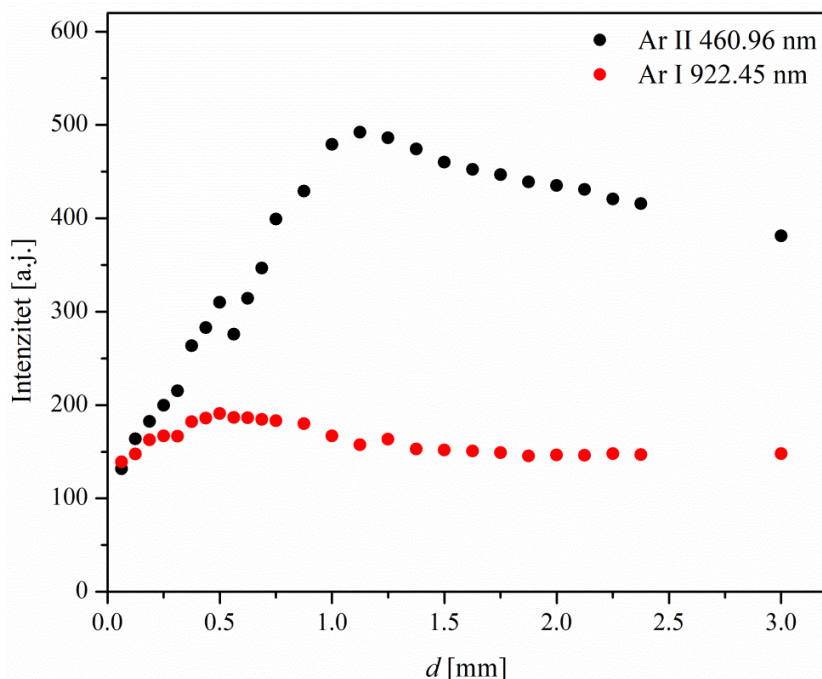
6.1. Posmatranje oblika spektralnih linija Ar II u prikatodnoj oblasti

Spektroskopskim posmatranjem sa strane uočeno je postojanje proširenih oblika spektralnih linija jedanput jonizovanog atoma argona Ar II, slika 6.1.1. Na slici su u istom spektru jedanput jonizovana linija argona Ar II 460,96 nm, zajedno sa atomskom linijom argona iz prvog reda talasne dužine Ar I 922,45 nm snimljene na katodi od volframa. Intenziteti su normalizovani kako bi se lakše uočilo proširenje na Ar II liniji. Ova linija Ar II 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. – Eksperimentalno profili snimljeni u drugom difrakcionom redu spektralne linije jednostruko jonizovanog atoma argona Ar II 460,96 nm i atomske linije iz prvog difrakcionog reda Ar I 922,45 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.

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 ti intenziteti dostižu svoj maksimum, a da su ti intenziteti u oblasti negativnog svetljenja skoro konstantni sa tendencijom blagog pada, što se vidi na slici 6.1.2.



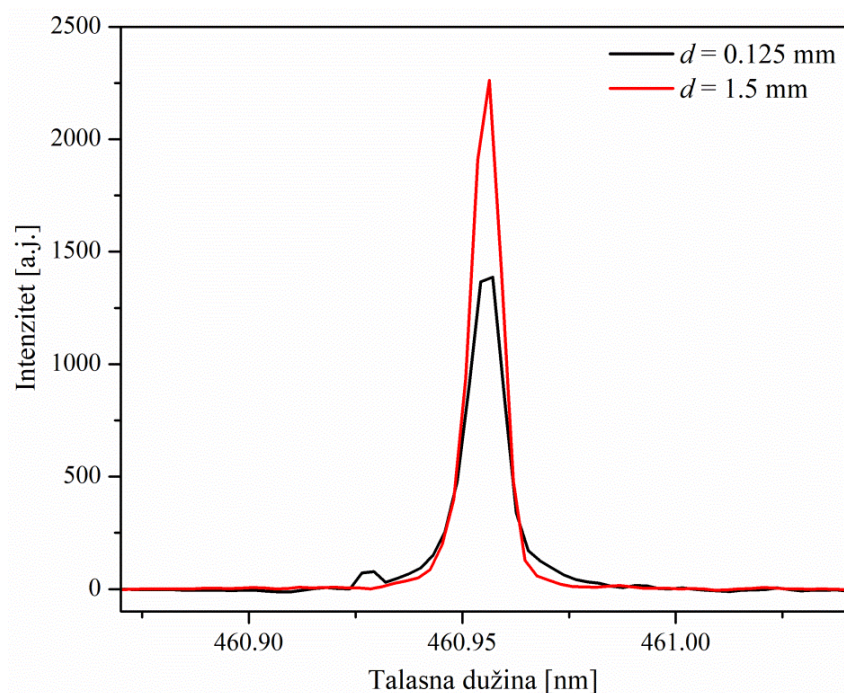
Slika 6.1.2. – Intenziteti jedanput jonizovane linije argona Ar II 406,96 nm zajedno sa intenzitetima atomske linije argona iz prvog difrakcionog reda Ar I 922,45 nm, snimljene na različitim aksijalnim pozicijama duž pražnjenja. Uslovi pražnjenja kao na slici 6.1.1.

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) na pritisku od 4,5 mbar. 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 i prikazane su u Tabeli 6.1. zajedno sa osnovnim podacima preuzetim iz [114].

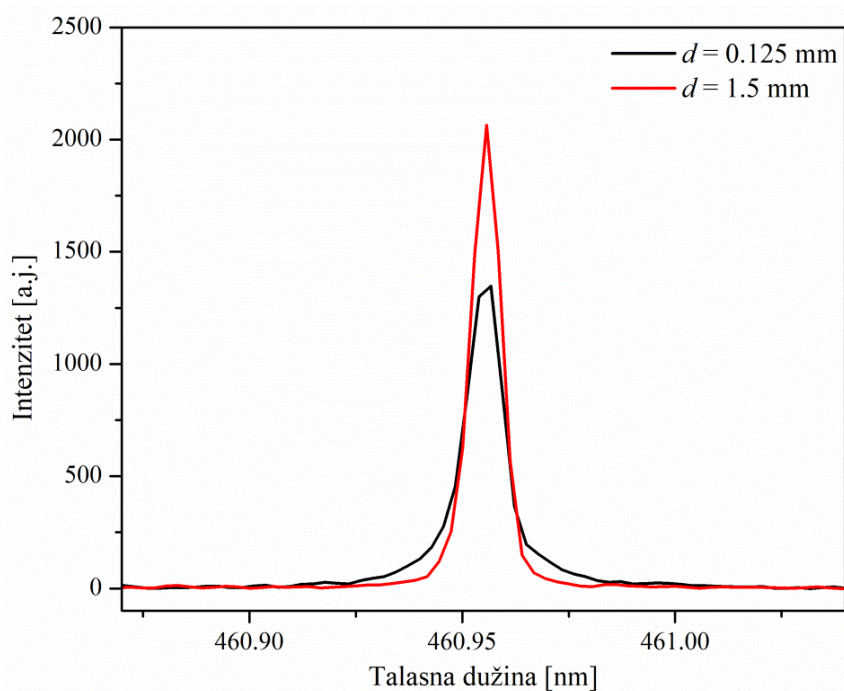
Tabela 6.1. : Spisak spektralnih linija Ar II koje su pokazale proširena krila u prikatodnoj oblasti, zajedno sa osnovnim atomskim podacima [114].

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

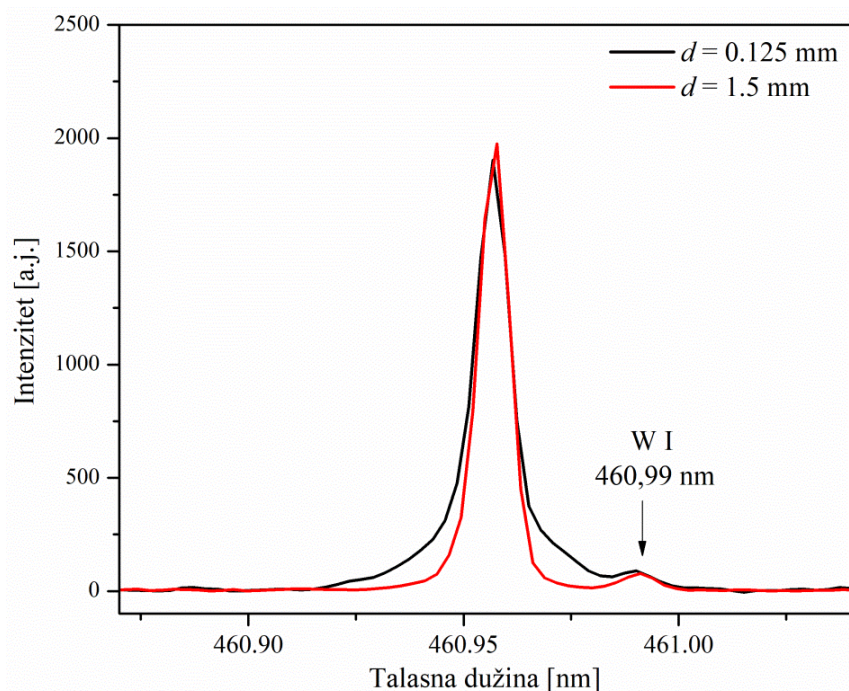
Efekat širenja spektralnih linija Ar II najizraženiji je na poziciji najbližjoj površini katode i opada sa udaljavanjem od nje. Kada dođe u oblast negativnog svetljenja efekat se u potpunosti gubi, videti slike 6.1.3 – 6.1.5.



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

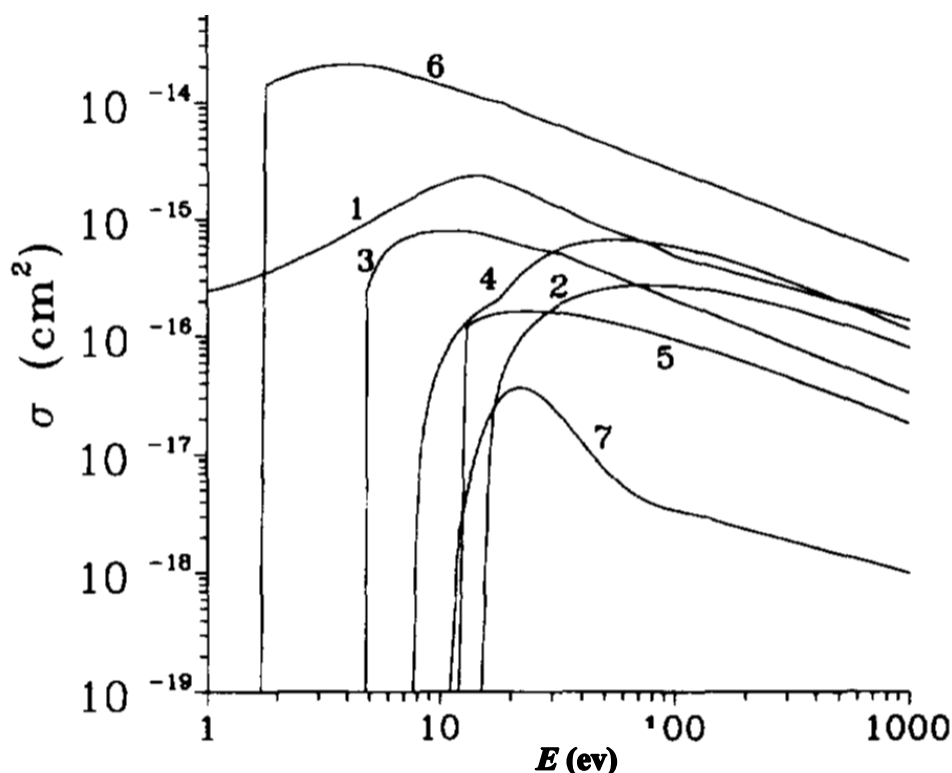
Joni argona nastaju jonizacijom atoma argona koja se najvećim delom odigrava elektronskim udarom, a manje u sudarima jona i/ili atoma argona sa atomima argona. Manjim delom joni argona nastaju u prikatodnoj oblasti, a većim delom u oblasti negativnog svetljenja odakle difunduju u prikatodnu oblast. U prikatodnoj oblasti joni su ubrzani električnim poljem i usmeravaju se ka katodi. Na tom putu sudaraju se najviše sa atomima matričnog gasa koji su najzastupljeniji. 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, date naponom pražnjenja. Joni argona se neutralizuju na katodi i znatan deo njih se reflektuje nazad u prikatodnu oblast. Ako su reflektovani atomi brzi u kasnijim sudarima mogu da proizvedu jone koji svojim zračenjem doprinose spektralnim linijama. 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 eksitovanih 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

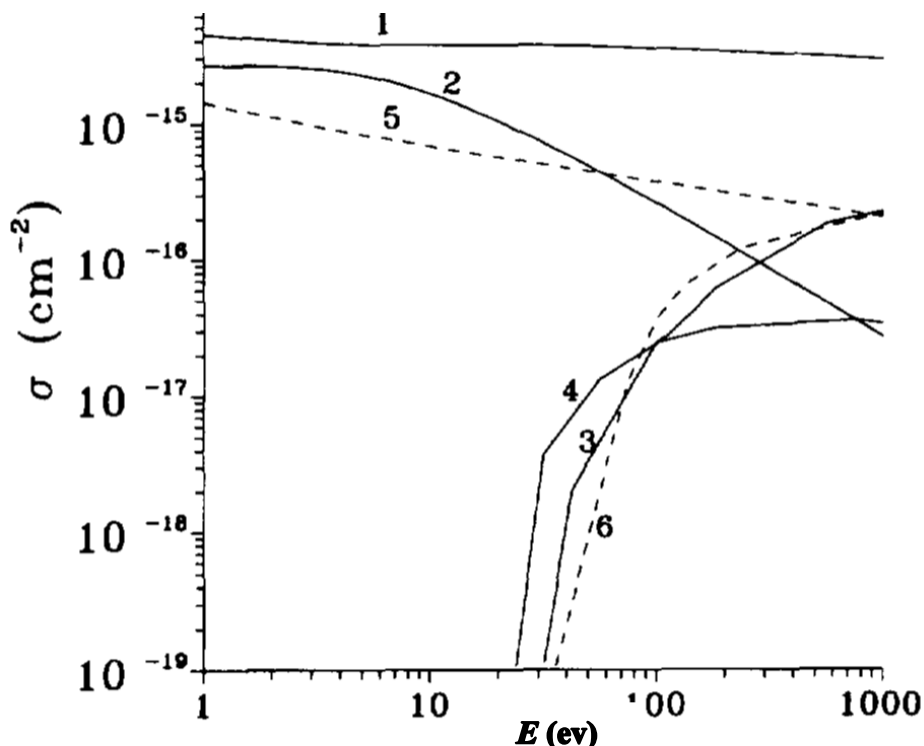
sa raspršenim atomima materijala katode koja se koristi. U takvim sudarima može doći do ekscitacije jona koji zbog sudara biva skrenut sa pravca kretanja i tako doprinosi formiranju spektra.

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 [115] 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 [115].

Efikasni preseki σ za različite procese na slici 6.2.1. predstavljeni su: 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. [115]

Na slici 6.2.2. prikazani su efikasni preseki σ za sledeće sudarne procese brzih jona argona i sporih atoma argona: 1 - simetrična razmena naelektrisanja; 2 - elastični sudari; 3 - jonizacija jonskim udarom; 4 - ekscitacija u metastabilno stanje u sudaru sa atomom. 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 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 biti ponovo jonizovani što dovodi do multiplikacije elektrona. Ovaj process 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 process 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 nastanka jedanput jonizovanih atoma (tj. jona) Ar^{+} :

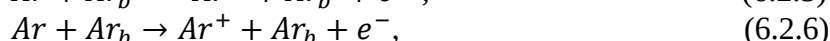
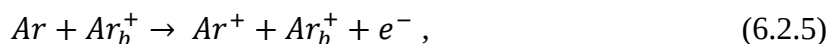


Ekscitacija elektronskim sudarom dovodi do nastanka ekscitovanih atoma iz atoma argona u osnovnom stanju, te stoga ne daje direktan doprinos formiranju profila jonskih linija, već samo indirektan doprinos preko formiranja distribucije metastabila:



Jonizacija i ekscitacija sudarom jona argona i atoma argona i atoma argona sa drugim atomom argona ovi procesi su analogni sa gorepomenutim procesima izazvanim elektronskim sudarom. Ako joni i atomi argona poseduju dovoljno veliku energiju oni mogu da izazovu jonizaciju i ekscitaciju atoma argona. Efikasni presek raste sa porastom energije elektrona, ali su krive pomerene ka većim energijama jer su mase jona i atoma mnogo veće. Ovi procesi postaju važniji 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.

