UNIVERZITET U NIŠU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

DEPARTMAN ZA FIZIKU

Marjan N. Stankov

MERENJA I MODELI PRELAZNIH I STACIONARNIH REŽIMA TINJAVOG PRAŽNJENJA U ARGONU

Doktorska disertacija

Текст ове докторске дисертације
ставља се на увид јавности,
у складу са чланом30., став8. Закона о високом образовању
("Сл. гласник РЦ", бр. 76/2005, 100/2007 - аутентично тумачење, 97/2008, 44/2010, 93/2012, 89/2013 и99/2014)

НАПОМЕНА О АУТОРСКИМ ПРАВИМА:

Овај текст се сматра рукописом и само се саопштава јавности
(члан7. Закона о ауторским и сродним правима, "Сл. гласник РС", бр. 104/2009, 99/2011 и119/2012)

Ниједан део ове докторске дисертације не сме се користити ни у какве сврхе, осим за упознавање са садржајем пре одбране.

Niš, 2015.

UNIVERSITY OF NIŠ

FACULTY OF SCIENCES AND MATHEMATICS

DEPARTMENT OF PHYSICS

Marjan N. Stankov

MEASUREMENTS AND MODELS OF TRANSIENT AND STATIONARY REGIMES OF GLOW DISCHARGE IN ARGON

PhD Thesis

Niš, 2015.

Mentor:

dr Vidosav Marković, redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Nišu,

Članovi komisije:

dr Stevica Đurović, redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Novom Sadu

dr Marko Petković, vanredni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Nišu,

dr Suzana Stamenković, vanredni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta Univerziteta u Nišu,

dr Nikola Šišović, docent Fizičkog fakulteta Univerziteta u Beogradu,

Ova disertacija je urađena u okviru projekta ON171025 „Električni proboj gasova, površinski procesi i primene“ Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja Republike Srbije.

Autor bi želeo da istakne zahvalnost mentoru dr Vidosavu Markoviću, redovnom profesoru Prirodno-matematičkog fakulteta u Nišu, na pomoći u toku doktorskih studija i izrade doktorske disertacije. Takođe se zahvaljujem dr Suzani Stamenković i dr Aleksandru Jovanoviću na veoma korisnim sugestijama .

Autor se posebno zahvaljuje dr R. Vasiliću, V. Petroviću, S. Stanuloviću, P. Stankoviću i M. Miljkoviću za pomoć oko pripreme i ispitivanja uzoraka.

Najveću zahvalnost dugujem svojim roditeljima, Zorici i Novici, kao i sestri Tamari, na neizmernoj podršci koju su mi pružali u životu. Takođe, zahvaljujem se i supruzi Mileni bez čije ljubavi i podrške ova disertacija ne bi bila urađena.

Прилог 4/1

ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
НИШ

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број, **РБР**:	
Идентификациони број, **ИБР**:	
Тип документације, **ТД**:	монографска
Тип записа, **ТЗ**:	текстуални / графички
Врста рада, **ВР**:	докторска дисертација
Аутор, **АУ**:	Марјан Н. Станков
Ментор, **МН**:	Видосав Љ. Марковић
Наслов рада, **НР**:	Мерења и модели прелазних и стационарних режима тињавог пражњења у аргону
Језик публикације, **ЈП**:	српски
Језик извода, **ЈИ**:	енглески
Земља публиковања, **ЗП**:	Србија
Уже географско подручје, **УГП**:	Србија
Година, **ГО**:	2015.
Издавач, **ИЗ**:	ауторски репринт
Место и адреса, **МА**:	Ниш, Вишеградска 33.
Физички опис рада, **ФО**: (поглавља/страна/ цитата/табела/слика/графика/прилога)	9 поглавља,123 стр, 153 цитата, 60 граф. приказа, 3 табеле и 1 прилог
Научна област, **НО**:	Физика
Научна дисциплина, **НД**:	Физика јонизованих гасова
Предметна одредница/Кључне речи, **ПО**:	Електрични пробоји у гасовима, гасна пражњења, нумерички модели
УДК	53.082.77:537.56:546.293
Чува се, **ЧУ**:	библиотека
Важна напомена, **ВН**:	Експериментални део је реализован у лабораторији за физику јонизованих гасова на Природно-математичком факултету у Нишу. Скенирајућа електронска микроскопија је урађена на Медицинском факултету у Нишу, а микроскопија међуатомских сила и метода дифракције рендгенског зрачења је урађена на Физичком факултету у Београду

Извод, **ИЗ**:		У дисертацији се експериментално и теоријски испитују прелазни режими (успостављање и релаксација) и стационарно стање тињавог пражњења у аргону на ниском притиску. У експерименталном делу извршена су струјно-напонска, осцилоскопска и спектроскопска мерења, мерења времена формирања пражњења, као и SEM, XRD и AFM снимци електрода. У теоријском делу развијени су и примењени једнодимензиони и дводимензиони флуидни нумерички модели (једноставни, проширени и са нелокалном јонизацијом). Извршено је моделовање Пашенових кривих, струјних и напонских сигнала, струјно-напонске карактеристике и напонске зависности времена формирања пражњења. Извршен је прорачун концентрација електрона, атомских и молекулских јона аргона и метастабилних стања у стационарном стању и током успостављања пражњења и релаксације гаса након прекида пражњења.
Датум прихватања теме, **ДП**:		15.12.2014.
Датум одбране, **ДО**:		
Чланови комисије, **КО**:	Председник:	
	Члан:	
	Члан:	
	Члан:	
	Члан, ментор:	

Прилог 4/2

ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
НИШ

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number, **ANO**:	
Identification number, **INO**:	
Document type, **DT**:	monograph
Type of record, **TR**:	textual / graphic
Contents code, **CC**:	doctoral dissertation
Author, **AU**:	Marjan N. Stankov
Mentor, **MN**:	Vidosav Lj. Marković
Title, **TI**:	Measurements and models of transient and stationary regimes of glow discharge in argon
Language of text, **LT**:	Serbian
Language of abstract, **LA**:	English
Country of publication, **CP**:	Serbia
Locality of publication, **LP**:	Serbia
Publication year, **PY**:	2015.
Publisher, **PB**:	author's reprint
Publication place, **PP**:	Niš, Višegradska 33.
Physical description, **PD**: (chapters/pages/ref./tables/pictures/graphs/appendixes)	9 chapters, 123 p., 153 references, 60 graphic representations, 3 tables, 1 appendix
Scientific field, **SF**:	Physics
Scientific discipline, **SD**:	Physics of ionised gases
Subject/Key words, **S/KW**:	Electrical breakdown of gases, gas discharges, numerical models
UC	53.082.77:537.56:546.293
Holding data, **HD**:	library
Note, **N**:	Experimental work was carried out in laboratory for physics of ionized gases in Faculty of Sciences and Mathematics in Niš. Scanning electron microscopy was carried out in Faculty of Medicine in Niš, atomic force microscopy and X-ray difraction spectroscopy were carried out in Faculty of Physics in Belgrade.

Abstract, **AB**:		Experimental and theoretical studies of transient regimes (establishment and relaxation) and stationary states of argon glow discharge at low pressure are carried out in this dissertation. In the experimental part, the current-voltage, oscilloscopic and spectroscopic measurements, measurements of the discharge formative time, as well as SEM, XRD and AFM of electrodes are carried out. In the theoretical part, one-dimension and two-dimension fluid numerical models (simple, extended and with non-local ionization) are developed and applied for modeling of Paschen curves, current and voltage waveforms, formative time dependence on the voltage, as well as models for number density calculations of electrons, atomic and molecular argon ions and metastable states in the stationary and transient regimes.
Accepted by the Scientific Board on, **ASB**:		15.12.2014.
Defended on, **DE**:		
Defended Board, **DB**:	President:	
	Member:	
	Member:	
	Member:	
	Member, Mentor:	

Rezime

U ovoj disertaciji su prikazana eksperimentalna i teorijska istraživanja uspostavljanja tinjavog pražnjenja, stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja, kao i relaksacije gasa nakon prekida tinjavog pražnjenja u argonu primenom različitih eksperimentalnih metoda i teorijskih modela.

Merenja prikazana u disertaciji vršena su na različitim cevima za pražnjenje, kao i na vakuumskoj komori, pa je stoga dat detaljan opis primenjenih eksperimentalnih metoda i korišćenih instrumenata. Površina katode ugrađene u cevi za pražnjenje ispitana je pomoću različitih eksperimentalnih metoda (AFM, SEM, XRD). Postupak pripreme cevi za pražnjenje i vakuumske komore veoma je bitan i može dosta da utiče na rezultate kasnijih merenja, pa je zato i detaljno prikazan u disertaciji. Merenja vremena kašnjenja električnih proboja vršena su primenom automatskog elektronskog sistema i primenom brojača Tektronix FCA3000, dok je spektrometar OceanOptics HR2000+CG primenjen za snimanje spektra tinjavog pražnjenja.

U disertaciji je dat pregled fluidnih modela koji se najčešće sreću u literaturi, kao i detaljan opis jednačina jednostavnog fluidnog modela, proširenog fluidnog modela i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Fluidni modeli se zasnivaju na rešavanju sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina koji se ne mogu rešiti analitički, već se mora primeniti neka numerička metoda. Ovde je prikazana detaljna numerička procedura za rešavanje jednačina fluidnih modela u jednoj i dve prostorne dimenzije, kao i primenjeni granični uslovi.

U disertaciji je izvršeno merenje statičkih probojnih napona u argonu na različitim cevima za pražnjenje, kao i na vakuumskoj komori. Statički probojni naponi takođe su računati na osnovu modelovanja razvoja pražnjenja primenom jednostavnog fluidnog modela. Modelovanje je vršeno sa različitim vrednostima koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije, a najbolje slaganje sa eksperimentom dobija se primenom naponski zavisnog koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije dobijenog iz uslova električnog proboja gasa.

Po prvi put je izvršeno modelovanje vremena formiranja pražnjenja primenom jednostavnog fluidnog modela. Iz modela je računata struja pražnjenja, pri čemu je vreme formiranja pražnjenja određeno kao vreme koje protekne od trenutka primene napona na elektrodama, pa sve do dostizanja 90% stacionarne struje tinjavog pražnjenja. Izvršeno je

upoređivanje modelovanog sa strujno-naponskim signalom snimljenim osciloskopom na cevi za pražnjenje na pritisku p = 133,3 Pa i međuelektrodnom rastojanju d = 0,9 cm, pri čemu je primenjeni napon U_w = 225V, a struja pražnjenja I_g = 100 μA. Vreme formiranja pražnjenja računato je primenom fluidnog modela za različite vrednosti pritiska (133,3 Pa i 226,6 Pa), gde su primenjeni naponi varirani od 400 V pa do vrednosti statičkih probojnih napona. Poboljšanje fluidnog modela je izvršeno korišćenjem vrednosti koeficijenta jonsko-elektronske emisije zavisne od redukovanog električnog polja u blizini katode.

Merenje strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja u argonu na pritisku p = 200 Pa vršeno je za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1,5 cm, 1,2 cm i 0,6 cm. Za njihovo modelovanje primenjeni su jednostavni, prošireni i fluidni model sa nelokalnom jonizacijom, a najbolje slaganje sa eksperimentalnim vrednostima dobijeno je primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom.

Pomoću proširenog fluidnog modela izvršeno je modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu i određen uticaj metastabilnog stanja atoma argona $^3P_2$ na stacionarne koncentracije elektrona i jona za vrednosti primenjenih napona 300V – 700V na pritisku 133,3 Pa.

Modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja vršeno je primenom dvodimenzionog fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom na cevi za pražnjenje na pritisku p = 200 Pa sa međuelektrodnim rastojanjem d = 1 cm, za vrednosti primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I_g = 110μA i 170 μA. Radi poređenja sa rezultatima dobijenim primenom dvodimenzionog fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom izvršeno je i dvodimenziono modelovanje primenom jednostavnog fluidnog modela na istim uslovima.

Na kraju disertacije je izvršeno i ispitivanje rane relaksacije u argonu na osnovu memorijskih krivih izmerenih na različitim eksperimentalnim uslovima. Tokom relaksacije gasa nakon prekida tinjavog pražnjenja opisani su različiti režimi difuzije varijacijom koeficijenata difuzije dominantnih jona. Izračunate su takođe i koncentracije dominantnih čestica u relaksaciji, gde su početne koncentracije dobijene iz fluidnog modela kao stacionarne koncentracije u tinjavom pražnjenju. Iz velikog broja podataka u literaturi izabrana je vrednost koeficijenta konverzije atomskog u molekulski jon argona koja daje najbolje slaganje sa eksperimentom.

Summary

Experimental and theoretical researches of the establishment and stationary state of glow discharge, as well as gas relaxation after the glow discharge in argon are shown in this thesis.

The measurements shown in the thesis were performed on the different gas discharge tubes, as well as on the vacuum chamber, so the detailed description of used experimental methods and instruments is given. The surface of the cathode installed in the gas discharge tubes was analyzed by different experimental methods (AFM, SEM, XRD). The procedure of the preparing gas discharge tubes and the vacuum chamber is very important and can influence the further measurement results, and that is why it was explained in detail in the thesis. The measurements of gas discharge time delay were performed by the automatic electronic system and counter Tektronix FCA3000, while the spectrometer OceanOptics HR2000+CG was used for recording of glow discharge spectrum.

The survey of fluid models, which are most commonly used in the literature and the detailed description of equations of the simple fluid model, extended fluid model and fluid model with nonlocal ionization were shown in this thesis. The fluid models are based on solving the system of partial differential equations, which cannot be solved analytically, thus some numerical method must be applied. In the thesis the detailed numerical procedure for solving equations of fluid models in one and two spatial dimensions, as well as the applied boundary conditions were presented.

The measurement of the static breakdown voltages in argon on different gas discharge tubes, as well as on the vacuum chamber, were performed. The static breakdown voltages were also calculated by gas discharge develop modeling applying the simple fluid model. The modeling was performed with different values of secondary electron emission coefficient and the best agreement with the experiment was achieved by applying this coefficient obtained from the breakdown condition, which is dependent on the applied voltage.

The modeling of the formative time delay was performed for the first time by applying the simple fluid model. From this model the glow current was calculated and the formative time delay was determined as the time that elapses from the moment of applying the voltage on the electrodes until the glow current reaches 90 % of the current value in the stationary state of glow discharge. The comparison of modeled with current-voltage signal measured by

oscilloscope on the gas discharge tube for the values of pressure p = 133.3 *Pa*, inter-electrode distance d = 0.9 *cm*, applied voltage U_w = 225*V* and glow current I_g = 100 μA was performed. The formative time delay was calculated by using the fluid model for different pressures (133.3 *Pa* and 226.6 *Pa*), where the applied voltages were varied from 400 *V* to the values of the static breakdown voltages. The improvement of the fluid model was carried out by using the values of the coefficient of the secondary electron emission dependent on reduced electric field near the cathode.

The measurement of the current voltage characteristic of glow discharge in argon at the pressure p = 200 *Pa* was performed for three different values of inter-electrode distance d = 1.5*cm*, 1.2 *cm* i 0.6 *cm.* For their modeling, the simple, extended and fluid model with nonlocal ionization were used and the best agreement with the experimental values was achieved by applying the fluid model with nonlocal ionization.

By applying the extended fluid model, the modeling of stationary state of glow discharge in argon was performed and the influence of the metastable state of argon atom $^3P_2$ on the electron and ion number densities was determined for the applied voltages 300 *V* – 700 *V* at the pressure 133.3 *Pa*.

The modeling of the stationary state of glow discharge was performed by applying the two dimensional fluid model with nonlocal ionization on the gas discharge tube for the values of the pressure p = 200 *Pa*, inter-electrode distance d =1 *cm*, applied voltage U_w = 350 *V* and glow currents I_g = 110 μA i 170 μA. For the sake of comparison with the results obtained by applying the two dimensional fluid model with nonlocal ionization, the two dimensional simple fluid model was applied at the same conditions.

At the end of the thesis, the study of early relaxation in argon was performed on the basis of the memory curves measured at different experimental conditions. During the gas relaxation after the glow discharge, the different diffusion regimes were described by the variation of the dominant ion diffusion coefficient. Also, the number densities of the dominant particles was calculated in the relaxation where the initial number densities of particles were obtained from the fluid model as the stationary number densities in glow discharge. From the large number of data in the literature, the value of coefficient of atomic to molecular ion conversion that agrees best with the experiment is chosen.

Sadržaj

1. Uvod 1

2. Opis eksperimenta…….....7

2.1. Karakteristike uzoraka i priprema eksperimenta.....7

2.2. Merenja vremena kašnjenja električnog proboja, statičkih probojnih napona i emisionog spektra tinjavog pražnjenja 15

3. Fluidni modeli i numerička procedura za njihovu primenu.....19

3.1. Fluidni modeli.....19

3.2. Numerička procedura za primenu fluidnih modela ….....23

3.2.1. Rešavanje jednačina fluidnih modela u jednoj prostornoj dimenziji…….24

3.2.2. Rešavanje jednačina fluidnih modela u dve prostorne dimenzije…….29

3.2.3. Granični uslovi……..35

4. Eksperimentalna i teorijska analiza uspostavljanja tinjavog pražnjenja u argonu.....37

4.1. Merenje i modelovanje Paschen-ove krive……...37

4.1.1. Merenje statičkih probojnih napona U_s …….37

4.1.2. Modelovanje proboja u gasu i određivanje Paschen-ove krive……..39

4.2. Merenje i modelovanje vremena formiranja pražnjenja……...……43

4.2.1. Vreme kašnjenja električnog proboja, određivanje statističkog vremena kašnjenja i vremena formiranja pražnjenja…….……43

4.2.2. Modelovanje vremena formiranja pražnjenja……..….47

5. Analiza stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu.....52

5.1. Modelovanje strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja…….…….52

5.2. Uticaj metastabilnih stanja na koncentracije Ar^+ jona i elektrona u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja u argonu……...56

5.3. Dvodimenziono modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom……..62

6. Ispitivanje relaksacije u argonu na niskom pritisku.....68

6.1. Analiza raspodele vremena formiranja pražnjenja i određivanje koeficijenta difuzije dominantne čestice.....68

6.2. Numerički modeli za stacionarno stanje i relaksaciju tinjavog pražnjenja u argonu…….....74

6.2.1. Jednodimenziono modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom.....75

6.2.2. Dvodimenziono modelovanje relaksacije gasa nakon prekida tinjavog pražnjenja…78

7. Zaključak.....85

8. Prilog.....91

8.1 Rešavanje difuzionih jednačina za modelovanje relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja……..91

8.2. Metode za rešavanje sistema linearnih jednačina ……...……..…….....92

8.2.1 Thomas-ov algoritam.....92

8.2.2. SOR (Successive Over-Relaxation) metoda za rešavanje sistema linearnih jednačina ……..……..94

9. Literatura.....96

1. Uvod

Električni proboj gasa predstavlja prelaz iz nesamostalnog u samostalno pražnjenje, a minimalan napon pri kome nastaje naziva se statički probojni napon U_s. Zbog fundamentalnog značaja i praktične primene, električni proboji su česta tema istraživanja u različitim oblastima. U ovoj disertaciji je urađena eksperimentalna i teorijska analiza prelaznih i stacionarnih režima tinjavog pražnjenja u argonu na niskom pritisku, tj. analiza uspostavljanja pražnjenja, stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja, kao i relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja.