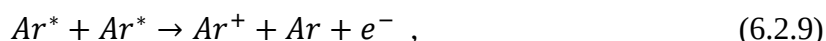
Ovi procesi se odvijaju po sledećoj shemi za jonizaciju:



i za ekscitaciju:



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 značajnije promene kinetičke energije jona ukoliko je katoda sačinjena od materijala atomske mase veće u odnosu na masu jona argona.

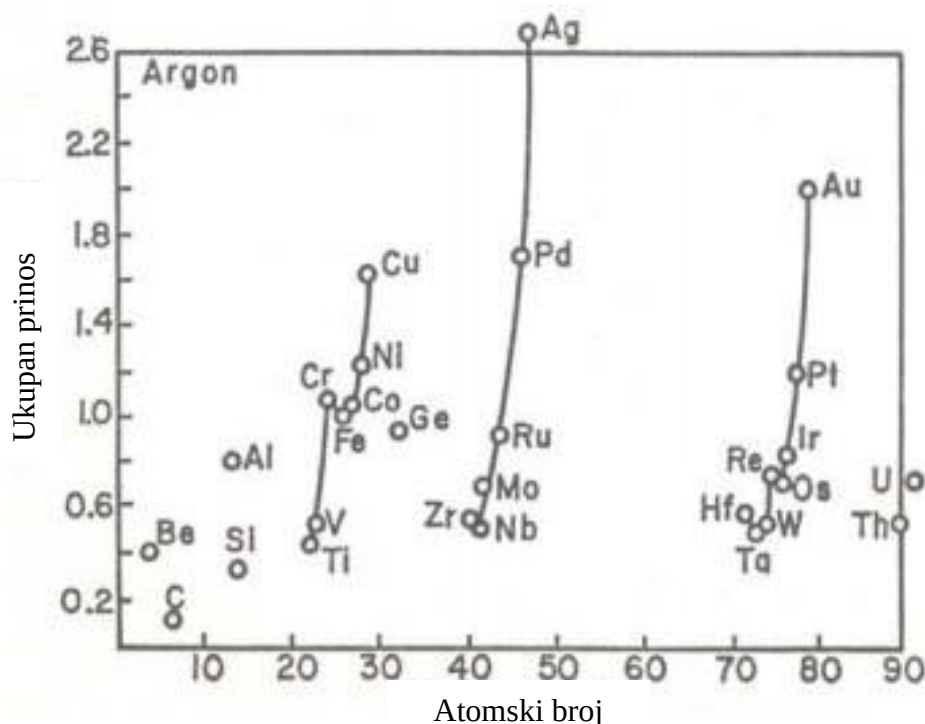
Elastični sudari jona argona sa atomima katodnog materijala dovodi do značajne promene kinetičke energije jona u slučaju velike mase atoma katodnog materijala. Proces doprinosi formiranju distribucije jona te utiče na formiranje profila jonskih linija a odvija se po shemi:



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 u pražnjenju 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 sistema, videti sliku 6.2.3. Porast ukupnog prinosa dovodi se u vezu sa popunjavanjem elektronske ljuske, posebno d orbitale. Prema [116], kako se ljuska mete popunjave postaje sve teže da čestice-projektili 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 [117].

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 proširenih oblika jonskih linija Ar II u prikatodnoj oblasti

Na osnovu teorijskog modela, prikazanog u radu [88] 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:

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

koja predstavlja sumu dva Gaussiana:

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

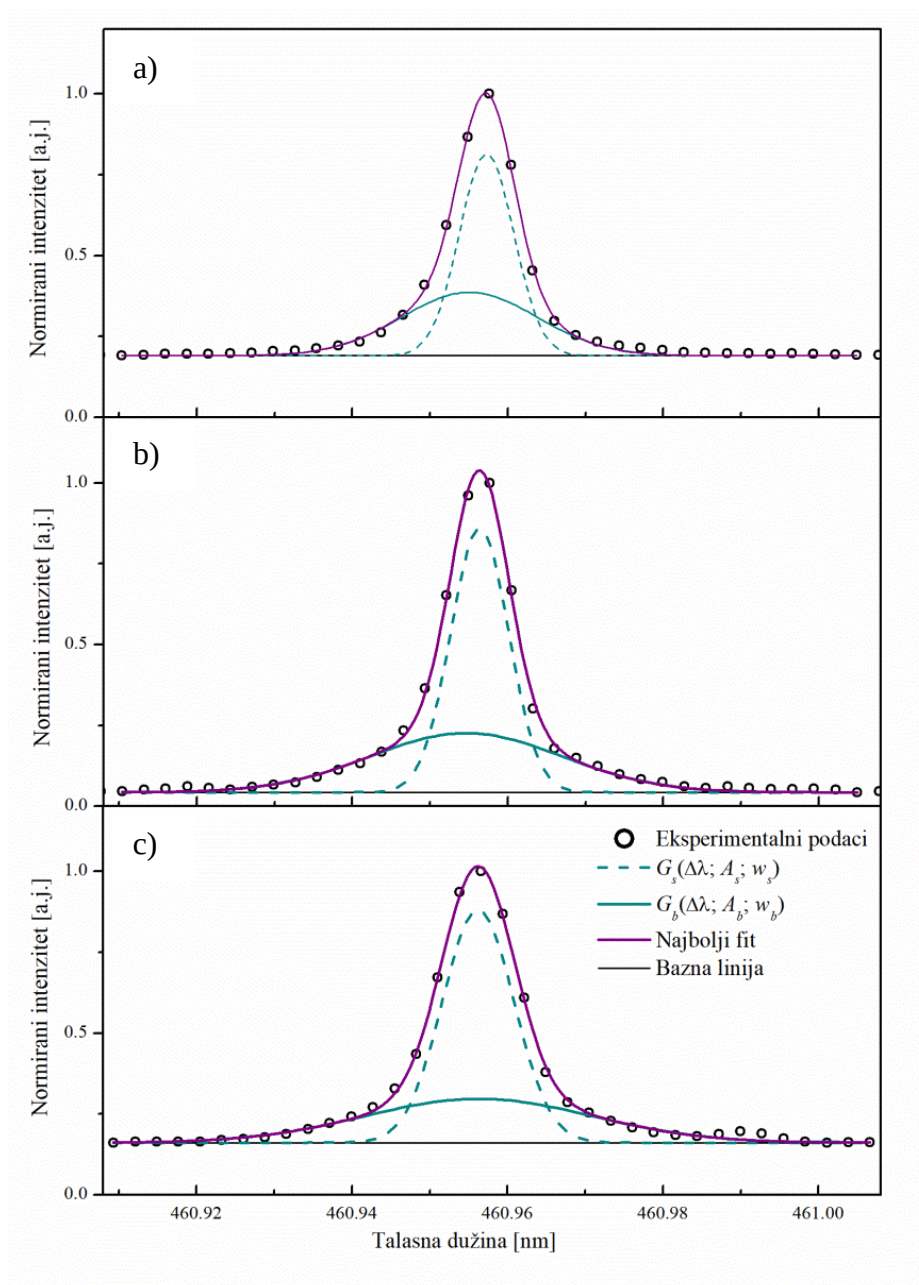
i gde je b bazna linija ukupnog profila jonske linije.

Svaki od Gaussian odreden je sa dva parametra: površinom A ispod profila i punom širinom na polovini maksimuma linije w . U jednačini (1), $*$ označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom $\mathfrak{I}$, koji je takođe Gaussian:

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

čija poluširina iznosi 8,2 pm.

U modelnoj funkciji $I_{\text{mod}}(A, w, \Delta\lambda, b)$, prvi Gaussian $G_s(\Delta\lambda, A_s, w_s)$ opisuje uski centralni maksimum jonske linije koji nastaje zračenjem koje emituju spori ekscitovani joni argona, a Gaussian $G_b(\Delta\lambda, A_b, w_b)$ 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 (1).

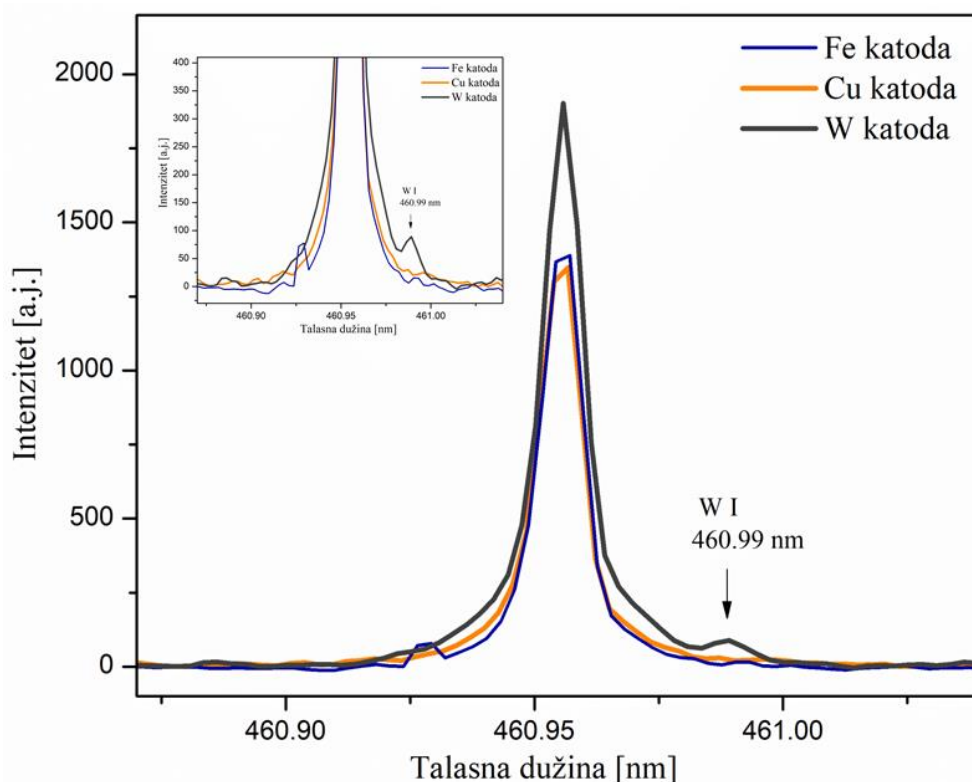


Slika 6.3.1. - Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije (tačke) Ar II 460,96 nm snimljeni sa strane na različitim katodnim materijalima: a) katoda od gvožđa; b) katoda od bakra; c) katoda od volframa. Uslovi pražnjenja su isti kao na slikama 6.1.2. , 6.1.3. i 6.1.4. , redom.

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

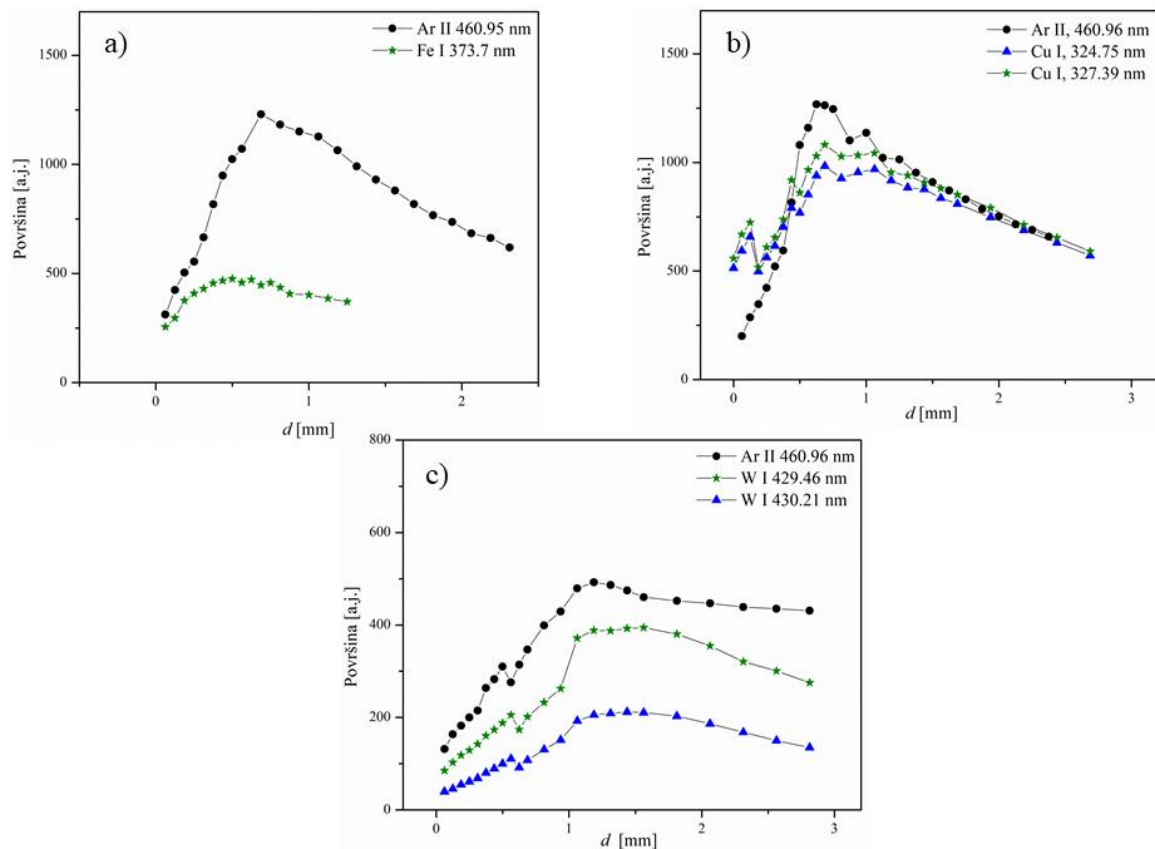
Poznato je da izbor katodnog materijala utiče na dužinu prikatodne oblasti. Pražnjenje je stabilnije ako katodni materijal lako emituje sekundarne elektrone i tada ima kraću prikatodnu oblast. Od katodnog materijala, tj. od razlike atomske mase materijala od kog je sačinjena katoda i mase radnog gasa, 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.



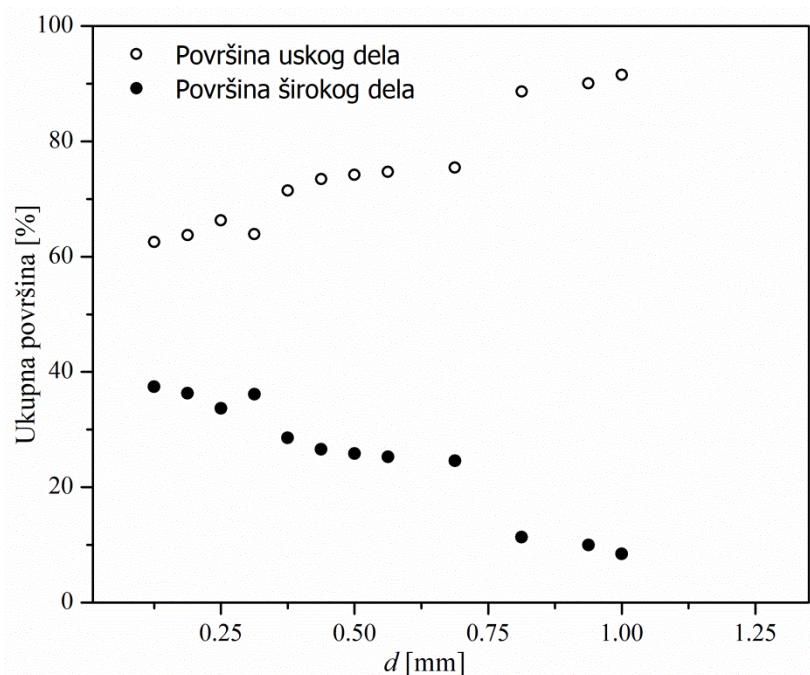
Slika 6.4.1. - Eksperimentalni oblici jonske spektralne linije Ar II 460,96 nm snimljeni sa strane na različitim katodnim materijalima: Uslovi pražnjenja za različite katode dati su na slikama 6.1.3. , 6.1.4. i 6.1.5.

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 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.

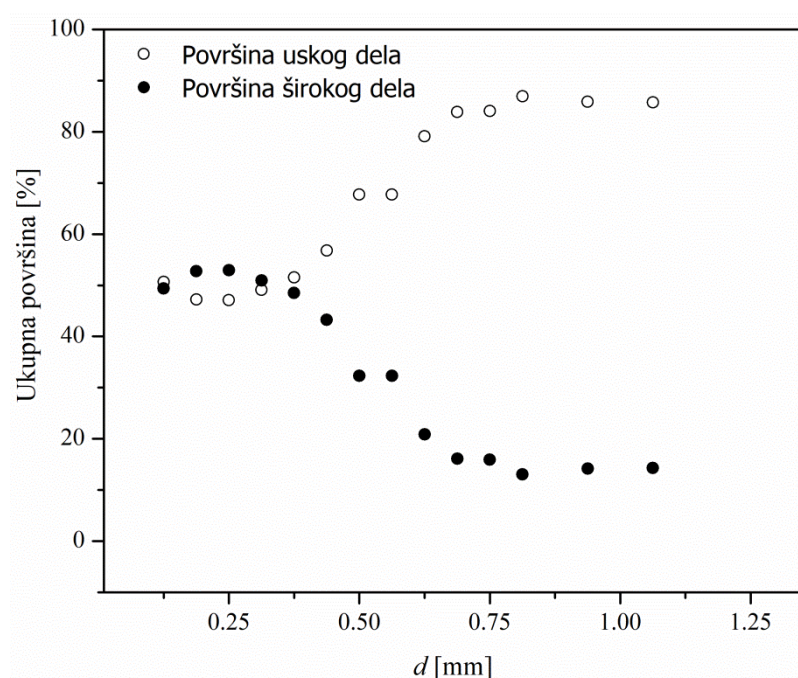


Slika 6.4.5. – Intenziteti jedanput jonizovane linije argona Ar II 406,96 nm zajedno sa intenzitetima rezonantnih linija katodnog materijala snimljeni na različitim aksijalnim pozicijama duž pražnjenja. Uslovi pražnjenja: a) katoda od gvožđa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 555$ V ; b) katoda od bakra, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 560$ V c) katoda od volframa, $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 650$ V.

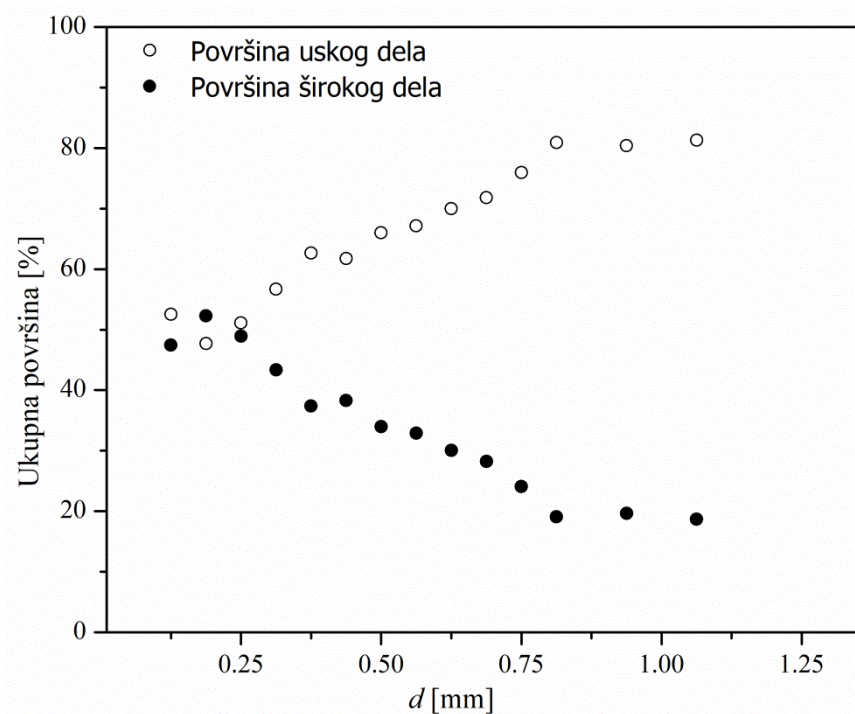
Dalje su analizirani relativni doprinosi površina uskog centralnog i proširenog dela u ukupnom profilu jonskih spektralnih linija argona. Na slikama 6.4.3. - 6.4.5 primećuje se da relativni doprinos površine uskog dela raste sa povećanjem rastojanja od površine katode, dok relativni doprinos površine proširenog dela opada. Kao ilustraciju prikazujemo liniju Ar II 460,96 nm, ali viđeno je da i ostale uočene 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, koji imaju veću atomsku masu od argona, 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 na katodi od gvožđa kod abnormalnog tinjavog pražnjenja u čistom argonu. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 6.1.3. Površine uskog i proširenog dela su određene fitovanja profila sa dva Gaussian-a, modelnom fukcijom (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 na katodi od bakra. Uslovi pražnjenja isti kao na slici 6.1.4.

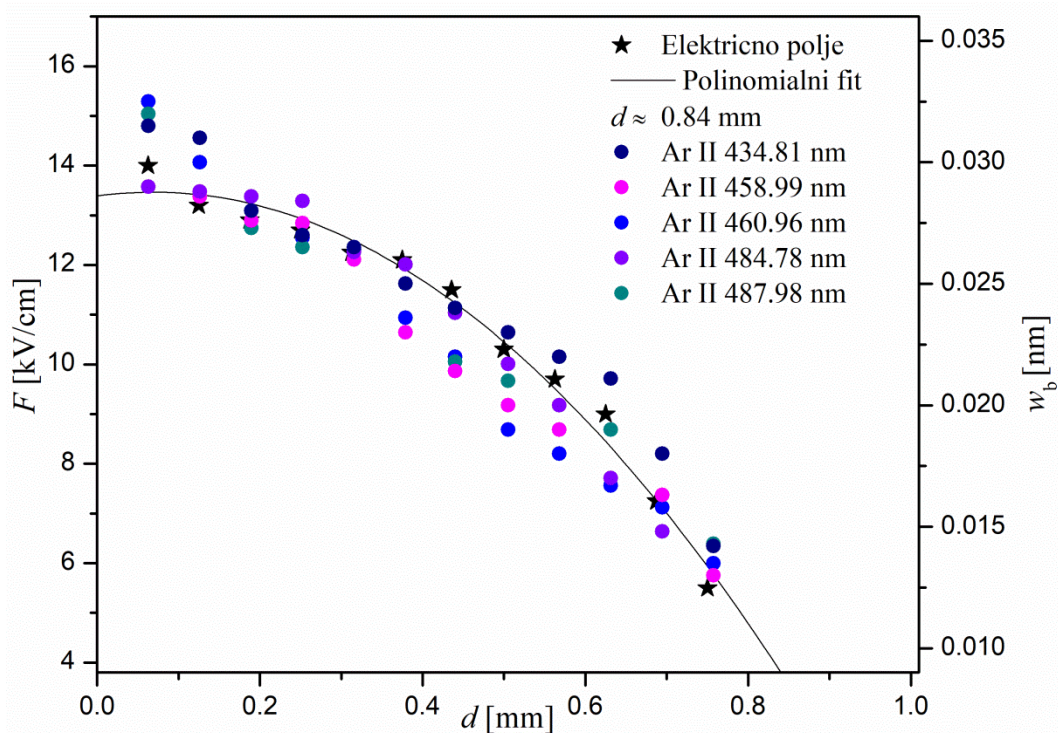


Slika 6.4.4. - Relativni doprinos uskog dela i proširenog dela, ukupnoj površini ispod krive spektralne linije Ar II 406,96 nm na katodi od volframa. Uslovi pražnjenja su isti kao na slici 6.1.5.

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

Tokom 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 , Gausijana 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 522,127nm i Ar I 518,775 nm. Ovde je korišćena ista procedura i određena je jačina električnog polja preko linije Ar I 522,127 nm. Merenje je sprovedeno do vrednosti od približno 5 kV/cm. Ispod ove vrednosti jačine električnog polja, određivanje vrednosti veličina od značaja 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 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 jednačinom:

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

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 4 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	$1,00 \cdot 10^{-5}$ ($2,1 \cdot 10^{-6}$)	$1,33 \cdot 10^{-3}$ ($2,67 \cdot 10^{-4}$)	$4,43 \cdot 10^{-5}$ ($1,29 \cdot 10^{-5}$)
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 jednačinom:

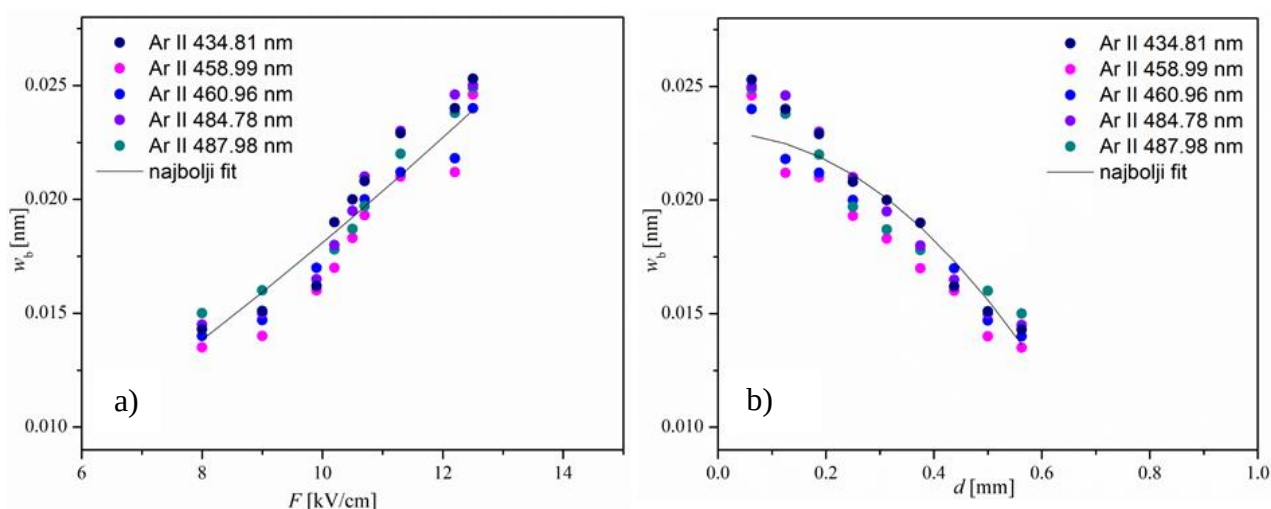
$$w_b = n - m * d^2, \quad (6.5.2)$$

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.

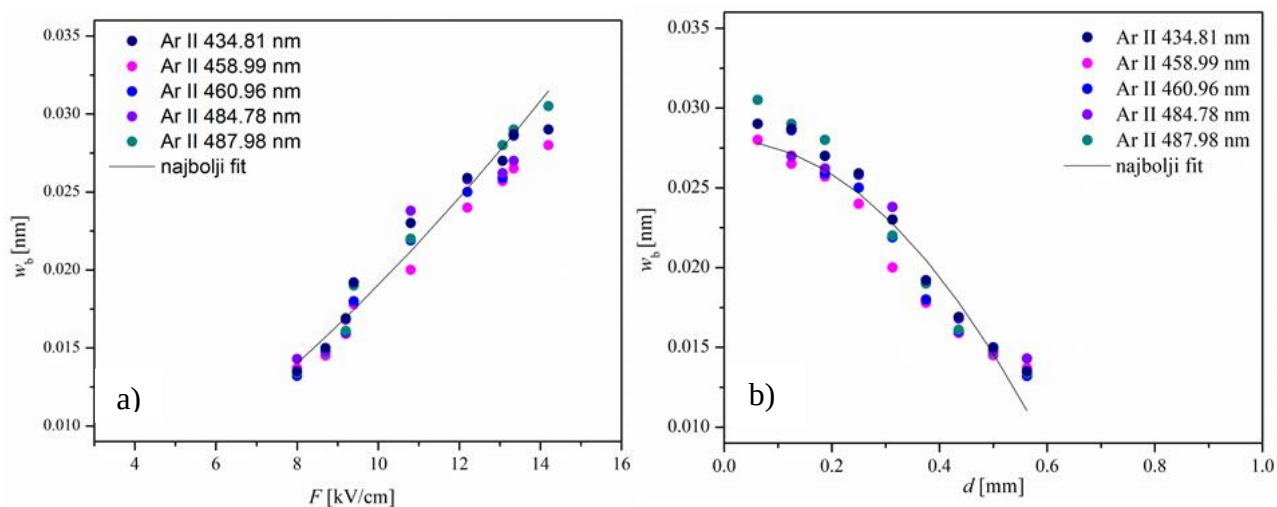
Tabela 6.3. Vrednosti parametara dobijenih fitovanjem pomoću jednačine (6.5.2).

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	$2,8 \cdot 10^{-2}$ ($8,45 \cdot 10^{-4}$)	$5,36 \cdot 10^{-2}$ ($5,25 \cdot 10^{-3}$)
volfram	$2,92 \cdot 10^{-2}$ ($7,72 \cdot 10^{-4}$)	$3,11 \cdot 10^{-2}$ ($2,78 \cdot 10^{-3}$)

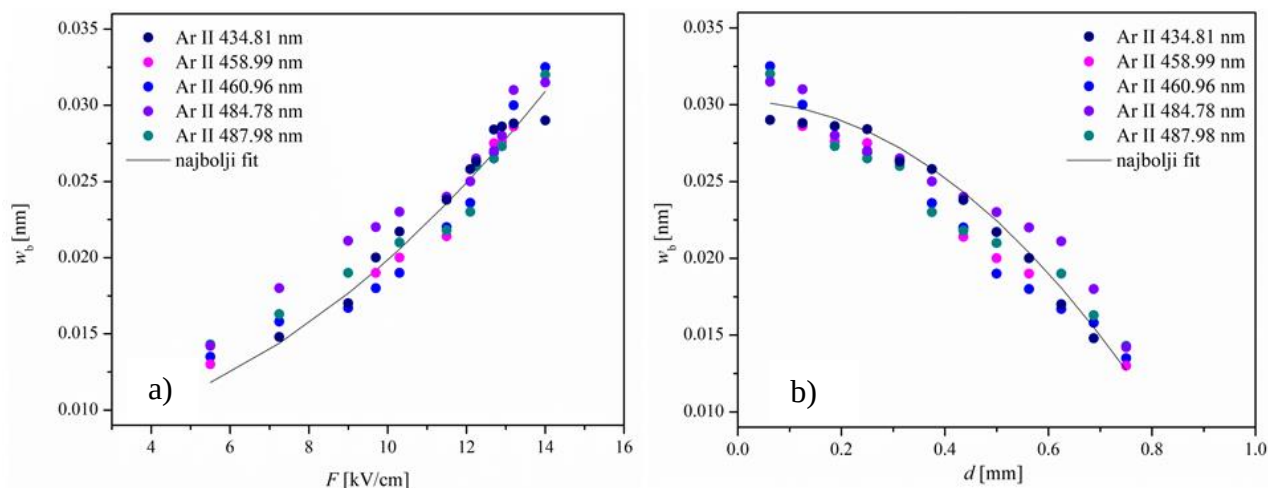
Zavisnost poluširine proširenih komponenti w_b za posmatrane jonske linije argona Ar II od jačine električnog polja i rastojanja od katode prikazane su na slikama 6.5.2. – 6.5.4.