Argon i električna pražnjenja u argonu imaju široku primenu u različitim oblastima nauke, tehnike i tehnologije: u proizvodnji rasvetnih tela (Henderson i Marsden, 1972; Zissis i Kitsinelis, 2009), u neonskim i kriptonskim lampama, Geiger-Müller-ovim cevima i drugim gasnim detektorima koriste se Penning-ove smeše sa različitim procentom argona (Agrawal i dr., 1989; Sahin i dr., 2010), za rad gasnih prekidača i tiratrona u impulsnoj tehnici i tehnologiji (Guenther i dr., 1987; Korolev i Mesyats, 1998; Mesyats, 2005), za nagrizanja u mikroelektronici i depoziciji tankih filmova (Lieberman i Lichtenberg, 1994; Economou, 2000, 2014). Kod elektrolučnog zavarivanja argon se najčešće koristi kao zaštitni gas, čist ili u gasnim smešama, a u metalurgiji za termičku obradu i proizvodnju visokolegiranih čelika, kao i za zaštitu odlivaka (Lyndon i Platcow, 2011). U laserskoj tehnici koristi se za izradu argonskih jonskih lasera i ekscimerskih ultraljubičastih lasera u smeši sa fluorom ili hlorom (Bridges, 1964; Bridges i dr., 1971; Basting i Marowsky, 2005) i u različitim vrstama gasnih pražnjenja, poput tinjavog pražnjenja (Little, 1956; Francis, 1956; Raizer, 1991; Phelps i Petrović, 1999; Phelps, 2001), dielektričnog barijernog pražnjenja (De Geyter i dr. 2007; Shkurenkov i dr. 2011), lučnog pražnjenja (Benilov, 2008; Djurović i dr. 2002), mikrotalasnih pražnjenja (Krasik i dr., 1949, Jovović i dr., 2010) i mikropražnjenja (Becker i dr., 2006; Cvejić i dr., 2011), itd.

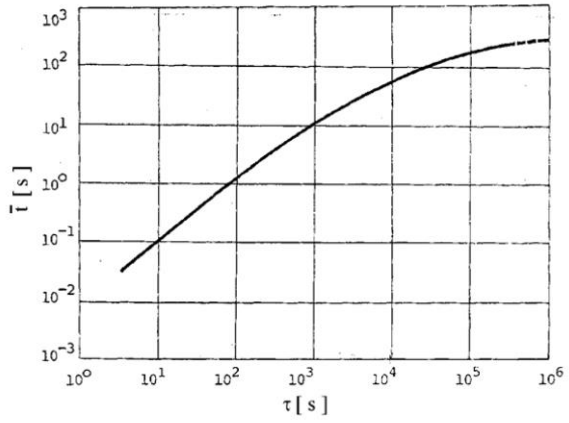
Za razumevanje fizičkih procesa koji se odvijaju u različitim tipovima pražnjenja neophodna su kako eksperimentalna tako i teorijska istraživanja. Primenom različitih teorijskih modela moguće je izvršiti simulacije fizičkih procesa u pražnjenjima na osnovu kojih se dolazi do bitnih podataka bez pokretanja eksperimenata koji često mogu biti veoma skupi. Kada se procesi u gasnim pražnjenjima mogu opisati analitički, modelovanje je relativno jednostavno i brzo. U slučaju kada to nije moguće, primenjuju se numerički modeli

koji se zasnivaju na složenom i kompjuterski veoma zahtevnom rešavanju jednačina, pa je za dobijanje rešenja potrebno i više dana neprekidnog računanja. Za modelovanje gasnih pražnjenja postoji veliki broj numeričkih modela koji se mogu podeliti u tri grupe: fluidni, čestični i hibridni modeli (koji predstavljaju kombinaciju prva dva modela).

U slučaju fluidnih modela, modelovanje gasnih pražnjenja se vrši primenom jednačina balansa koncentracije, momenta i energije čestica. Sa ovim jednačinama povezana je i Poisson-ova jednačina za određivanje jačine električnog polja prilikom električnog pražnjenja u gasovima. Prvi pokušaj simulacije gasnog pražnjenja načinio je Ward još 1958. (Ward, 1958). On je analizirao efekat prostornog naelektrisanja u električnom pražnjenju sa hladnom katodom u argonu i neonu, a za izračunavanje gustine struje koristio je kompjuter IBM 704. Isti pristup iskoristio je i 1962. (Ward, 1962) za izračunavanje katodnog pada potencijala tinjavog pražnjenja plemenitih gasova i molekularnih gasova N_2 i H_2. Godine 1965. (Ward, 1965) isti autor objavljuje još jedan rad vezan za simulaciju lavina u strimernom pražnjenju. Ovaj rad predstavlja prvi rad u kome se primenjuje jednačina kontinuiteta za održanje broja čestica u obliku u kojem se će se koristiti u svim budućim radovima vezanim za simulacije gasnih pražnjenja. Posle Ward-a pojavljuje se još jedan pionir u ovoj oblasti, Davies. U radu iz 1971. godine on vrši kompjutersko modelovanje brzo razvijajućih gasnih pražnjenja u azotu (Davies, 1971). Da bi opisao razvoj lavine između ravnih paralelnih elektroda i odredio koncentracije čestica, rešavao je jednačine kontinuiteta za elektrone i jone. Na ovaj način autor po prvi put primenjuje jednostavni fluidni model, iako u tom trenutku model ne dobija takav naziv. Kasnije, 1977. godine, Lowke i Davies uz pomoć istih jednačina analiziraju gasna pražnjenja koja se održavaju uniformnim izvorima jonizacije (gama zraci, fisioni fragmenti i visoko energijski elektronski mlaz) (Lowke i Davies, 1977). Modelovanje radiofrekventnog pražnjenja u različitim gasovima (*Ar*, *He*, SF_6, CH_4) pomoću fluidnih modela počinje 80-tih godina (Thompson i Sawin, 1986; Graves i Jensen, 1986; Barnes i dr., 1987; Boeuf, 1987; Richards i dr., 1987; Winkler i Wilhelm, 1988). Treba naglasiti da se u radovima Graves i Jensen (1986) i Richards i dr. (1987) pored jednačina kontinuiteta za čestice, po prvi put javlja jednačina balansa energije za elektrone. Ovaj tip fluidnog modela, kasnije nazvan prošireni fluidni model, postaje jedan od najzastupljenijih za modelovanje različitih tipova gasnih pražnjenja. Sve do 1990. godine fluidni modeli su korišćeni za jednodimenziona modelovanja električnih gasnih pražnjenja. Dvodimenzioni jednostavni fluidni model prvi put se koristi 1990. godine u radu Tsai-a i Wu-a za modelovanje radio frekventnog pražnjenja u N_2 i SF_6 (Tsai i Wu, 1990). Nakon toga počinje primena i proširenog

fluidnog modela u dve dimenzije (Young i Wu, 1993; Passchier i Goedheer, 1993). Pored jednostavnog i proširenog fluidnog modela, fluidni model sa nelokalnom jonizacijom je još jedan tip fluidnog modela koji se može naći u literaturi (Rafatov i dr., 2012a). Iako su svi tipovi fluidnog modela uglavnom korišćeni za modelovanje jednosmernih i radiofrekventnih tinjavih pražnjenja, oni se mogu koristiti i za druge tipove gasnih pražnjenja. Tako se njihova primena može naći u slučaju dielektričnog barijernog pražnjenja (Braun i dr., 1992; Li i Dhali, 1997; Golubovskii i dr., 2003; Likhanskii i dr., 2007), lučnog pražnjenja (Chen i Pfender, 1981; Benilov, 1999; 2008) i korone (Mukkavilli i dr., 1988; Zhang i dr., 2007).

Prilikom priključenja napona na cev za pražnjenje, do električnog proboja neće doći trenutno, već sa nekim vremenom kašnjenja. Ova pojava je prvi put istraživana od strane Jaumann-a (Jaumann, 1895) i Warburg-a (Warburg, 1896; 1897). Primećeno je da se vreme kašnjenja proboja smanjuje ozračivanjem međuelektrodnog prostora nekim radioaktivnim izvorom ili ultraljubičastim zračenjem (Thomson, 1900; Hubbard, 1906). Nešto kasnije, Zuber je eksperimentalno pokazao da je vreme kašnjenja stohastička veličina (Zuber, 1925), dok je von Laue (von Laue, 1925) raspodelu vremena kašnjenja proboja opisao eksponencijalnom raspodelom. Detaljna istraživanja vremena kašnjenja proboja vršili su i Strigel (1932) i Wijsman (1949). Nakon više od pola veka istraživanja ovog fenomena, Meek i Craggs (1953) izdaju monografiju sa detaljnim pregledom dotadašnjih istraživanja. Početak proučavanja vremena kašnjenja električnog proboja gasova u Nišu i otkriće memorijske krive vezuju se za pedesete godine prošlog veka u Elektronskoj industriji, tadašnjim RR-zavodima u Nišu (Bošan, 1956; 1975). Tada je ustanovljeno da vreme kašnjenja proboja zavisi i od vremena relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja, a zavisnost srednjeg vremena kašnjenja od vremena relaksacije nazvana je memorijskom krivom (Bošan, 1978; 1993).



Slika 1.1. Memorijska kriva u argonu (Bošan, 1975).