Slika 6.5.2. - a) Eksperimentalni podaci (tačke) označavaju poluširinu w_b na polovini maksimuma proširenog dela linija argona Ar II na talasnim dužinama 458,99 nm, 460,96 nm i 487,98 nm u zavisnosti od jačine električnog polja. Linijom je predstavljen najbolji fit dobijen uz pomoć jednačine (6.5.1). b) Zavisnost w_b od rastojanja od katode d . Linijom je predstavljen najbolji fit dobijen uz pomoć jednačine (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

U ovom poglavlju analizirani su profili jedanput jonizovanih spektralnih linija argona Ar II u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog tinjavog pražnjenja. Za merenja su korišćene tehnike optičke emisije spektroskopije. Sva merenja su izvršena u čistom argonu na pritisku od 4,5 mbar.

Profili spektralnih linija Ar II simljenih u vidljivom delu spektra imaju kompleksan oblik, koji se sastoji od uskog centralnog dela i proširenih krila. Taj oblik je posledica brojnih elementarnih procesa i ukazuje na prisustvo najmanje dve grupe pobuđenih atoma argona sa različitim energijama koje utiču na formiranje profila.

Proučavani su profili jonskih linija argona na tri različita katodna materijala i ustanovljeno je da katodni materijal, odnosno razlika atomskih masa materijala katode i argona, ima veliku ulogu u formiranju krila. Na katodi od volframa, koji ima najveću masu snimljeni su profili sa većom poluširinom proširenih krila u odnosu na katodu od bakra i gvožđa.

Predložena je modelna funkcija za fitovanje ovih profila koja nam omogućava da odredimo poluširine uskog centralnog dela i proširenih krila.

Određivanjem poluširina proširenih komponenti izučavanih jonskih linija argona i korišćenjem odgovarajućih jednačina, omogućen je još jedan brz i jednostavan način procene raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti abnormalnog Grimm-ovog tinjavog pražnjenja.

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. Ona zavisi od ubrzanja naelektrisanih čestica, njihovih putanja, kinetičke energije, kao i od raspršivanja katodnog materijala. Gasna temperatura je takođe parametar od velike važnosti i ne može biti zanemaren. Od gasne temperature zavisi brzina hemijskih reakcija, a vibraciono pobuđeni molekuli su veoma značajni u hemijskim istraživanjima plazme.

Za određivanje gasne temperature najviše se koristi Fulcher- α traka [118-123], jer nema perturbacija, a spektralne linije se nalaze u vidljivom delu spektra i velikog su intenziteta. Takođe, u literaturi je pokazano [124-127] 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 [128].

U ovom poglavlju prikazani su rezultati objavljeni u [129 i 130], a prikazuje eksperimentalne rezultate 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. 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 [14,16,17], koja je prilagođena za 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 istraživanja može se naći u [11] i referencama citiranim u tom radu, kao i istraživanjima pomenutim u poglavlju 4. Zračenje emitovano na talasnoj dužini λ u nultom električnom polju, u prisustvu električnog polja tj. nenultom električnom polju, cepa se na veliki broj komponenti usled Stark-ovog efekta. Svaka komponenta pokazuje pomeraj talasne dužine za iznos sE , koji je linearno proporcionalan s , i ima relativni intenzitet c . Za opisivanje Stark-ovog cepanja koristi se manifold Stark-ovih koeficijenata pomeraja s_j i Stark-ovih koeficijenata intenziteta c_j , gde indeks j označava broj Stark-ovih komponenti za linijski profil 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. U merenjima sa strane, koja su rađena za potrebe ove teze, 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 njegova vrednost F zavisi isključivo od rastojanja od katode.

Najjednostavniji način za određivanje jačine električnog polja naziva se metoda separacije maksimuma (*peak-to-peak*) i izražava se:

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

gde s označava vrednost koeficijenta Stark-ovog pomeraja za izabranu komponentu, a Stark-ov pomeraj za spektralnu liniju koja pokazuje Stark-ov efekat prikazuje se kao $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{p-p}/2$. Ovde, $\Delta\lambda_{p-p}$ označava *peak-to-peak* razdaljinu, merenu između dve najjače Stark-ove komponente koje su jednako udaljene od centra, od kojih jedna ima crveni, a druga plavi pomak. Ovaj metod nije pogodan za određivanje nižih vrednosti električnog polja, 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 poklapaju. Korišćenjem ovakve funkcije možemo da proširimo opseg vrednosti koji možemo da merimo. Ovakav pristup omogućava nam da detektujemo pikove i merimo manju distancu među njima čak i kada nisu jasno vidljivi. Ova tehnika dozvoljava nam da merimo niske vrednosti jačine električnog polja približno do vrednosti od 1kV/cm.

Raspodela jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti pražnjenja određena je fitovanjem eksperimentalnih profila π -polarizovane H_α linije vodonika Balmerove serije. Modelna funkcija koju koristimo za fitovanje, biće detaljno objašnjena u nastavku teksta. Ova funkcija napravljena je tako da daje najbolje slaganje između najboljih profila dobijenih fitovanjem i eksperimentalno snimljenih profila.

$$I(\Delta\lambda; F) = b + \mathfrak{I} * \left\{ G(\Delta\lambda; H_1, c_1, w_1) + G(\Delta\lambda; H_2, c_2, w_2) + G(\Delta\lambda; H_3, c_3, w_3, w_3) + \right. \\ \left. + S_F * \left[G(\Delta\lambda; zH_1, c_1, w_1) + G(\Delta\lambda; zH_2, c_2, w_2) + G(\Delta\lambda; zH_3, c_3, w_{L3}, w_3) \right] \right\}, \quad (7.1.2)$$

gde b predstavlja baznu liniju, $\mathfrak{I}$ 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 pišemo kao sumu tri Gauss-a,

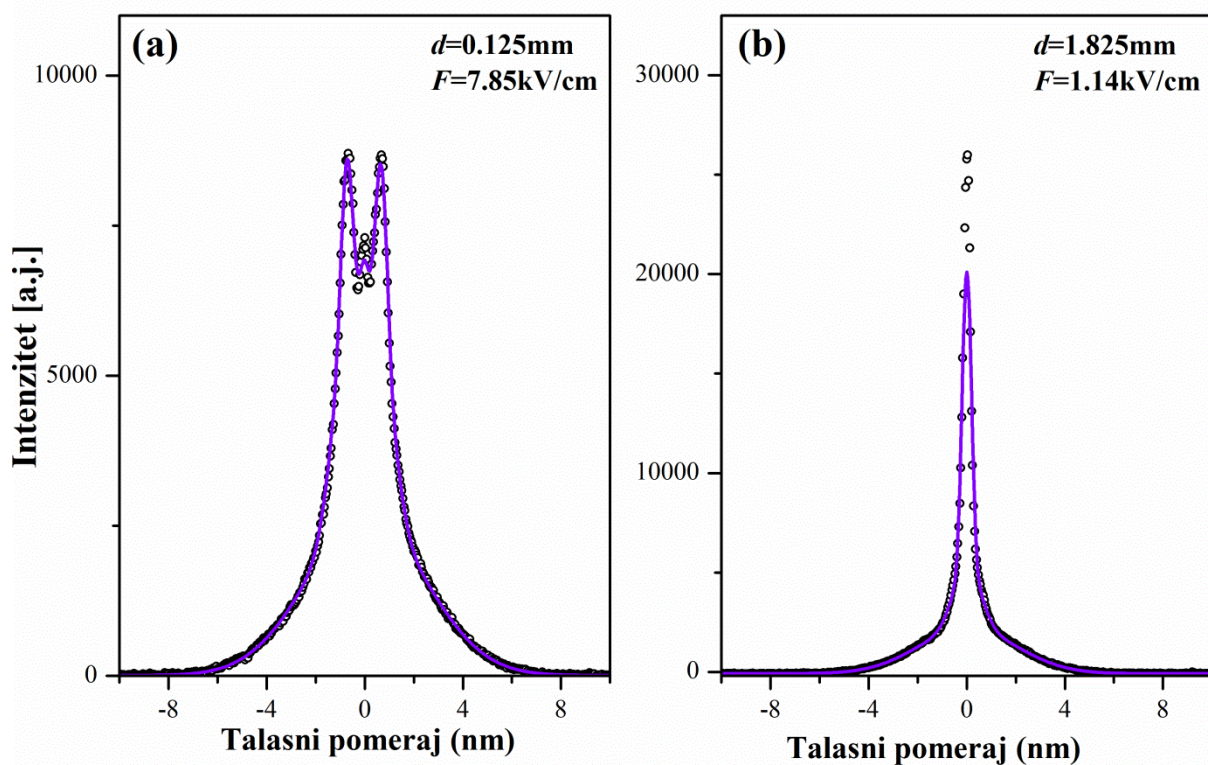
$$G(\Delta\lambda; H, c, w) = H \exp \left[- \left(2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\Delta\lambda - c}{w} \right)^2 \right]. \quad (7.1.4)$$

U (7.1.2) $*$ označava konvoluciju sa instrumentalnim profilom $\mathfrak{I}$, a S_F operator Stark-ovog pomeraja pod uticajem električnog polja F i ima oblik:

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

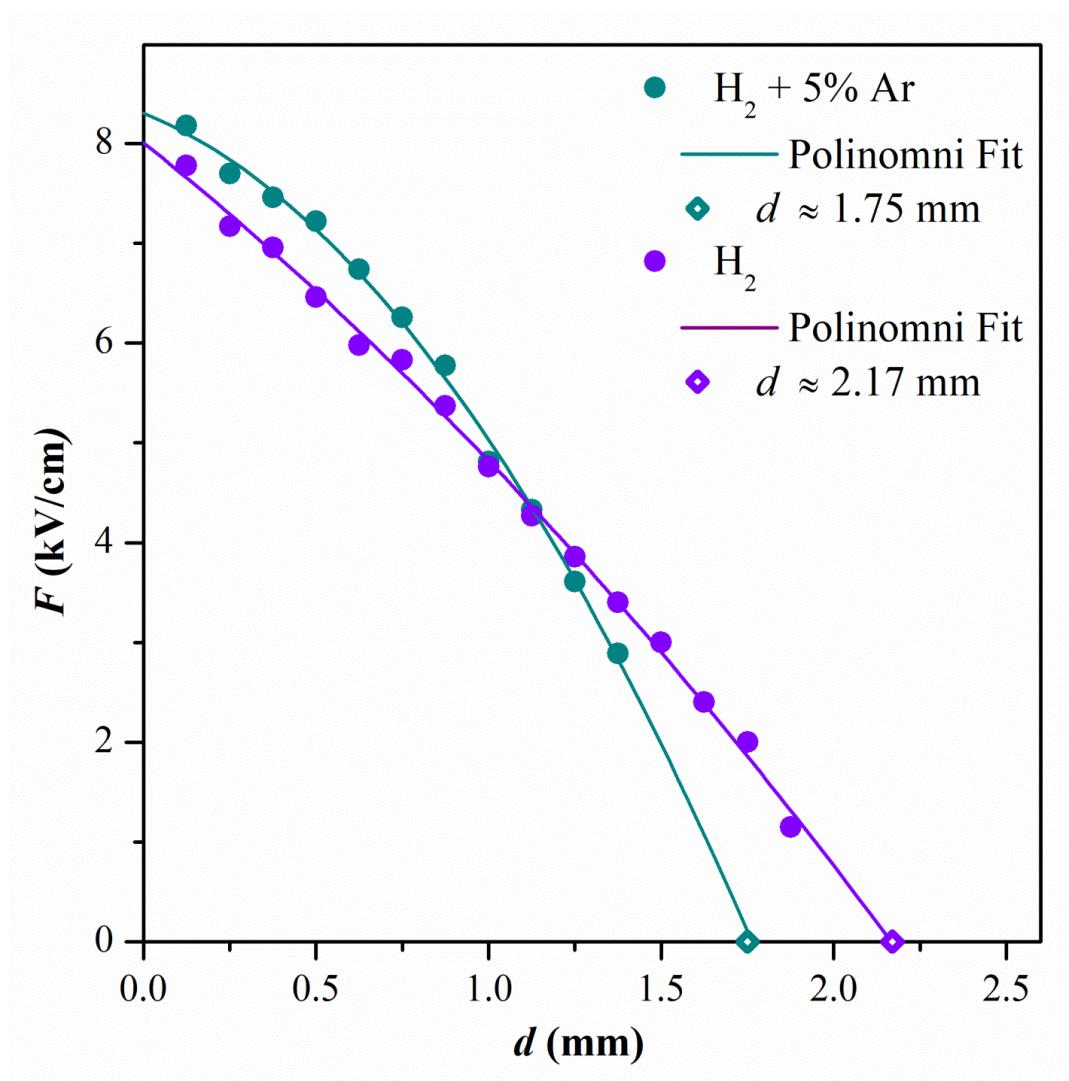
gde je δ Dirac-ova delta funkcija, s_j su koeficijenti Stark-ovog pomeranja iz odgovarajućeg Stark-ovog manifold, a c_j koeficijenti Stark-ovog intenziteta za π - polarizovane linije vodonika H_α .

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 legend, 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 odgovarajućom polinomnom funkcijom koja u preseku sa x-osom na kojoj je prikazana razdaljina od katode daje granicu prikatodne oblasti. Ovi rezultati pokazuju da je granica prikatodne oblasti u čistom vodoniku 2,17 mm dok u smeši vodonika i argona ona iznosi 1,75 mm. 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.

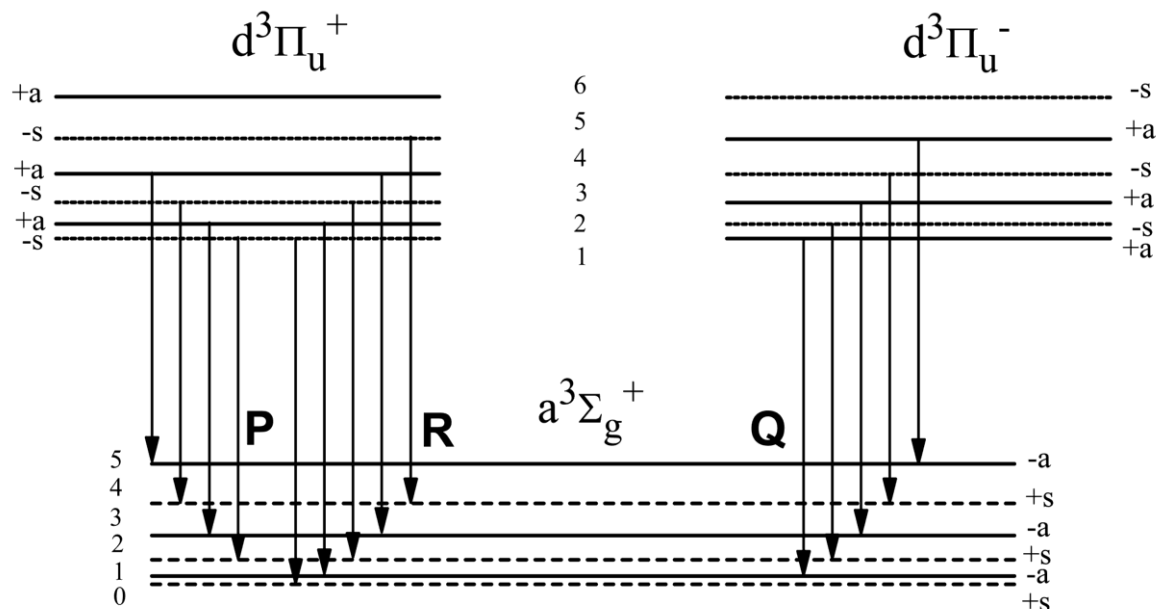


Slika 7.1.2. : Eksperimentalna raspodela jačine električnog polja od rastojanja u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog pražnjenja. Eksperimentalne vrednosti (tačke) određene su korišćenjem modelne funkcije (2) za π -polarizovan profil H_α linije. Pune linije predstavljaju polinomni fit eksperimentalnih podataka, a granica prikatodne oblasti određena je kao presek sa x-osom. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra, $p = 4,5 \text{ mbar}$, $I = 11 \text{ mA}$, and $U = 889 \text{ V}$ u čistom H_2 , i $p = 4,5 \text{ mbar}$, $I = 12 \text{ mA}$, $U = 775 \text{ V}$ u $H_2 + 5\% \text{ Ar}$.

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

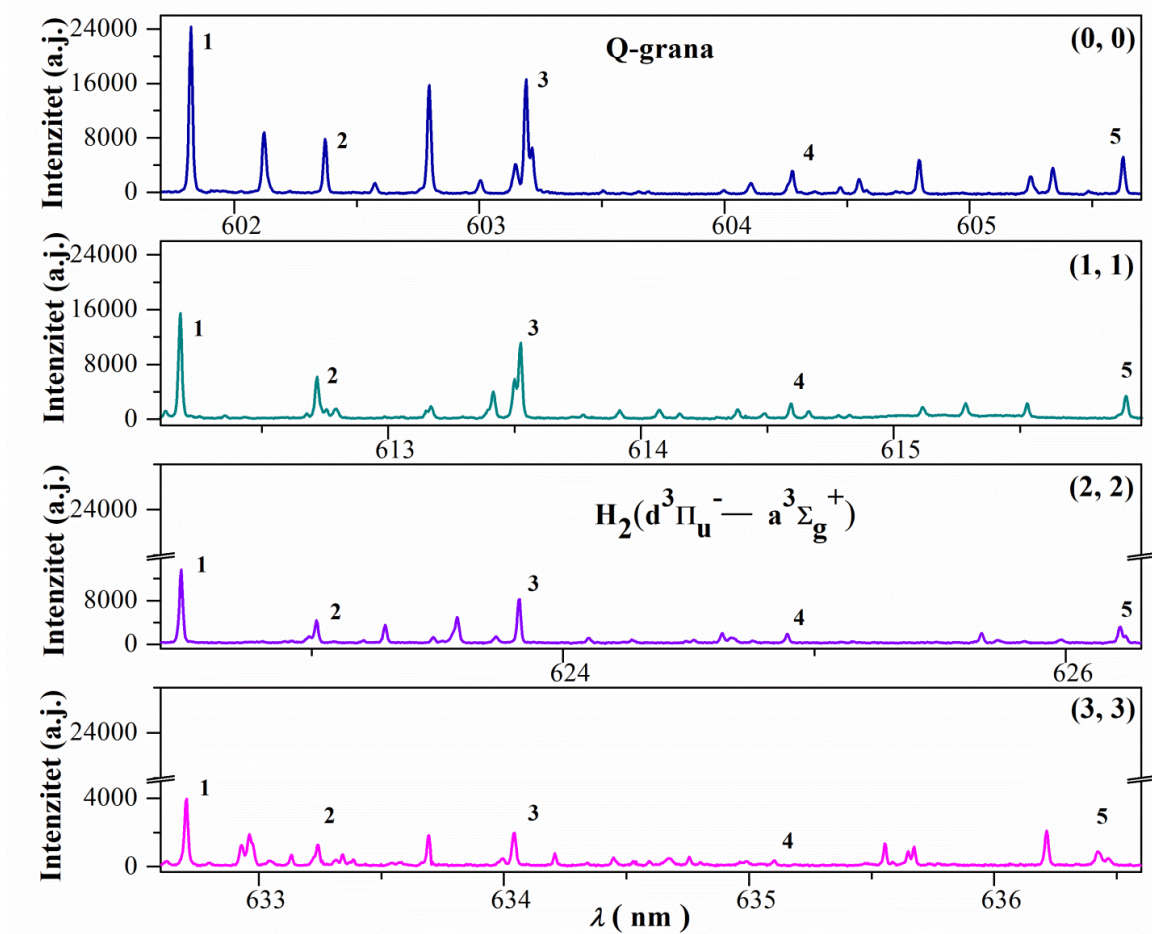
U dijagnostici plazme najčešće se koriste spektralne linije Q-grane Fulcher- α sistema molekulskih traka molekula vodonika, koje odgovaraju elektronskom prelazu ($d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+$). Ove linije su intenzivne i nalaze se u vidljivom delu spektra.

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 [124, 131]. U spontanoj emisiji u $a^3\Sigma_g^+$ stanje, $d^3\Pi_u^-$ stanje 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 [132,133]. 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 [118].



Slika 7.2.1. : Rotaciona struktura prelaza $d^3\Pi_u(\nu', N') \rightarrow a^3\Sigma_g^+(\nu'', N'')$ Fulcher- α sistema za elektronski prelaz $\nu' = \nu'' = 0$ [22].

Za potrebe doktorske disertacije u Grimm-ovom izvoru pražnjenja sa čistim vodonikom i smešom vodonik-argon (95% H_2 +5% Ar) snimljene su spektralne linije Q-grane Fulcher- α sistema $d^3\Pi_u^-, \nu' \rightarrow a^3\Sigma_g^+, \nu''$ ($\nu' = \nu'' = 0, 1, 2, 3$). 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 pruzeti iz [128], intenzivne i razdvojene.



Slika 7.2.2. : Emisioni spektar rotacionih linija Q-grana $\nu' = \nu'' = 0, 1, 2, 3$ $d^3\Pi_u^- \rightarrow a^3\Sigma_g^+$ 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 temperatura

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 emisionne spektralne linije za rotaciono-vibracioni prelaz između dva elektronska stanja $(n', \nu', N' \rightarrow n'', \nu'', N'')$ predstavlja broj fotona emitovanih po jedinici zapremine u sekundi i u slučaju optički tanke plazme prema [133] proporcionalan je naseljenosti gornjeg energijskog stanja $N_{n', \nu', N'}$ [cm^{-3}] i verovatnoći prelaza za spontanu emisiju $A_{n'', \nu'', N''}^{n', \nu', N'}$ [s^{-1}]:

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

gde n predstavlja kvantne brojeve za opisivanje elektronskog stanja molekula, ν 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 [132,133]:

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

$c_{n', \nu'}$ 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' or 's') i $E_{n', \nu', N'}$ [cm⁻¹] energijski term gornjeg pobuđenog stanja i jednak je 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 [134-136].

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 sprežanja 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 [132].

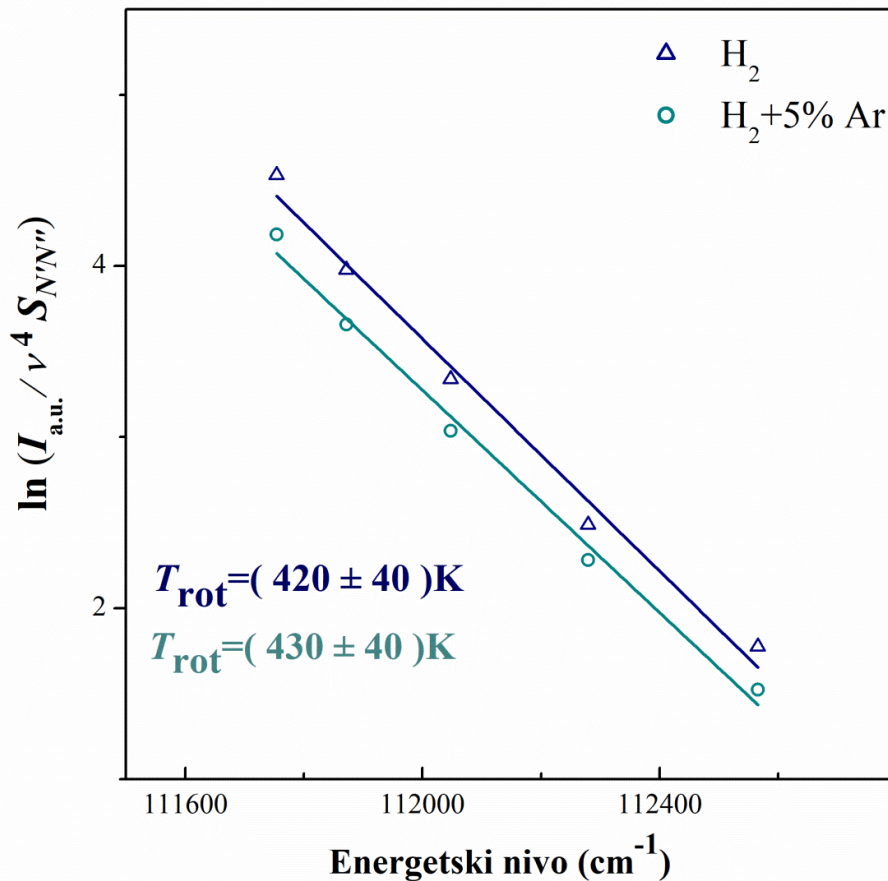
Prema gore pomenutim jednačinama za intenzitet spektralne linije dobija se:

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

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 $\ln\left(\frac{I_{n',v',N'}}{v^4 g_{a.s.} H_{N'N''}}\right)$ 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.

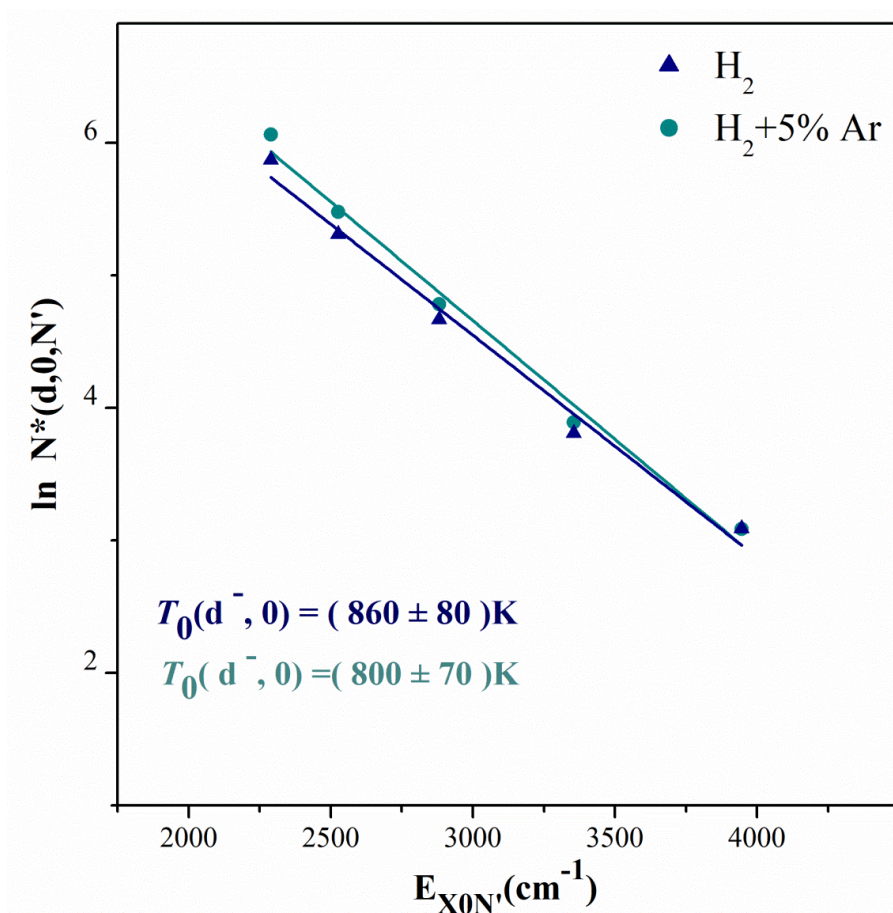
U slučaju kada rotaciona gustina naseljenosti stanja (n',v') prati Boltzmann-ovu raspodelu i kada je vreme translaciono-rotacione relaksacije, u određenom pobuđenom stanju τ_{RT} kraće od vremena života $\tau_{n',v',N'}$, rotaciona temperatura $T_{rot}(n',v')$ pobuđenog stanja može se smatrati gasnom temperaturom [137]. 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 [138, 139].

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 [118,

139]. U tom slučaju logaritam gustine naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenih stanja preračunatih za osnovno $N_{n'\nu'N'}^*$ dobija se kao linearna funkcija energijskih termova stanja $X^1\Sigma_g^+, \nu=0$:

$$\ln N_{n'\nu'N'}^* \equiv \ln \frac{N_{n'\nu'N'}}{g_{a.s.} (2N'+1) \tau_{n'\nu'N'}} = - \frac{hc E_{X0N}}{k T_0(n', \nu')} + const. \quad (7.2.2.7)$$

E_{X0N} je vrednost rotaciono-vibracionog terma osnovnog vibracionog stanja, a $T_0(n', \nu')$ rotaciona temperatura osnovnog stanja određena iz gustine naseljenosti pobuđenog stanja (n', ν') . 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, $p = 4,5$ mbar, $I = 11$ mA, $U = 889$ V u čistom H_2 , i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u smeši $\text{H}_2 + 5\% \text{ Ar}$.

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 [118] dobijamo da je veza između rotacione temperature osnovnog i pobuđenog elektronskog stanja:

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

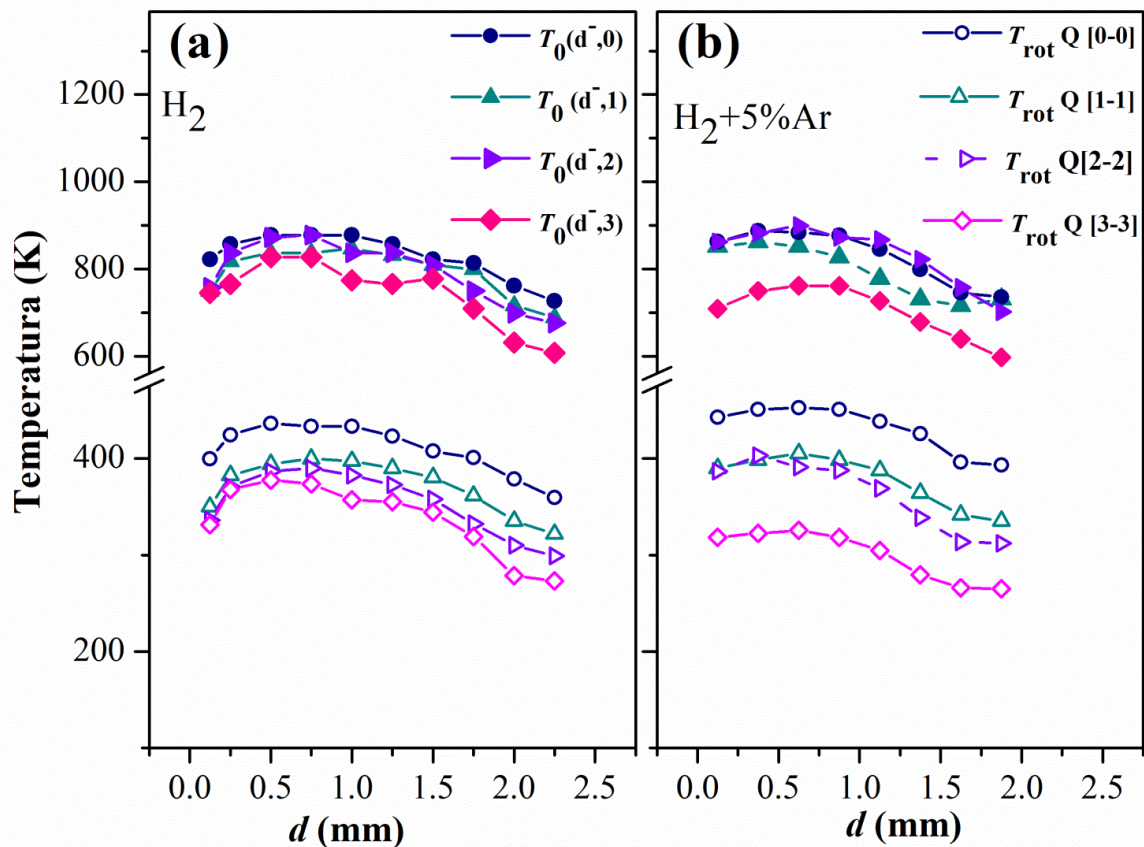
$B_{n'\nu'}$ i B_{X0} su rotacione konstante pobuđenog stanja $d^3\Pi_u$ i osnovnog $X^1\Sigma_g^+$ ($\nu=0$) stanja. Pregled molekularnih konstanti dat je u Tabeli 7.1.