Na slici 1.1 je predstavljena memorijska kriva za argon (Bošan, 1975), gde $\bar{t}_d$ predstavlja srednju vrednost od najmanje 100 izmerenih vrednosti vremena kašnjenja. Memorijska kriva je snimljena na cev za pražnjenje koja je napunjena argonom na pritisku 26,7 *mbar* pri relativnom prenaponu od 36%, gde vremena relaksacije uzimaju vrednosti od 3 sekunde do 7 dana. Ovu memorijsku krivu je prvi izmerio Bošan pedesetih godina prošlog veka (Bošan, 1956). U njegovim istraživanjima merenja vremena kašnjenja proboja vršena su za različite vrednosti vremena relaksacije većim i od 24 sata. Autor je pretpostavio da su nosioci memorijskog efekta metastabilna stanja zaostala iz prethodnog pražnjenja i na osnovu saturacije memorijske krive dolazi do zaključka da je njihovo vreme života 24 sata. Metastabilna stanja zaostala iz prethodnog pražnjenja su smatrana odgovornim i za memorijski efekat u azotu, u radovima Bošan i Pejović (1979), Bošan i dr. (1980) i Pejović i Mijović (1988). U kasnijim radovima, memorijski efekat se pripisuje metastabilnom stanju $N_2\,(A^3\Sigma_u^+)$ (Radović, 1987; 1990a,b; Jovanović, 1992; 2004; Bošan i Jovanović, 1992; 1994). Istraživanja su vršena i u inertnim gasovima, pa je u slučaju neona memorijski efekat pripisan metastabilnom stanju neona ($^3P_2$) ($^1s_5$) (Bošan i dr., 1986; Radović, 1987; Spasić, 2003; Spasić i dr., 2003; Maluckov, 2004; Maluckov i dr., 2004), a u slučaju argona efekat je pripisan metastabilnim stanjima $^3P_0$ i $^3P_2$ (Pejović i Ristić, 2002; Pejović i dr., 2002). Kako analize pokazuju, za uslove eksperimenta (pritisak od nekoliko *mbar* do nekoliko desetina *mbar*) metastabilna stanja azota ne mogu opstati toliko dugo u kolizionoj sredini. Kod argona npr., metastabilna stanja se efikasno gase u međusobnim sudarima (Ferreira i Ricard, 1983), kao i sudarima sa atomima u osnovnom stanju (Kolts i Setser, 1978; Tachibana, 1986) i na taj način se smanjuje njihovo efektivno vreme života na vremena reda milisekunde i manje.

Analize sudarnog gašenja metastabilnih stanja su dovele do toga da se u radovima Marković (1993) i Marković i dr. (1993) objašnjenje memorijskog efekta u azotu zasniva na površinskoj rekombinaciji atoma azota. Glavni kanal gubitaka atoma azota predstavlja površinska rekombinacija na zidovima cevi, dok sekundarna elektronska emisija nastaje na osnovu energije rekombinacije atoma azota na površini katode u procesu površinski katalizovane ekscitacije. Na osnovu razvijenih analitičkih i numeričkih modela (Marković i dr., 1994a,b; 1996a,b) određene su osnovne zakonitosti rekombinacije atoma azota na različitim površinama. Što se tiče argona i neona, kasni memorijski efekat u tim gasovima je takođe objašnjen na osnovu površinske rekombinacije atoma azota prisutnih kao nečistoće (Marković i dr., 2005; 2007). Delimičan pregled istraživanja ove tematike izložen je u monografiji Marković i dr. (2004). Direktan eksperimentalni dokaz da se mehanizmom

površinske rekombinacije atoma azota može objasniti memorijski efekat u argonu dat je u radu Huo i dr. (2014), gde je ispitivano postpražnjenje izazvano radiofrekventnim (RF) impulsima sa finim doziranjem primesa azota.

Vreme kašnjenja električnog proboja gasa se sastoji od statističkog vremena kašnjenja t_s i vremena formiranja pražnjenja t_f (Morgan, 1978). Istraživanje vremena formiranja pražnjenja u neonu vršeno je u radovima Marković i dr. (2009), Stamenković i dr. (2009a), kao i u doktorskoj disertaciji Stamenković (2009). Uticaj prejonizacije na vreme formiranja pražnjenja u neonu je razmatran u radu Marković i dr. (2009) i nađen linearni zakon porasta vremena formiranja pražnjenja t_f sa porastom vremena relaksacije. U radovima Stamenković (2009) i Stamenković i dr. (2009a) razmatrana je naponska zavisnost vremena formiranja pražnjenja u neonu i predloženi su novi empirijski i semiempirijski modeli za opisivanje njegove naponske zavisnosti.

U ovoj disertaciji izvršena su eksperimentalna i teorijska istraživanja tinjavog pražnjenja u argonu na niskom pritisku, a kao izvori tinjavog pražnjenja korišćene su staklene cevi punjene argonom na različitim pritiscima, kao i vakuumska komora. Elektrode unutar cevi za pražnjenje i komore su cilindričnog oblika i napravljene su od bakra, pri čemu je u jednoj cevi ugrađena kombinacija bakarne katode i čelične anode. Urađena je karakterizacija površine elektroda primenom različitih eksperimentalnih metoda. Određeni su glavni parametri hrapavosti, kao i sastav površina pre i nakon kondicioniranja. Kako se za modelovanje gasnih pražnjenja koriste različiti modeli, ovde je dat pregled fluidnih modela koji se najčešće koriste za modelovanje tinjavog pražnjenja. Predstavljena je i detaljna numerička procedura za rešavanje jednačina fluidnih modela u jednoj i dve prostorne dimenzije. Izvršena su merenja Paschen-ove krive na cevima za pražnjenje i vakuumskoj komori pri različitim uslovima. Prikazana je vremenska evolucija koncentracije argonskih jona u toku proboja i na osnovu nje su izračunati statički probojni naponi za različite vrednosti proizvoda pritiska gasa i međuelektrodnog rastojanja *pd*. Numerički dobijena Paschen-ova kriva je upoređena sa krivama izmerenim u eksperimentu.

Vremena kašnjenja proboja su merena pomoću elektronskog sistema i brojača Tektronix FCA3000 pri različitim radnim uslovima i vršeno je određivanje statističkih i formativnih vremena kašnjenja proboja. Po prvi put je izvršeno modelovanje vremena formiranja pražnjenja primenom fluidnog modela za različite vrednosti prenapona i pokazano je dobro slaganje sa eksperimentalnim vrednostima. Izvršeno je modelovanje strujno-

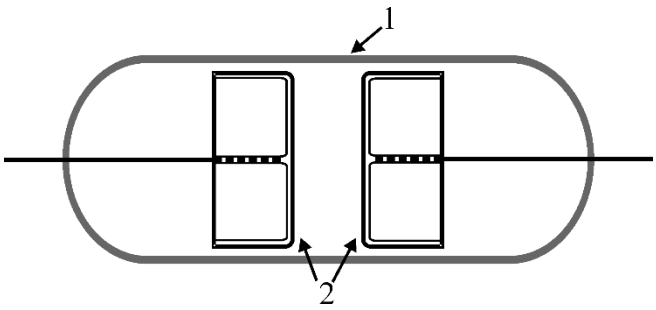
naponske karakteristike primenom tri tipa fluidnih modela: jednostavnog, proširenog i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom, a najbolje slaganje sa eksperimentom je dobijeno primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Osim toga, izvršeno je modelovanje strujnog i naponskog signala koji su upoređeni sa signalima snimljenim osciloskopom, kao i proračun koncentracija dominantnih čestica u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja u argonu. Na kraju je urađeno i ispitivanje relaksacije u argonu, pri čemu je akcenat stavljen na ranu relaksaciju. Izvršena su merenja memorijske krive na različitim uslovima i opisani različiti režimi difuzije varijacijom koeficijenata difuzije dominantnih jona. Izračunate su koncentracije dominantnih čestica tokom relaksacije, pri čemu su početne koncentracije dobijene iz fluidnog modela kao stacionarne koncentracije u pražnjenju. Na osnovu teorijske analize iz ogromnog broja podataka u literaturi sa velikom disperzijom izabran je koeficijent konverzije atomskog u molekulski jon argona koji daje najbolje slaganje sa eksperimentom.

Redosled izlaganja u ovoj disertaciji je sledeći. U drugoj glavi je dat kratak opis eksperimenta za sva merenja koja su predstavljena u disertaciji. Nakon toga, u trećoj glavi je dat pregled fluidnih modela, kao i numerička procedura za njihovu primenu. U četvrtoj glavi je izvršeno modelovanje Paschen-ove krive za argon izmerene pri različitim uslovima. Merenja vremena kašnjenja i njihovo određivanje na osnovu različitih modela je takođe predstavljeno u četvrtoj glavi. U petoj glavi je modelovana strujno-naponska karakteristika i izračunate su koncentracije čestica u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja. Proces relaksacije argona nakon prekida tinjavog pražnjenja proučavan je u šestoj glavi, dok je zaključak disertacije dat u sedmoj glavi.

2. Opis eksperimenta

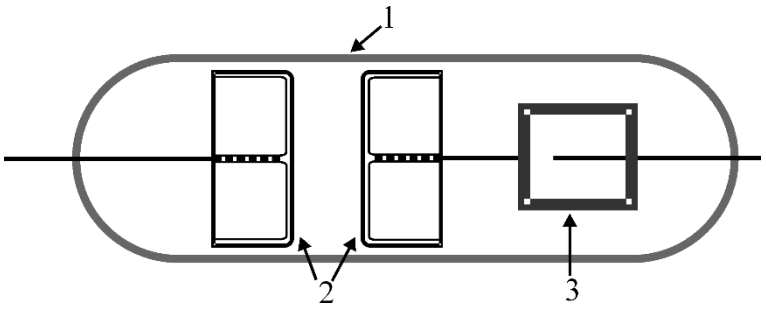
2.1 Karakteristike uzoraka i priprema eksperimenta

Eksperimentalna merenja su vršena na staklenim cevima za pražnjenje punjenim argonom, kao i na vakuumskoj komori, videti slike 2.1-2.3. Sve cevi za pražnjenje su cilindričnog oblika i napravljene su od borosilikatnog stakla (8245, Shott tehničko staklo). Prva cev je napunjena argonom na pritisku p = 133,3 *Pa*, sa ravnim paralelnim elektrodama od bakra visoke provodnosti bez kiseonika (OFHC - *Oxygen Free High Conductivity*) prečnika D = 2,2 *cm* i konstantnim međuelektrodnim rastojanjem d = 0,9 *cm* (slika 2.1).