Tabela 7.1. Molekularne konstate za osnovno stanje molekula vodonika i elektronska stanja Fulcher- α sistema. [133].

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 [118], 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 [118] 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%, $T_0(d', \nu'=3)$ je izuzetak sa greškom od $\approx 10\%$, ali to može da bude zbog manjeg intenziteta spektralnih linija.



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

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}):

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

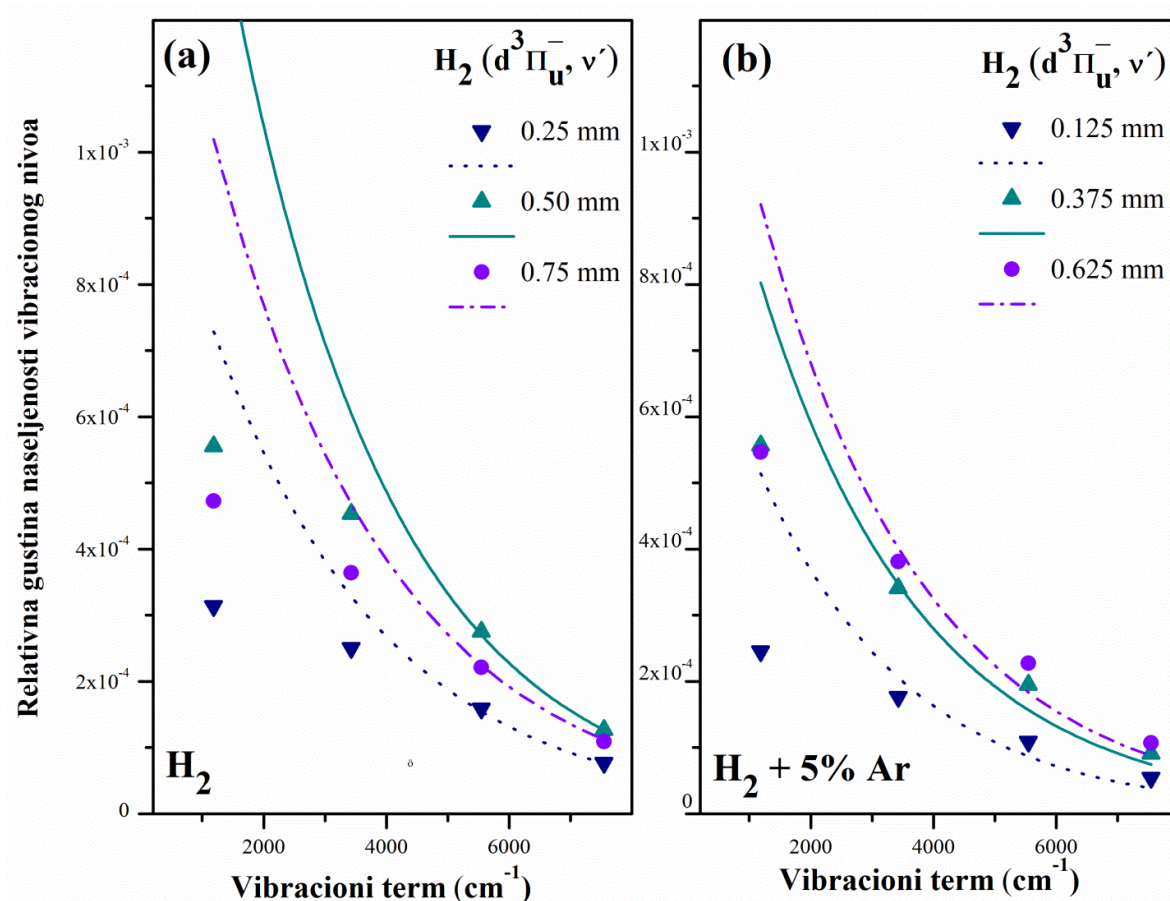
$\nu_{\nu'\nu''}$ je frekvencija prelaza.

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 [22] i navedenim referencama, koristeći formulu:

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

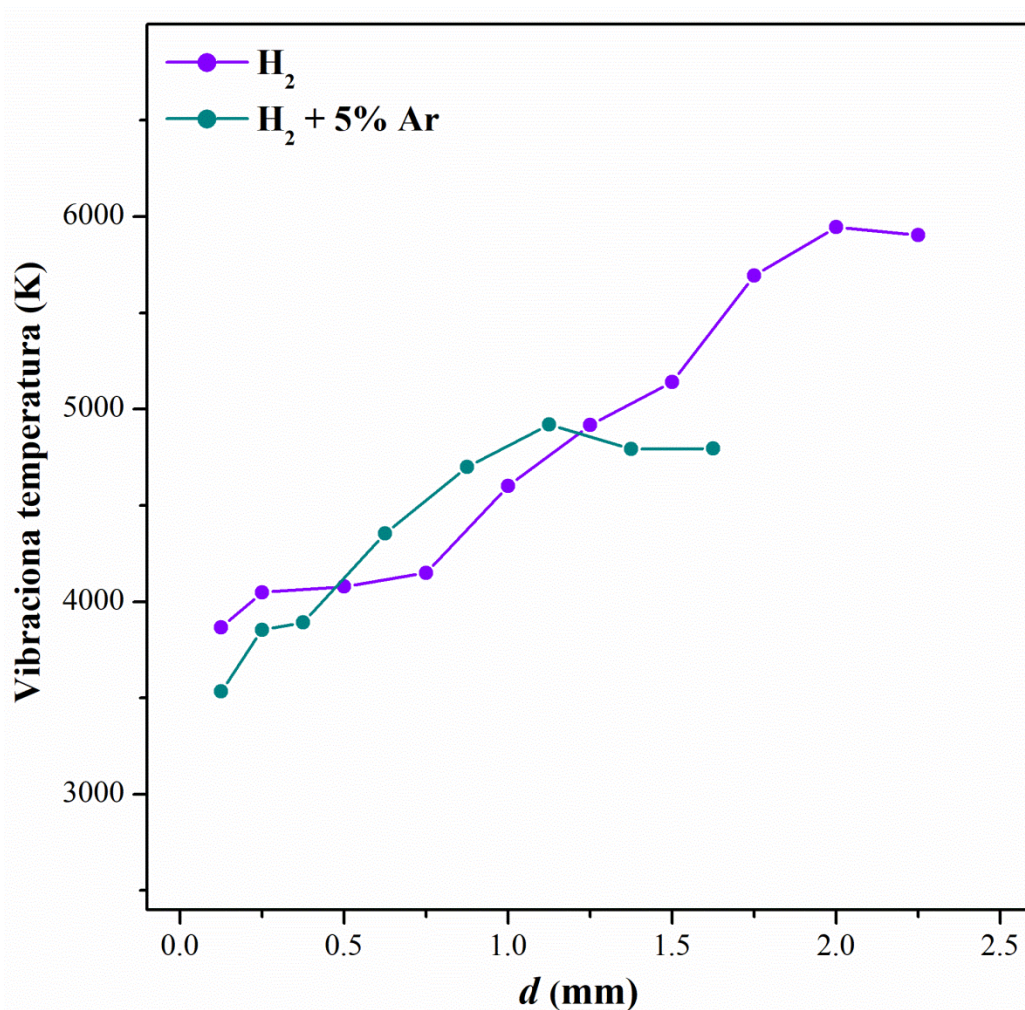
U kojoj $G_{\nu'}$ predstavlja vrednost vibracionog terma gornjeg vibracionog nivoa; $\nu_{\nu'\nu''}$ – frekvenciju i $I_{em}^{\nu'\nu''}$ – intenzitet odgovarajuće trake.

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



Slika 7.2.1.1. : Merene (tačke) i računate (linije) vrednosti gustina naseljenosti vibracionih nivoa H_2 ($d^3\Pi_u^-$). 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 H_2 , i $p = 4,5$ mbar, $I = 12$ mA, $U = 775$ V u $H_2 + 5\% Ar$.

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, $p = 4,5\text{mbar}$; $I = 12\text{ mA}$; $U = 775\text{ V}$; $d = 1,75\text{ mm}$.

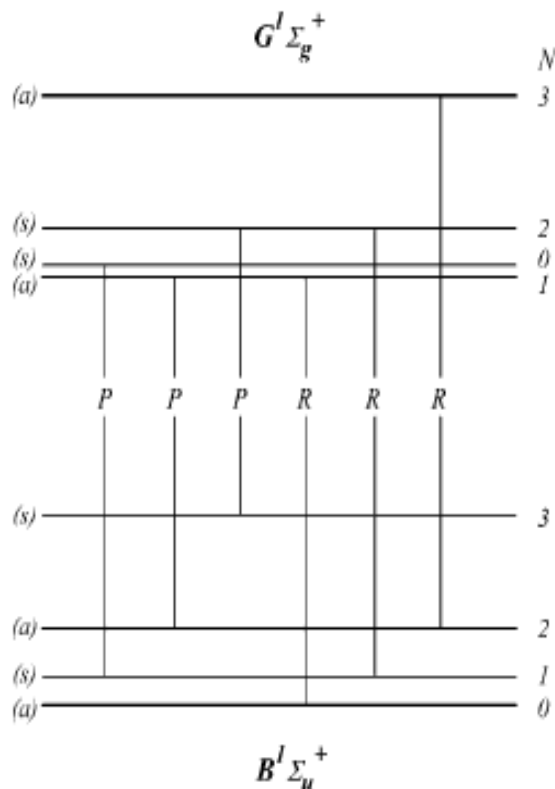
Vrednost vibracionih energijskih termova i verovatnoća prelaza između korišćenih vibracionih nivoa preuzeti su iz [128, 140], a prikazani u Tabeli 7.2.

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 $d^3\Pi_u^-, 3 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, 3$.

$d^3\Pi_u^- - a^3\Sigma_g^+$				
	$\nu_{\nu',\nu''} [\text{cm}^{-1}]$	$A_{\nu',\nu''} [\text{s}^{-1}]$	$E(\nu') [\text{eV}]$	ν'
$\Delta \nu = 0$	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.



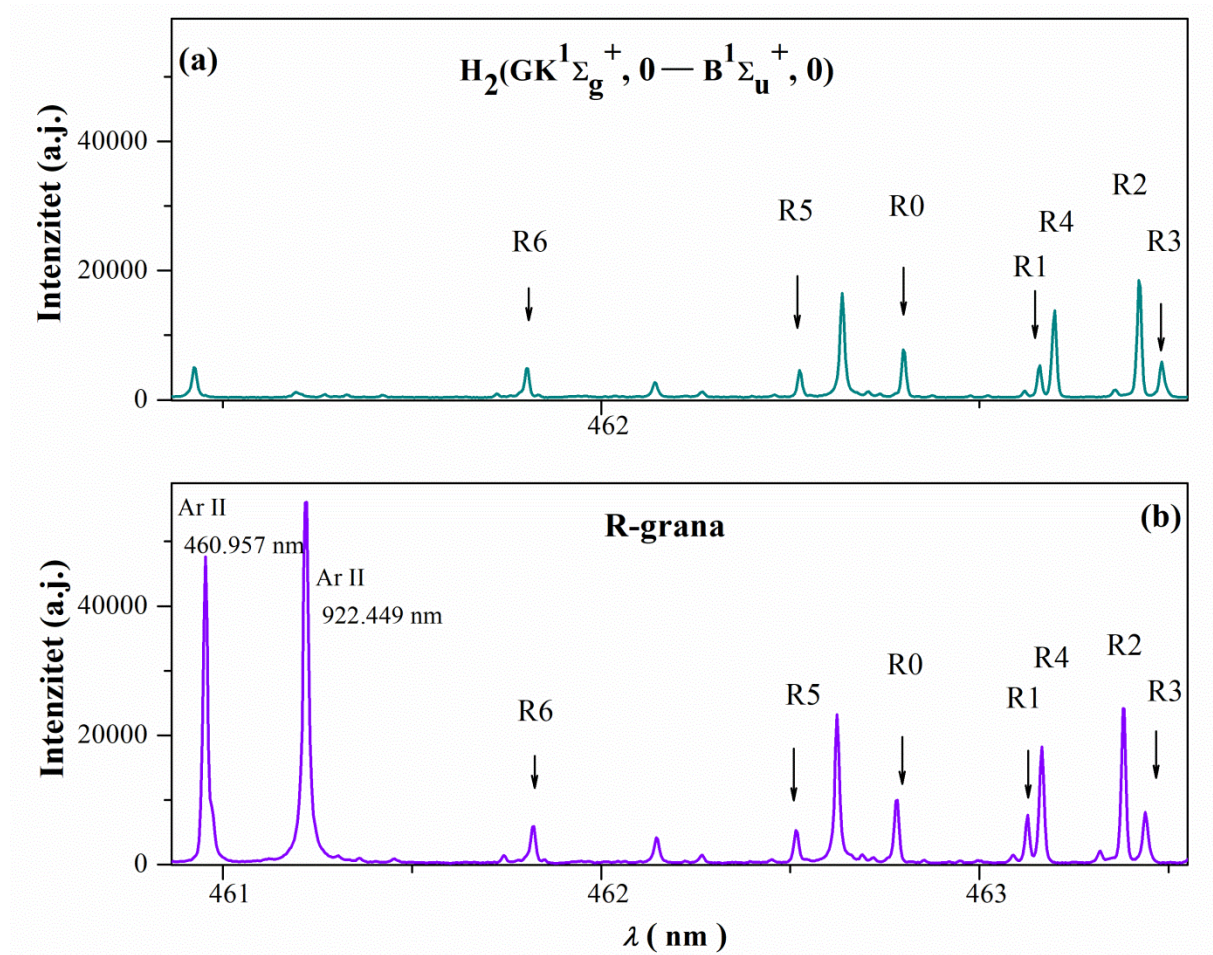
Slika 7.3.1. : Rotaciona struktura elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ molekul vodonika [121].

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 $GK^1\Sigma_g^+$ [124]. Složeno stanje $GK^1\Sigma_g^+$ nalazi se između dva Hund-ova pravila b i d [133,140]. Takođe, rotaciono-vibracioni nivoi $GK^1\Sigma_g^+$ su perturbovani zbog elektronsko-rotacionog sprežanja sa drugim elektronskim stanjima $EF^1\Sigma_g^+$, $HH^1\Sigma_g^+$, $I^1\Pi_g^+$, $J^1\Delta_g^+$ [140].

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 [124-127]. Predloženo je da se koriste intenziteti linija R-grane $\nu' = \nu'' = 0$ trake in $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ 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 [125]. Ovi rezultati su bili polazna motivacija za istraživanje koje je prikazano u nastavku.