Slika 2.1. Cev od borosilikatnog stakla punjena gasom (1), sa ravnim paralelnim elektrodama prečnika D=2,2 cm (2) i konstantnim međuelektrodnim rastojanjem d=0,9cm na pritisku p=133,3 Pa.

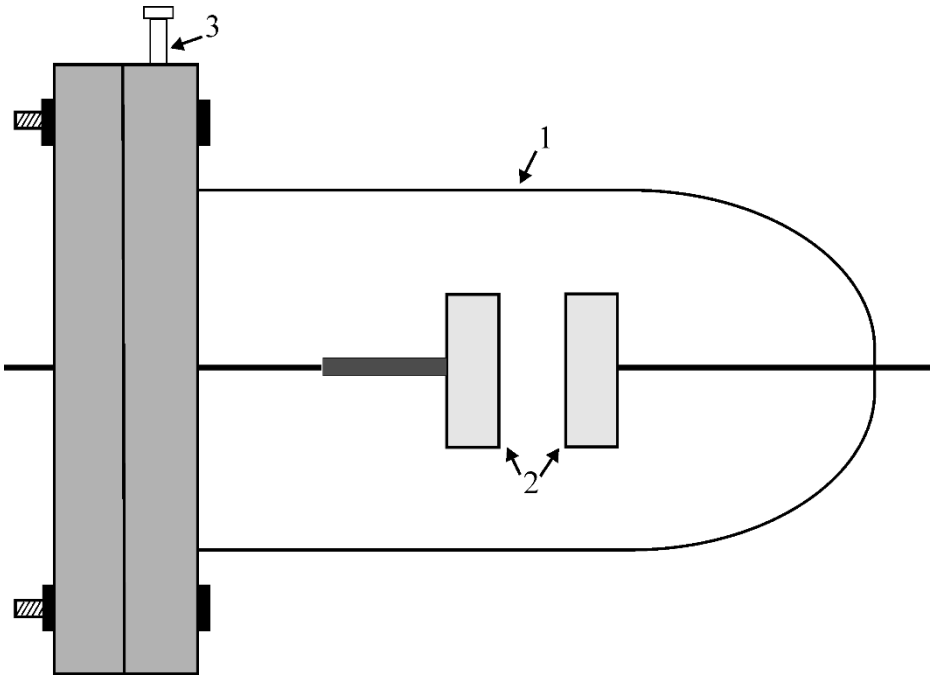
Druga cev je napunjena na pritisku od p = 200 *Pa*, iste je geometrije kao i prva cev, dok je međuelektrodno rastojanje promenljivo. Cev sadrži metalnu kotvu koja može da se okreće pomoću spoljašnjeg magneta i na taj način se menja rastojanje između elektroda (slika 2.2).



Slika 2.2. Cev od borosilikatnog stakla punjena gasom (1), sa ravnim paralelnim elektrodama prečnika D=2,2 cm (2), sa kotvom za promenu međuelektrodnog rastojanja (3) na pritisku p=200 Pa.

Treća cev poseduje katodu od bakra i anodu od nerđajućeg čelika (Č4580), pritisak argona je p =226,6 *Pa* i međuelektrodno rastojanje je promenljivo. Pored cevi za gasno pražnjenje,

merenja su vršena i na komori prečnika 5,5 *cm* i dužine 16,5 *cm* (slika 2.3) (Jovanović, 2014). Komora je sa vakuumskim sistemom spojena preko aluminijumske prirubnice.



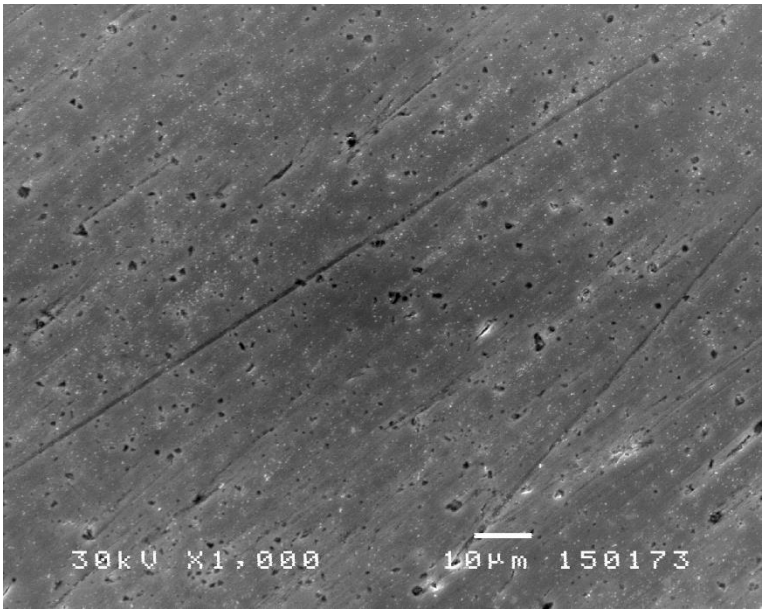
Slika 2.3. Vakumska komora od borosilikatnog stakla (1), sa ravnim paralelnim elektrodama (2) i metalnom prirubnicom (3).

Sve elektrode koje su korišćene u eksperimentima su cilindričnog oblika sa blago oborenim čeonim ivicama da ne bi došlo do pojačanja električnog polja na oštrim ivicama elektroda (slika 2.4).

Slika 2.4. Fotografija korišćenih elektroda od bakra.

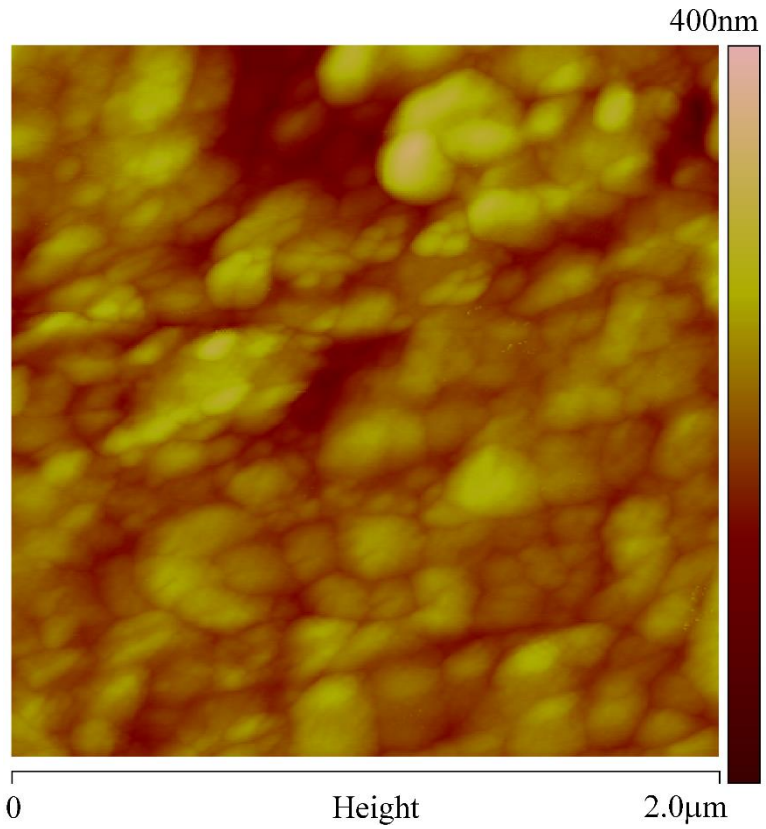
Da bi merenja bila pouzdana i ponovljiva veoma je bitna priprema čeonih površina elektroda. Pre ugradnje, elektrode su prvo brušene brusnim papirom različite finoće, a zatim polirane

pastama različitih granulacija. Tipičan snimak površine elektroda nakon poliranja je urađen primenom skenirajuće elektronske mikroskopije (SEM - *scanning electron microscopy*) i prikazan na slici 2.5.

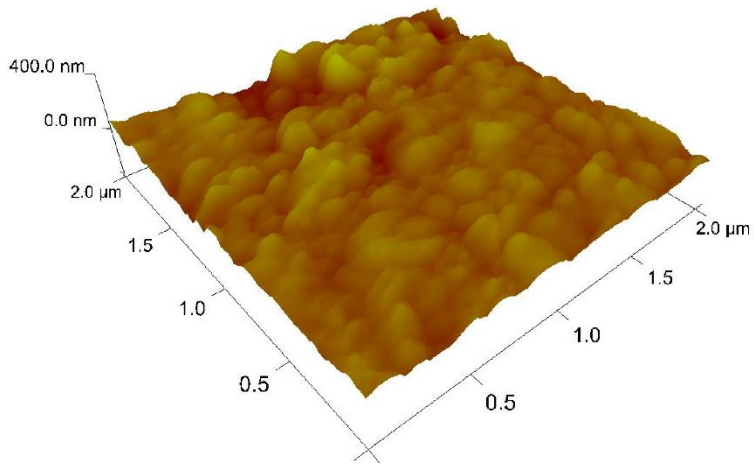


Slika 2.5. Snimak površine elektroda urađen pomoću SEM-a.

Postojanje mikroneravnina i oštećenja na površini katode usled obrade ili intenzivnog raspršivanja mogu dovesti do povećanja jonsko-elektronske sekundarne emisije (Машкова, 1989; Stamenković, 2009b). Sa slike 2.5 se vidi postojanje neravnina na površini, međutim za precizno određivanje njihovih dimenzija potrebna je primena neke druge metode za karakterizaciju površine. Zbog toga je urađena i analiza primenom mikroskopije međuatomskih sila (AFM - *atomic force microscopy*). Prvo je urađeno snimanje dela površine elektrode $2\mu m$ x $2\mu m$ (slika 2.6), a topografija je prikazana na slici 2.7. Podaci o hrapavosti ovog dela površine elektrode su sledeći: srednja vrednost hrapavosti Ra = 46,7 nm, srednja kvadratna vrednost hrapavosti Rq = 62,9 nm i maksimalna vrednost hrapavosti $Rmax$=479 nm.