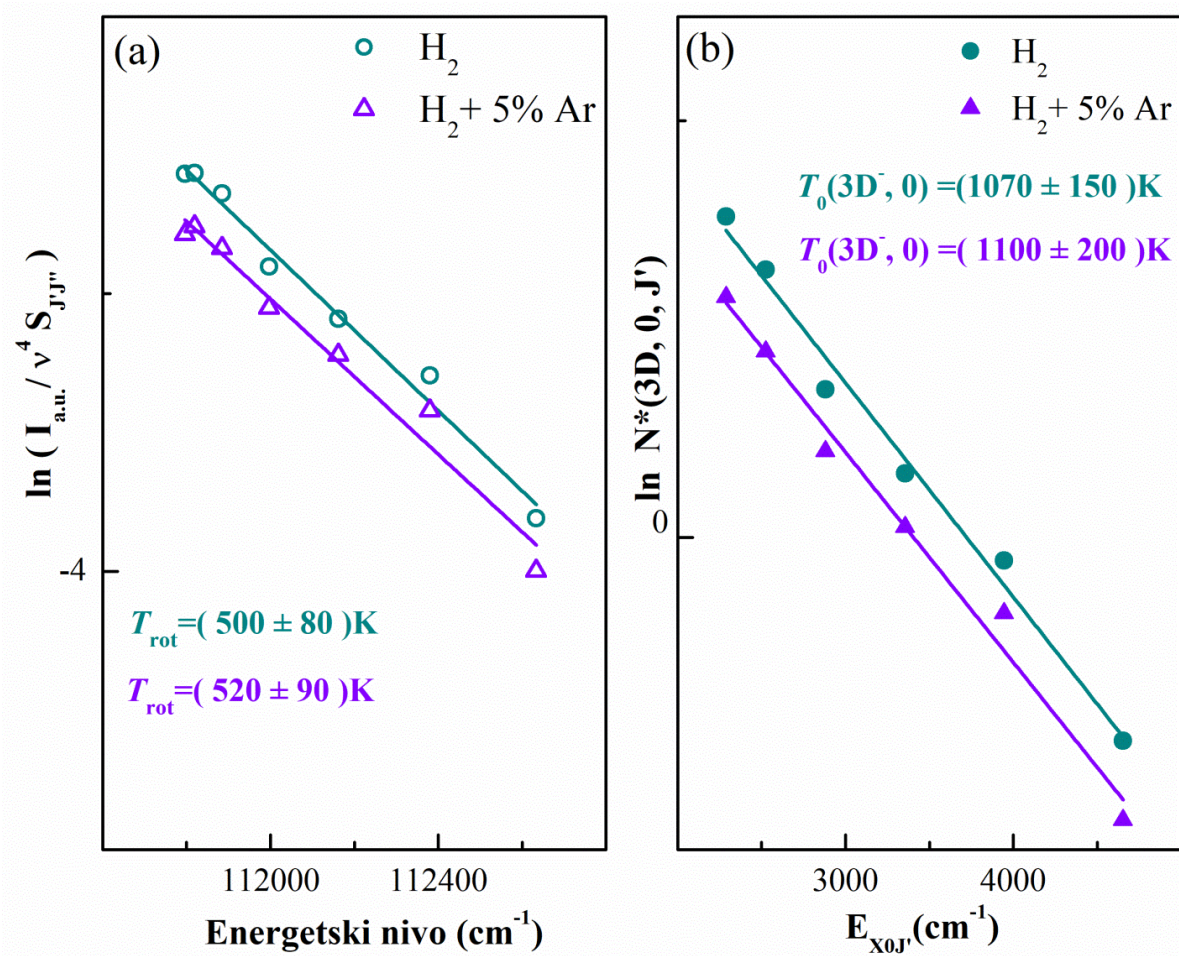
Spektralne linije elektronskog prelaza $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+, \nu''$ su razdvojene i veoma intenzivne, što je prikazano na slici 7.3.2. Nalaze se u vidljivom delu spektra na talasnim

dužinama između 453 nm i 463 nm, podaci za talasne dužine uzeti iz [128]. 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 $\nu'=\nu''=0$ $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$, ν'' sistema, snimljene u drugom difrakcionom redu. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čist H_2 , $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 11\text{ mA}$, $U = 889\text{ V}$ i b) smeša $H_2+5\% \text{ Ar}$, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 12\text{ mA}$, $U = 775\text{ V}$.

U ranijim istraživanjima [125] i referencama u njemu, pokazano je da je najbolje koristiti prvih pet linija R-grane $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$, ν'' elektronskog prelaza za određivanje temperature. 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.



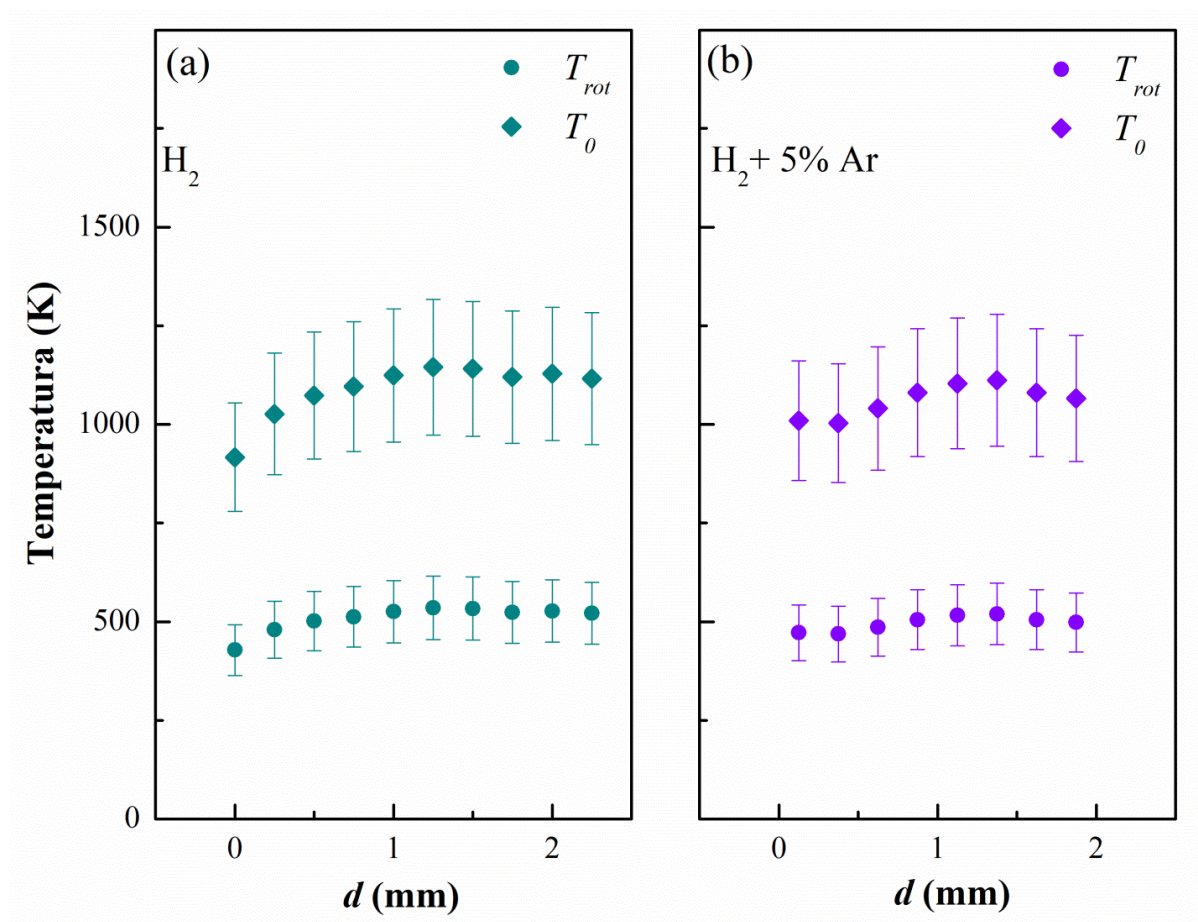
Slika 7.3.3. : a) Gustina naseljenosti rovibracionih nivoa H_2 izračunata preko izmerenih intenziteta spektralne linije pomoću HL faktora; b) Logaritam gustine naseljenosti rotacionih nivoa pobuđenih stanja preračunatih za osnovno stanje $X^1\Sigma_g^+$, $\nu = 0$ u funkciji energijskih termova stanja.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

Rotaciona temperatura, određena iz gustine naseljenosti 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 $X^1\Sigma_g^+$ $60,853 \text{ cm}^{-1}$ ($\nu = 0$) [126,141]. Pregled molekularnih konstanti dat je u Tabeli 7.3.

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

Stanje	$T_e (\text{cm}^{-1})$	$\omega_e (\text{cm}^{-1})$	$\omega_e x_e (\text{cm}^{-1})$	$B_e (\text{cm}^{-1})$	$\alpha_e (\text{cm}^{-1})$
$G^1\Sigma_g^+$	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

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



Slika 7.3.4. : Raspodela rotacione i gasne temperature u prikatodnoj oblasti. Uslovi pražnjenja: katoda od bakra; a) čist H_2 , $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 11\text{ mA}$, $U = 889\text{ V}$, $d = 2,17\text{ mm}$
(b) smeša $H_2 + 5\% Ar$, $p = 4,5\text{mbar}$, $I = 12\text{ mA}$, $U = 775\text{ V}$, $d = 1,75\text{ mm}$.

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

Kada poredimo rezultate za temperature iz $GK^1\Sigma_g^+$, $\nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$, ν'' 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. Imaju brz pad sa porastom energije elektrona iznad 20 eV, videti sliku 10 u [142] i sliku 3 u [143]. Dok 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 [142]. 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 promena srednje energije elektrona kroz katodni pad prikazane na slici 2.38 u [144].

7.4. Rezime i zaključak

Cilj ovog istraživanja je ispitivanje mogućnosti korišćenja $d^3\Pi_u, \nu'=0,1,2,3 \rightarrow a^3\Sigma_g^+, \nu''=0,1,2,3$ Fulcher- α sistema, a kasnije i $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ elektronskog prelaza za određivanje raspodele gasne tempertaure u prikatodnoj oblast abnormalnog tinjavog pražnjenja. Kako bi se potvrdila tačnost rezultata prvo su upoređeni rezultati iz Q[0-0], Q[1-1], Q[2-2] i Q[3-3] trake. A kasnije je rezultat dobijen korišćenjem linija iz R-grane $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ upoređen sa rezultatima dobijenim iz Q[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. Modelna funkcija koju koristimo za fitovanje, napravljena je da daje najbolje slaganje između profila dobijenih fitovanjem i eksperimentalno snimljenih profila.

Raspodele temperatura u prikadnoj 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-grane. 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 konstati 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 iz Fulcher- α u granici 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 urađena su u Laboratoriji za spektroskopiju 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 kasnije Kuraica i saradnici [19]. Prednost ovakve konstrukcije, u odnosu na originalan dizajn Grimm-ov izvora, je to 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, na različitim katodnim materijalima i radnom pritisku od 4,5 mbar.

Proučavane su ekstremno proširene spektralne linije neutralnog argona kao nastavak istraživanja objavljenih u radu [20]. 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 krilu. Ranija istraživanja Stark-ovih pomeraja linija Ar I, koja su objavili Windholz i Minhagen [61,79] rađena 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 mnogo zastupljenije u laboratoriji. Preko H_β linije dobijena je 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 Gaussian-a. 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 sto je predviđeno u radu [61]. U slučaju Ar I 518,775 nm linije za fitovanje je korišćena poboljšana modelna funkcija, opisana u poglavlju 5. Na ovaj način poboljšana je metoda za merenje Stark-ovih pomeraja spektralne linije neutralnog argona. Merenja koja su izvršena u oblasti slabijih električnog polja pokazuju da 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 jako male pomeraje, daju dobro slaganje sa rezultatima koje je predvideo Windholz u [61] 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 do 15kV/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 isključena je mogućnost Stark-ovog širenja [11]. 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. Za merenje su korišćene tehnike optičke emisije spektroskopije. 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 na katodi od volframa, koji ima najveću masu. Predložena je modelna funkcija za fitovanje složenih profila, koja omogućava da se odrede poluširine uskog centralnog dela i proširenih krila. Određivanje poluširina proširenih komponenti jonskih linija argona i korišćenje predloženih jednačina, omogućava još jedan brz i jednostavan način procene raspodele jačine električnog polja u prikatodnoj oblasti Grimm-ovog abnormalnog tinjavog pražnjenja. 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.

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 velike važnosti, s obzirom da za brojne tehnologije i analitičke aplikacije ne bi smelo da postoji 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 korišćenim pražnjenjima, korišćene su molekulske trake vodonika. Za određivanje granice prikatodne korišćena je raspodela električnog polja dobijena preko poboljšane modelna funkcije za fitovanje eksperimentalnih profila π -polarizovane H_α linije vodonika iz Balmerove serije. Korišćena modelna funkcija omogućava najbolje slaganje između profila dobijenih fitovanjem i eksperimentalno snimljenih profila. Unapređena je metoda za određivanje raspodele rotacione i gasne temperature pobuđenog elektronskog stanja $d^3\Pi_u$ ($v'=0,1,2,3$) 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 $GK^1\Sigma_g^+$, $v' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ 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 prikatodnoj oblasti određene su korišćenjem Boltzmann-ove raspodele. Rezultati pokazuju da se sve temperature menjaju kroz prikatodnu oblast i da sve korišćene trake daju saglasne rezultate. Vibracione temperature određene su iz relativnog intenziteta vibracionih traka $v'=v''=2$ i $v'=v''=3$ Fulcher- α sistema korišćenjem pet linija iz Q-grane. 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 $GK^1\Sigma_g^+$, $v' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ vibracionog stanja $v'=0$ preračunate su kako bi se odredila gasna temperature osnovnog vibracionog stanja $X^1\Sigma_g^+$ ($v=0$) 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 cm⁻¹, za $G^1\Sigma_g^+$ - 28,4 cm⁻¹, a za osnovno stanje $X^1\Sigma_g^+$ je 60,853 cm⁻¹. Za Fulcher- α system pokazano je da gasna temperature opada kako talasni broj raste. Ali raspodela temperature određene iz četiri trake se slažu u granici greške od 7%, sa izuzetkom $T_0(\bar{d}, \nu'=3)$ čija greška iznosi 10%. Razlog za to je manji intenzitet spektralnih linija. Temperatura računata korišćenjem spektralnih linija iz R-grane $GK^1\Sigma_g^+, \nu' \rightarrow B^1\Sigma_u^+$ sistema slaže se sa rezultatima dobijenim iz iz Fulcher-a u granici 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(1980), *Spectrochim. Acta B* 35 287.
- 3) von Engel A., Ionized Gases, (Clarendon Press, Oxford) 1965.
- 4) Chapman B., Glow Discharge Processes Sputtering and Plasma Etching, (John Wiley & Sons, New York) 1980.
- 5) Marcus R.K., Broeckaert J.A.C., Eds., *Glow Discharge Plasmas in Analytical Spectroscopy*, (Wiley, Chichester, England) 2003.
- 6) Little P.F., von Engel A., Proc Roy. Soc. A 224 (1954) 209.
- 7) Ganguly B. N., Shoemaker J R., Preppernau B. L., Garscadden A., J. Appl. Phys. 61 (1987) 2778.
- 8) Den Hartog E.A., Doughty D.A., Lawler J.B., Phys. Rev. A 38 (1988) 24.
- 9) Gavrilenko V.P., Kim H.J., Ikutake T., Kim J.B., Choi Y.W., Bowden M.D., Muraoka K., Phys. Rev. E 62 (2000) 7201.
- 10) Kampschulte T., Schulze J., Luggenhölscher D., Bowden M.D., Czarnetzki U., 2007 New J. Phys. 9 (2007) 18.
- 11) Ryde N., Atoms and Molecules in Electric Fields (Stockholm: Almqvist & Wiksell) 1976.
- 12) Barbeau C., Jolly J., Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 237.
- 13) Donkó Z., Rózsa K., Tobin R. C., Peard K.A. Phys. Rev. E 49 (1994) 3283.
- 14) Videnović I.R., Konjević N., Kuraica M.M., Spectrochim. Acta B 51 (1996) 1707.
- 15) Spasojević Dj., Steflekova V., Šišović N.M., Konjević N., Plasma Sources Sci. Technol. 21 (2012) 025006.
- 16) Spasojević Dj., Steflekova V., Šišović N.M., Konjević N., Plasma Sources Sci. Technol. 23 (2014) 12004.
- 17) Ivanović N.V., Šišović N.M., Spasojević Dj., Konjević N., J. Phys. D: Appl. Phys. 50 (2017) 125201.
- 18) Kuraica M.M., Konjević N., Videnović I.R., Spectrochim. Acta B 52 (1997) 745.
- 19) Kuraica M.M., Konjević N., Appl. Phys. Lett. 70 (1997) 1521.
- 20) Majstorović G.Lj., Ivanović N.V., Šišović N.M., Djurović S., Konjević N., Plasma Sources Sci. Technol. 22 (2013) 045015.
- 21) Šišović N.M., Ivanović N.V., Majstorović G. Lj., Konjević N., J. Anal. At. Spectrom. 29 (2014) 2058.
- 22) Majstorović G.Lj. , Šišović N.M. , Konjević N. , Plasma Sources Sci Technol. 16 (2007) 750.
- 23) Šišović N.M., Majstorović G.Lj. and Konjević N. , Eur. Phys. J. D 41 (2007) 143.
- 24) Majstorović G.Lj., Šišović N.M. and Konjević N., Physics of Plasmas 14 (2007) 043504
- 25) Francis G. , „The Glow Discharge at Low Pressure“, Encyclopedia of Physics, Springer, 1956.
- 26) Thomson J.J. and G.P. , Conduction of electricity through gases, Cambridge, Univ. Press, 1933.
- 27) Aston F.W. , Proc. Roy. Soc. London, Ser. A 84, 526, 1911. ; 104 (1923) 565.