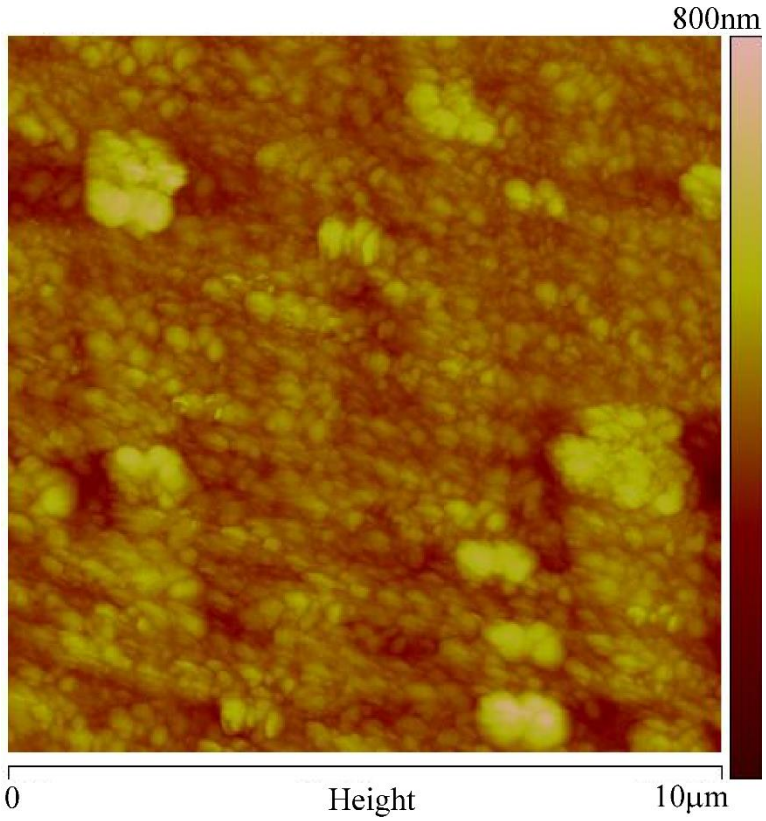


Slika 2.6. Slika dela površine elektrode 2µm x 2µm snimljena AFM-om.

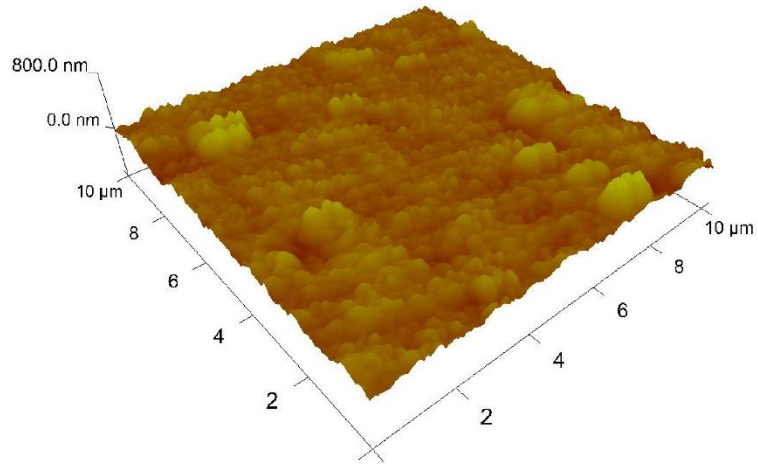


Slika 2.7. Trodimenziona slika dela elektrode snimljena AFM-om kao na prethodnoj slici.

Da bi izmereni podaci bili pouzdaniji i što bolje opisivali celokupnu površinu elektrode, merenja pomoću AFM-a su ponovljena na većoj površini $10\mu m \; x \; 10\mu m$. Slika i topografija ovog dela površine su dati na slikama 2.8 i 2.9, pri čemu su podaci o hrapavosti sledeći: *Ra*=61,2 *nm*, *Rq* = 84,5 *nm* i *Rmax* = 750 *nm*.



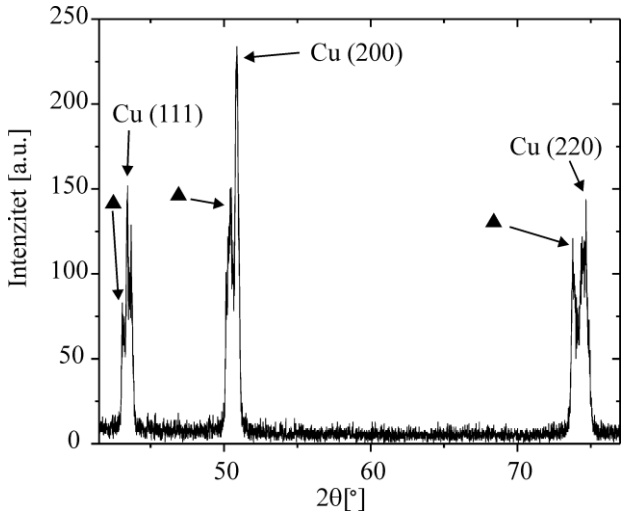
Slika 2.8. Slika dela površine elektrode 10 µm x 10 µm snimljena AFM-om.



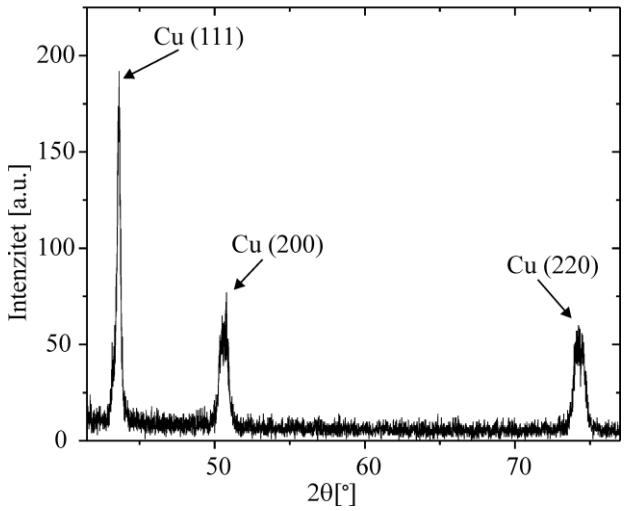
Slika 2.9. Trodimenziona slika dela elektrode snimljena AFM-om kao na prethodnoj slici.

Pored hrapavosti površina elektroda, za stabilnost električnog gasnog pražnjenja i ponovljivost rezultata, veoma je bitno da na površini elektroda bude što manje nečistoća i oksida. Da bi se ovo postiglo potrebno je izvršiti kondicioniranje katode, pa je pre početka merenja u cevi uspostavljeno tinjavo pražnjenje sa radnom strujom pražnjenja 100 μA tokom 30 minuta i izvršeno je nekoliko stotina proboja pri zadatim eksperimentalnim uslovima. Na

slici 2.10 prikazan je snimak elektrode pre kondicioniranja dobijen metodom difrakcije rendgenskog zračenja (XRD - *X-ray diffraction*), na kome se vidi da pored maksimuma koji odgovaraju bakru postoje i oni koji odgovaraju oksidima bakra (CuO, Cu_2O,...), u skladu sa rezultatima iz literature (Yin i dr., 2005; Zhang i dr., 2013). Urađen je takođe i XRD snimak katode nakon kondicioniranja na koji se jasno vide samo maksimumi koji odgovaraju bakru (slika 2.11), što potvrđuje da se kondicioniranjem vrši uklanjanje oksida i najverovatnije desorpcija nečistoća. Prilikom kondicioniranja treba voditi računa i o vrednosti jačine struje, jer se pri većim gustinama struje stvaraju mikroneravnine (mikrokrateri) na površini katode, dok se pri manjim gustinama struje vrši ravnanje kratera.



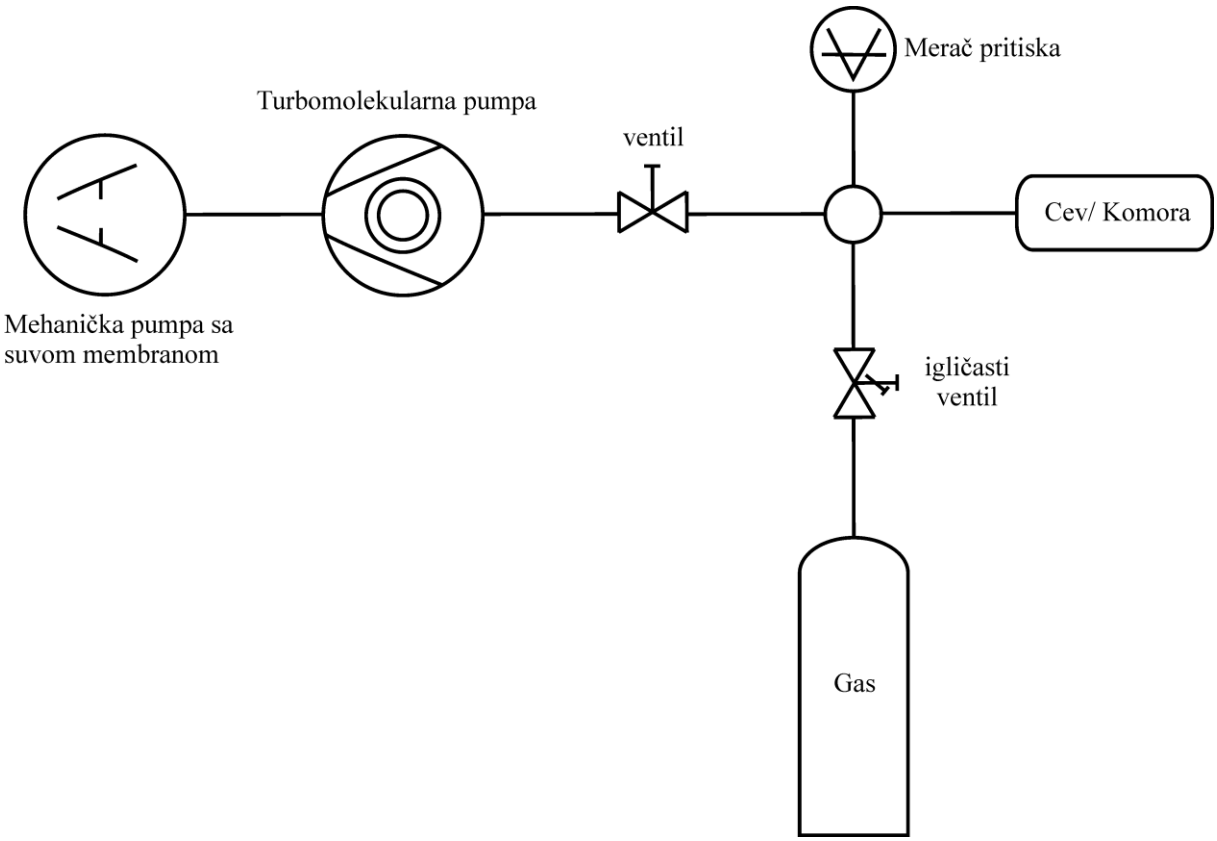
Slika 2.10. XRD snimak površine katode pre kondicioniranja gde glavni maksimumi odgovaraju čistom bakru (Cu(111), Cu(200) i Cu(220)), a maksimumi obeleženi sa ▲ odgovaraju oksidima bakra.



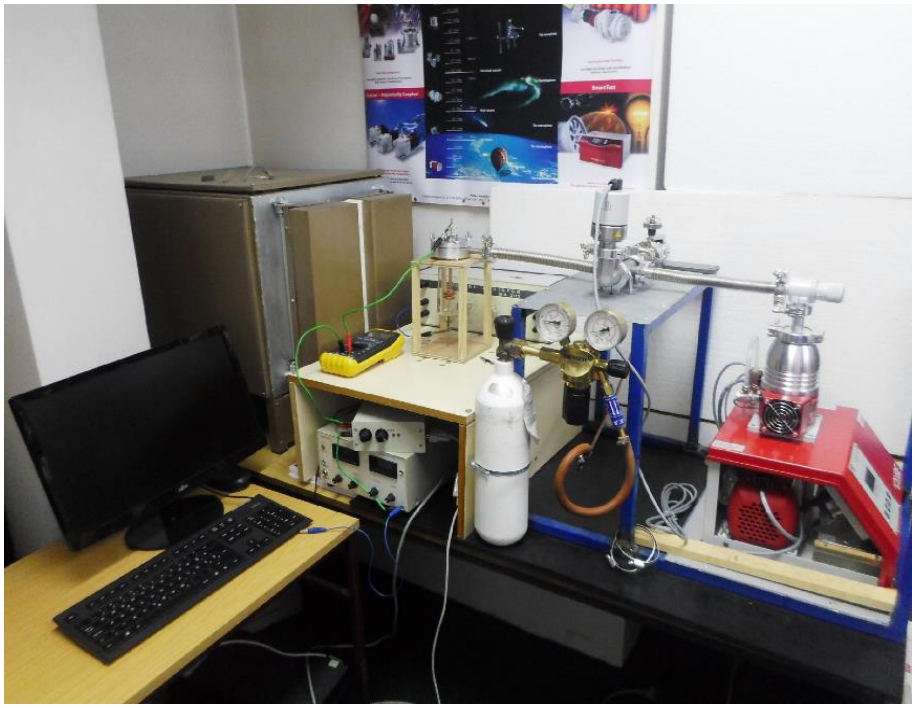
Slika 2.11. XRD snimak površine katode posle kondicioniranja na kome se vidi prisustvo samo maksimuma koji odgovaraju čistom bakru (Cu(111), Cu(200) i Cu(220)).

Pripremanje cevi za pražnjenje počinje tako što se svi sastavni delovi dobro fizički očiste, a zatim operu u ultrazvučnoj kadi u destilovanoj vodi i etanolu. Nakon toga se vrši vakuumiranje cevi za pražnjenje do pritiska od 10^{-4} *Pa* pri konstantnom zagrevanju na temperaturi od 600 *K* zbog temperaturske degazacije stakla i elektroda, posle čega se pune argonom na željenom pritisku i na kraju zatapaju.

Vakumska komora je priključena na vakuumski sistem koji se sastoji od vakuumske pumpe, regulacionog ventila, igličastog ventila, merača pritiska i ostalih vakuumskih komponenata (vakuumska creva, prirubnice, obvojnice, centrirajući prstenovi...) (slike 2.12 i 2.13). Vakuumski sistem je Pfeiffer Vacuum Hi Cube Eco i sastoji se iz mehaničke pumpe sa suvom membranom i turbomolekularne pumpe.



Slika 2.12. Šematski prikaz vakuumskog sistema.

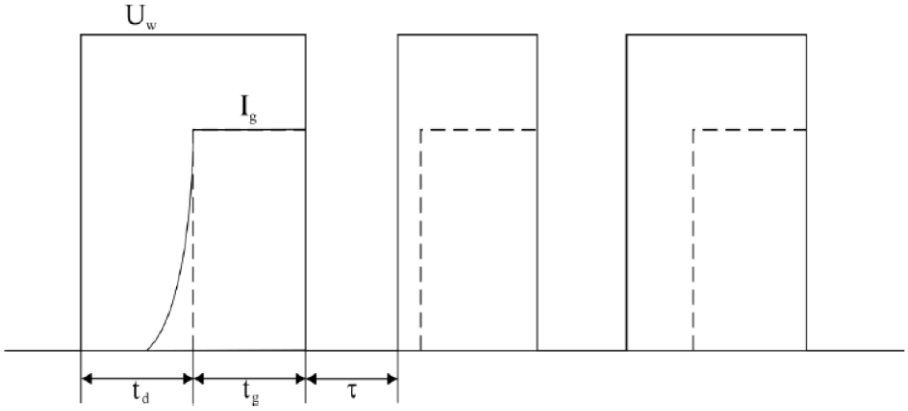


Slika 2.13. Fotografija postavke eksperimenta i vakuumski sistem.

Prilikom pokretanja pumpe prvo se uključuje mehanička pumpa sa suvom membranom čiji je granični pritisak 100 *Pa* i ona obezbeđuje preduslove za rad turbomolekularne pumpe. Nakon postizanja graničnog pritiska pumpe sa suvom membranom, uključuje se turbomolekularna pumpa čiji je granični pritisak 10^{-5} *Pa*. Sve vreme tokom vakuumiranja komore pritisak se meri pomoću kombinovanog merača Pfeiffer Vacuum PKR 251. Ovaj merač se sastoji od Pirani-evog merača i magnetrona sa hladnom katodom i pokriva opseg merenja pritisaka od 10^{5} *Pa* do 10^{-7} *Pa*. Postupak pripremanja komore je sličan kao kod cevi za pražnjenje. Posle čišćenja komore, počinje se sa vakuumiranjem koje traje 24 sata. Razlika u odnosu na staklenu cev je to što se ne vrši zagrevanje komore zbog postojanja spoja metala i stakla koji može da izdrži temperaturu do 350 *K*. Kada se u komori postigne pritisak 10^{-4} *Pa*, zatvara se ventil koji vodi do pumpe i počinje se sa uvođenjem argona pomoću igličastog ventila. Igličasti ventil ima mogućnost doziranja sa minimalnim protokom od 10^{-7} *Pa l/s*. Elektrode koje su ugrađene u komoru približno su istih dimenzija kao i kod cevi za pražnjenje punjenih gasom.

2.2 Merenja vremena kašnjenja električnog proboja, statičkih probojnih napona i emisionog spektra tinjavog pražnjenja

Merenje vremena kašnjenja električnih proboja u radnom gasu vršeno je primenom serije pravougaonih naponskih impulsa (slika 2.14) .

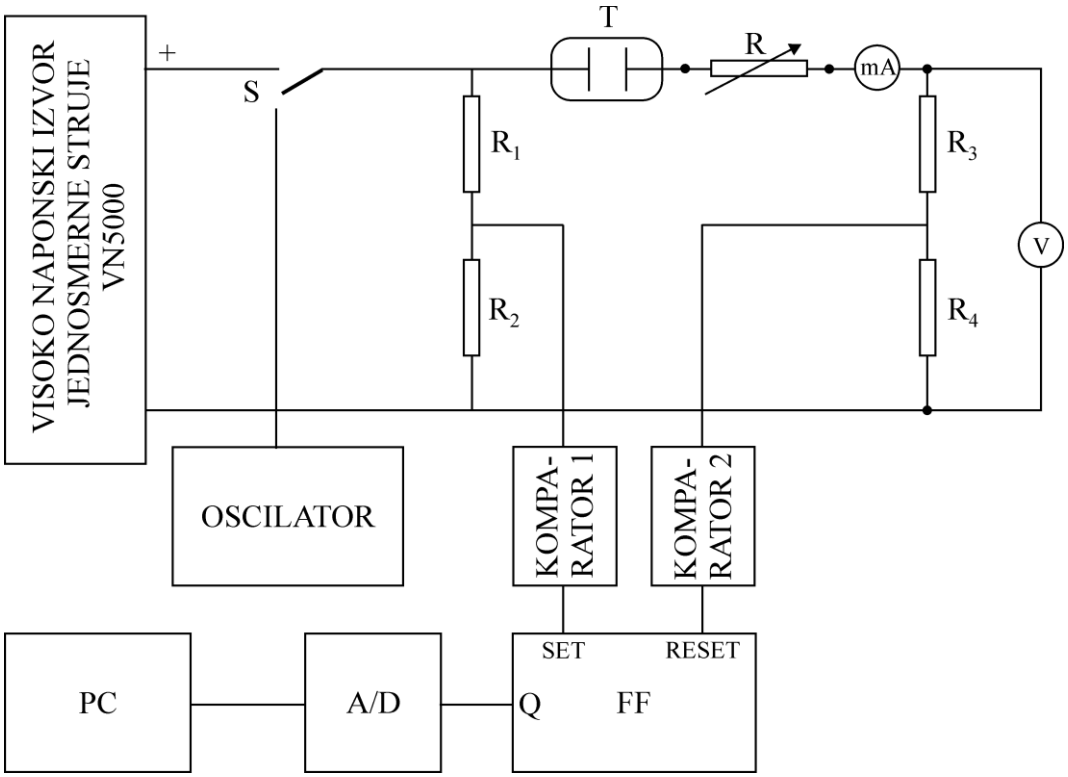


Slika 2.14. Serija pravougaonih naponskih impulsa gde je U_w primenjeni napon, I_g struja pražnjenja, t_g vreme tinjanja, t_d vreme kašnjenja proboja i τ vreme relaksacije.