- 28) Braunbeck W. , Z. Physik 21 (1924) 204.
- 29) Stenbing W. , Ann. Phys. 10 (1931) 296.
- 30) Doughty D.A. , Den Hartog E.A. and Lawler J E, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2668.
- 31) Masaki T. , Adachi Y. and Hirose C. , Appl.Spectrosc. 42 (1988) 54.
- 32) de la Rosa M.I. , Perez C. , Grutzmacher K. , Gonzalo A.B. and Steiger A. , Plasma Sources Sci. Technol. 15 (2006) 105.
- 33) de la Rosa M.I. , Perez C. , Grutzmacher K. and Fuentes L.M. , Plasma Sources Sci. Technol. , 18 (2009) 015012.
- 34) Güntherschultze A. , Z. Physik 49 (1928) 358, 473.
- 35) Güntherschultze A. , Bär W. , Z. Physik 107 (1937) 730.
- 36) Aston F.W. , Proc. Roy. Soc. London, Ser. A 79 (1907) 80.
- 37) Aston and Watson, Proc. Roy. Soc. London, Ser. 86 (1912) 168.
- 38) Emeleus K.G. and Sloan, Phil. Mag. 14 (1932) 355.
- 39) Güntherschulze A. , Z. Physik 33 (1925) 810.
- 40) Druyvesteyn M.J. , Z. Phys. 62 (1930) 764.
- 41) Emelius K.G. and Duffenduck O.S. , Phys. Rev. 47 (1935) 460.
- 42) Griem H.R. , Spectral Line Broadening by Plasmas. Academic Press, New York, 1974.
- 43) Brewer A.K. and Westhaver J.W. , J. Appl. Phys. 8 (1937) 779.
- 44) Rogowski W. , Arch. Elektrotechn. 26, 643, 1932. - Z. Phys. 114 (1939) 1.
- 45) Weizel, Rompe and Schön, Z. Phys. 112, 339; 113, 87, 730, 1939.
- 46) Seeliger R. , Z. Phys. 115 (1940) 111.
- 47) Emeleus K.G. and Kennedy, Phil. Mag. 18 (1934) 874.
- 48) Linder E.G. , Phys. Rev. 38 (1931) 678.
- 49) Kuraica M.M. , magistrarska teza, Fizički fakultet, Beograd, 1992.
- 50) Kuraica M.M. , doktorska teza, Fizički fakultet, Beograd, 1998.
- 51) Cvetanović N. , Martinović M.M. , Obradović B.M. and Kuraica M.M. , J. Phys. D: Appl. Phys. 48 (2015) 205201.
- 52) Ivanović N.V. , doktorska teza, Fizički fakultet, Beograd, 2018.
- 53) Vasiljević M. , master teza, Fizički fakultet, Beograd, 2015.
- 54) Spasojević Dj. , Ivanović N.V. , Nedić N.V., Šišović N.M. and Konjević N. , Plasma Sources Sci. Technol. 29 (2020) 085008.
- 55) Spasojević Dj. , Cvejić M. , Šišović N.M. and Konjević N. , Appl. Phys. Lett. 96 (2010) 241501.
- 56) Cvejić M. , Spasojević Dj. , Šišović N.M. and Konjević N. , J. Appl. Phys. 110 (2011) 033305.
- 57) Spasojević Dj. , Cvejić M. , Šišović N.M. and Konjević N. , J. Appl. Phys. 111 (2012) 096103.
- 58) Spasojević Dj. , Mijin S. , Šišović N.M. and Konjević N. , Journal of Applied Physics 119 (2016) 053301.
- 59) Wujec T. , Janus H.W. and Jeleński W. , J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) 868–877.
- 60) Janus H.W. , J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 3608.
- 61) Windholz L., Phys.Scripta 21 (1980) 67.
- 62) Jäger H. and Windholz L. , Physica Scripta 29 (1984) 344.
- 63) Jäger H. , Windholz L. , and Ziegelbecker R. , Phys. Scripta. 40 (1989) 740-744.
- 64) Gebauer R. , Phys. Blatter 8 (1965) 353-366.
- 65) Gebauer, R. und Windholz, L., Über den Starkeffekt von He-Linien, Acta. Physica Austriaca.

- 66) Griem H.R. , Baranger M. , Kolb A.C. and Oertel G. , Phys. Rev. 125 (1962) 177.
- 67) Griem H.R. , Phys. Rev. 128 (1962) 515.
- 68) Sahal-Br         S. , *Astron. Astrophys.* 1 (1969) 91.
- 69) Dimitrijevi   M.S. , Zh. Priklad. Spektrosk. 63 (1996) 810 (in English: J. Appl. Spectro.).
- 70) Konjevi   N. and Roberts J.R., J. Phys. Chem. Ref. Data 5 (1976) 209.
- 71) Konjevi   N. and Wiese W.L. , J. Phys. Chem. Ref. Data 5 (1976) 259.
- 72) Konjevi   N. , Dimitrijevi   M.S. and Wiese W.L., J. Phys. Chem. Ref. Data 13 (1984) 619.
- 73) Konjevi   N. , Dimitrijevi   M.S. and Wiese W.L. , J. Phys. Chem. Ref. Data 13 (1984) 649.
- 74) Konjevi   N. and Wiese W.L. , J. Phys. Chem. Ref. Data 19 (1990) 1207.
- 75) Konjevi   N., Physics Reports 316 (1999) 339-401.
- 76) Grimm W. , Spectrochim.Acta B, 23 (1968) 443.
- 77) Bogaerts A. , Verscharen W., Steers E. B. M., Spectrochim.Acta B, 59 (2004) 1403.
- 78) Cvetanovi   N., Kuraica M. and Konjevi   N., J. Appl. Phys. 97 (2005) 033302.
- 79) Minnhagen L. , Ark. f. fys. 1 (1950) 425.
- 80) Cvetanovi   N. , Obradovi   B.M. and Kuraica M.M. , J. Appl. Phys. 105 (2009) 043306.
- 81) Vasiljevi   M.M. , Spasojevi   Ð. , Ði  ovi   N.M. and Konjevi   N. , Europhys. Lett. 119 (2017) 55001.
- 82) Dimitrijevi   M. S. and Csillag, L. , Journal of Applied Spectroscopy, 73 (2006) 458.
- 83) Wiese W.L. , Huddleston R.H. , Plasma Diagnostic Techniques, Leonard S.L. (Eds.), Academic Press, New York, 265, 1965.
- 84) Dimitrijevi   M.S., Publ. Astron. Obs.Belgrade 64 (1999) 37.
- 85) Dimitrijevi   M.S., Influence of Collision With Charged Particles on Astrophysical Spectra, and Current Issues of Astronomical and Planetary Environmental Concern, ed. N. K. Spyrou, 5-6 April 1998 Thessaloniki, Hellas, 63, 1999.
- 86) Brown, P. J. F., Dufton, P. L., Keenan, F. P., Holmgren, D. E. & Warren, G. A., The determination of accurate cosmic abundances from B-type stellar spectra. 1992, in Lecture Notes in Physics, Vol. 401, The Atmospheres of Early-Type Stars, ed. U. Heber & C.S. Jeffery, 33
- 87) Vennes, S., N         P. & Kawka, A., A FEROS Survey of Hot Subdwarf Stars. 2018, Open Astronomy, 27, 7, DOI: 10.1515/astro-2018-0005
- 88) Ivanovi   N.V. , Nedi   N.V. , Ði  ovi   N.M. , Spasojevi   Ð. And Konjevi   N. , accepted in EPJD.
- 89) Jalufka N. W., Oertel G. K., Ofelt G. S. , Phys. Rev. Lett., 16 (1966) 1073.
- 90) Roberts D. E. , Phys. Lett., 22 (1966) 417.
- 91) Roberts D. E. , J. Phys. B, 1 (1968) 53.
- 92) Blandin J., Sahal-Brechot S., Chapelle J., Sy A. , Phys. Lett., 26A (1968) 487.
- 93) Chapelle J., Sy A., Cabannes F., Blandin J. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8, (1968) 1201.
- 94) Chapelle J., Sy A., Cabannes F., Blandin J. , C. R. Acad. Sci. Paris Ser. B, 266 (1968) 1513.
- 95) Konjevi   N., Labat J.,     kovi   Lj., Puri   J. , Z. Phys., 235 (1970) 35.
- 96) Labat J., Djeni   S.,     kovi   Lj., Puri   J. , J. Phys. B: At. Mol. Phys., 7 (1974) 1174.
- 97) Behinger K., Thoma P. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 20 (1978) 615.
- 98) Nick K. P., Helbig V. , Phys. Scr., 33 (1986) 55.
- 99) Pittman T. L., Konjevi   N. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 35 (1986) 247.

- 100)Djeniže S., Malešević M., Srećković A., Milosavljević M., Purić J. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 42 (1989) 429.
- 101)Dzierzega K., Musiol K. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 52 (1994) 747.
- 102)Pellerin S., Musiol K., Chapelle J. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 57, (1997) 377.
- 103)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 (1998), 1029.
- 104)Iglesias E. J., Ghosh J., Elton R. C., Griem H. R. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 98, (2006) 101.
- 105)Belmonte M. T., Djurović S., Pelaez R. J., Aparicio J. A. and Mar S. , Mon. Not. R. Astron. Soc., 445 (2014) 3345.
- 106)Djurović S., Belmonte M. T., Pelaez R. J., Aparicio J. A. and Mar S. , Mon. Not. R. Astron. Soc., 433 (2013) 1082.
- 107)Gajo T., Mijatović Z., Savić I., Djurović S. and Kobilarov R. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 127 (2013) 119.
- 108)Dimitrijević M.S. , Konjević N. , J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 24 (1980) 451.
- 109)Dimitrijević M.S. , Konjević N. , A&A, 172 (1987) 345.
- 110)Dimitrijević M.S. , Kršljanin V. , A&A, 165 (1986) 269.
- 111)Alonso-Medina A. & Colon C. , Astron. Astrophys. , 466 (2007) 399.
- 112)Kuraica M. , Konjević N. , Platiša M. and Pantelić D. , Spectrochim. Acta Part B 47 (1992) 10.
- 113)Corfdir,P. , Lantz G. , Abplanalp M. , Sutterlin P. , Kassubek F. , Delachaux T. and Bator M. , Journal of Physics D, 52 (2019) 5203.
- 114)NIST Atomic Spectra Database <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD>.
- 115)Bogaerts A. and Gijbels R. , Spectrochimica acta Part B 52 (1997) 553.
- 116)McDaniel E.W. , Collision Phenomena in Ionized Gases, Wiley, New York, 1964.
- 117)Harrison W.W. and Bentz B.L. , Prog. Analyt. Spectrosc. 11 (1988) 53.
- 118)Astashkevich S.A. , Käning M. , Käning E. , Kokina N.V. , Lavrov B.P. , Ohl A. , Röpcke J. , J.Q.S.R.T. 56 (1996) 725.
- 119)Tomasini L. , Rousseau A. , Gousset G. , Leprince P. , J.Phys.D:Appl. Phys. 29 (1996) 1006.
- 120)Gans T. , Schulz-von der Gathen V. , Döbele H.F. , Plasma Sources Sci. Technol. 10 (2001) 17.
- 121)Ochkin V.N. , Spectroscopy of Low Temperature Plasma, Fizmatlit, Moscow, 2006.
- 122)Lavrov B.P. , Osiac M. , Pipa A.V. , Röpcke J. , Plasma Source Sci Technol. 12 (2003) 576.
- 123)Abdel-Rahman M. , Gans T. , Schulz-von der Gathen V. and Döbele H. F. , Plasma Source Sci Technol. 14 (2005) 51.
- 124)Xiao B. , Kado S. , Kajita S. , Yamasaki D. , Plasma Phys. Control. Fusion 46 (2004) 653.
- 125)Majstorović G.Lj. and Šišović N.M., Journal of Research in Physics, 36 (2012) 1.
- 126)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 (1991) 3796.
- 127)Goyette N. , Jameson W. B. , Anderson L. W. , Lawler J. E. , J. Phys. D: Appl Phys. 29, (1996) 1197.
- 128)Crosswhite H.M. , in The hydrogen molecule wavelength tables, edited by G.H. Dieke, (Wiley-Interscience, New York), 1972.

- 129)Vasiljević M.M. , Majstorović G.Lj. , Spasojević Dj. , Konjević N. , Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 254 (2020) 107195.
- 130)Vasiljević M.M. , Majstorović G.Lj. , Spasojević Đ. and Konjević N. , accepted in EPJD.
- 131)Lavrov B. P. , Ostrovsky V. N. and Ustimov V. I. , J. Phys. B 14 (1981) 4701–18.
- 132)Covacs I. , Rotational structure in the spectra of diatomic molecules, (London: Adam Hilger LTD) , 1969.
- 133)Herzberg G. , Molecular Spectra and Molecular Structure, Spectra of Diatomic Molecules Vol. 1 (Krieger Publishing Co, Malabar FL), 1989.
- 134)Lavrov B. P. , Opt. Spectrosc. 48 (1980) 375.
- 135)Drachev A. I. and Lavrov B. P. , High. Temp. 26 (1988) 129.
- 136)Farley D. R. , Stotler D. P. , Lundberg D. P. , Cohen S. A. , J. Q. S. R. T.112 (2011) 800-819.
- 137)Röpcke J. , Davies P. B. , Käning M. and Lavrov B. P. , Low temperature plasma physics-Fundamental Aspects and Application (Hippler R et al Wiley – VCH Berlin, N Y Toronto etc.), 2001.
- 138)Röpcke J. , Kaning M. and Lavrov B. P. , J. Phys. IV France 8 (1998) 207.
- 139)Lavrov B.P. , in Plasma Chemistry, edited by Smirnov BM (Energoatomizdat, Moscow), 1984.
- 140)Fantz U. , Wunderlich D. , Franck-Condon Factors, Transition Probabilities and Radiative Lifetimes for Hydrogen Molecules and Their Isotopomers, INDC(NDS)-457, 2004.
- 141)Majstorović G. , Vasiljević M. , Šišović N. , Plasma Physics and Technology 5(3) (2018) 128.
- 142)Yoon J. , Song M. , Han J. , Hwang S. , Chang W. , Lee B. , Itikawa Y. , J. Phys. Chem. Ref. Data 37, 913 (2008).
- 143)Mohlmann G.R. , de Herr F.J. , Chem. Phys. Lett. 43, 240–4 (1976).
- 144)Bogaerts A. , Ph. D thesis, University of Antwerp, 1996.