Na početku se definišu vrednosti trajanja naponskih impulsa (vreme tinjanja) t_g, vreme relaksacije τ, primenjeni napon U_w i struja pražnjenja I_g. Početak merenja vremena kašnjenja određuje trenutak pojavljivanja naponskog signala (prednja ivica naponskog signala), a kraj merenja trenutak u kome struja dostigne 90% od struje pražnjenja zadate uslovima eksperimenta. Merenja vremena kašnjenja su vršena elektronskim sistemom vremenske rezolucije 0,18 μs koji je povezan sa računarom.

Šematski prikaz automatskog elektronskog sistema za merenje vremena kašnjenja proboja prikazan je na slici 2.15 (Marković i dr., 2004; 2005; Jovanović, 2014; Jovanović i dr., 2014). Visokonaponski izvor jednosmerne struje ima dva naponska izlaza, jedan sa maksimalnim naponom od 1000 *V* i drugi od 5000 *V*. Izvor je zaštićen od protoka struje velikog intenziteta pomoću ugrađenog reostata. Analogno-digitalni podsistem se sastoji iz visokonaponskog (VN) prekidača za uspostavljanje i isključivanje napona na cevi za pražnjenje u toku merenja, procesorske ploče sa interfejsom za priključak na računar i pretvarača koji analogne ulazne signale pretvaraju u digitalne. Kao što se može videti na slici 2.15, ceo sistem je priključen na računar preko koga se zadaju komande za merenje. Kada se zada naredba za početak merenja, procesor iz analognog podsistema daje signal za uključenje VN prekidača. Napon se sa izlaza VN prekidača dovodi do cevi za pražnjenje, otporne

dekade, ampermetra i otpornika. Preko razdelnika napona signal se vodi na pretvarač koji analogni naponski signal pretvara u digitalni, šalje ga u procesor i tada počinju merenja vremena kašnjenja (start signal). Trenutak prestanka merenja dešava se kada dođe do proboja gasa u cevi za pražnjenje i formiranja strujnog signala. Tada dolazi do pada napona na otporniku R_1, a signal sa otpornika se dovodi do procesora preko analogno-digitalnog pretvarača za struju i on definiše trenutak prestanka merenja (stop signal).



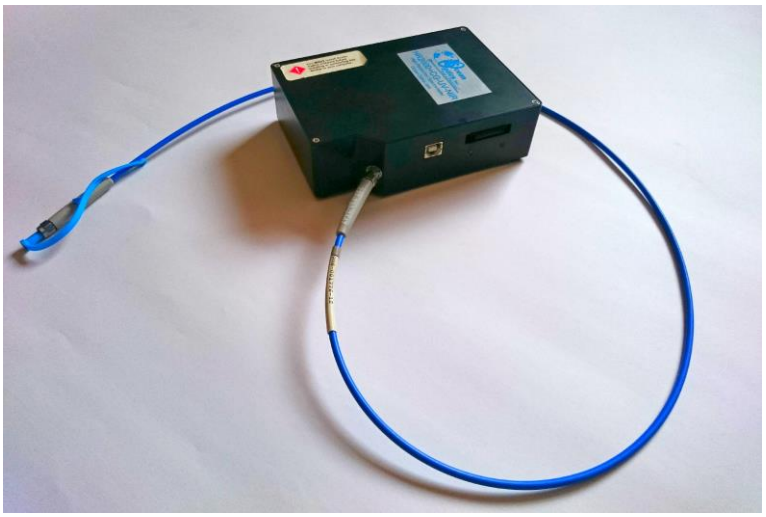
Slika 2.15. Blok šema elektronskog sistema za merenje vremena kašnjenja: R , R_1- R_4-otpornici, T- cev za pražnjenje, FF - flip-flop kolo, A/D - analogno-digitalni podsistem, PC - računar, mA - miliampermetar, V – voltmetar.

Prilikom merenja vremena kašnjenja električnih proboja svaka izmerena vrednost se beleži u lokalnoj memoriji analogno-digitalnog podsistema. Nakon merenja cele serije svi podaci se prebacuju u memoriju računara, pri čemu se izbegava dodatno kašnjenje koje se javlja prilikom komunikacije između mernog sistema i računara. Zbog eliminacije dodatnog kašnjenja, provodnici koji se koriste u sistemu maksimalno su skraćeni. Da bi se proverila tačnost merenja mernog sistema izvršeno je paralelno merenje pomoću osciloskopa i ustanovljeno je da se vrednosti razlikuju u okviru rezolucije mernog sistema od 0,18 μs. Merenja vremena kašnjenja su vršena i brojačem Tektronix FCA3000 kojim se upravlja pomoću softvera Labview Tektronix edition. Brojač je povezan tako da meri vremenski

interval između start i stop signala koji generiše elektronski sistem, a istovremeno je povezan i sa računarom. Glavna prednost ovog brojača u odnosu na prethodno opisani elektronski sistem je rezolucija koja iznosi 100 *ps*.

Merenja probojnih napona za različite vrednosti proizvoda *pd* (Paschen-ova kriva) vršena su na dva načina: promenom međuelektrodnog rastojanja *d* i promenom pritiska *p*. U prvom slučaju merenja su vršena na cevima za pražnjenje sa promenljivim međulelektrodnim rastojanjem, dok su u drugom slučaju merenja vršena na komori promenom pritiska. Primenjeni napon se menja na samom izvoru dok se struja reguliše pomoću otporne dekade i meri univerzalnim mernim instrumentom.

Pored merenja vremena kašnjenja, izvršeno je i spektroskopsko posmatranje tinjavog pražnjenja pomoću spektrometra Ocean Optics HR2000+CG (slika 2.16). Na osnovu snimljenog spektra tinjavog pražnjenja u argonu vršeno je detektovanje emisionih linija koje odgovaraju prelazima sa viših ekscitiranih stanja atoma argona na metastabilno stanje $^3P_2$.



Slika 2.16. Spektrometar Ocean Optics HR2000+CG.

Spektrometar se sastoji iz sledećih delova: priključak za optički kabl, fiksni prorez, opcioni svetlosni filter, kolimatorsko ogledalo, rešetka, fokusirajuće ogledalo, opciono sabirno sočivo na detektoru, linijski CCD detektor, blokirajući filtar i opcioni kvarcni prozor za UV oblast. Na prorez širine 5 μm i visine 1 *mm* povezan je optički kabl koji omogućava dodatnu fleksibilnost pri merenju. Sa proreza svetlost pada na difrakcionu rešetku koja ima 300 linija po milimetru i obezbeđuje rezoluciju od 1 *nm*, a kao detektor se koristi linijski CCD senzor sa 2048 piksela veličine 14,5×200 μm. Preko USB kabla spektrometar se povezuje na računar, odakle se kontroliše pomoću softvera. Opseg talasnih dužina koje mogu da se mere pomoću

ovog spektrometra je od 200 *nm* do 1100 *nm* sa integracionim vremenom u rasponu od 1 *ms* do 60 *s*.

U ovoj glavi disertacije dat je detaljni opis svih cevi za pražnjenje, kao i vakuumske komore, koji su korišćeni prilikom eksperimenata. Urađena je karakterizacija površine elektroda i prikazani su podaci o hrapavosti površina dobijeni primenom različitih eksperimentalnih metoda. Takođe je dat i detaljan opis pripreme cevi za pražnjenje i vakuumske komore. Prikazan je detaljan postupak merenja vremena kašnjenja električnih proboja i opis korišćenih instrumenata. Pošto je izvršeno i spektroskopsko snimanje tinjavog pražnjenja, na kraju glave date su karakteristike korišćenog spektrometra.

3. Fluidni modeli i numerička procedura za njihovu primenu

3.1 Fluidni modeli

Fluidni modeli se zasnivaju na momentima Boltzmann-ove jednačine za naelektrisane i neutralne čestice na osnovu kojih se dobijaju odgovarajuće jednačine balansa (Makabe i Petrović, 2005):

Nulti moment Boltzmann-ove jednačine → Balans koncentracija čestica, (3.1)

Prvi moment Boltzmann-ove jednačine → Balans impulsa, (3.2)

Drugi moment Boltzmann-ove jednačine → Balans energije. (3.3)

Jednačina balansa koncentracije čestica ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial n^c(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^c(\mathbf{r},t) = S^c(\mathbf{r},t)\,, \tag{3.4}$$

gde je $n^c(\mathbf{r},t)$ koncentracija čestica, $\mathbf{\Gamma}^c(\mathbf{r},t)$ vektor gustine fluksa čestica, $S^c(\mathbf{r},t)$ takozvani izvorni član koji opisuje promenu gustine čestica u jedinici vremena na osnovu sudarnih procesa, a *c* indeks koji označava vrstu čestica: elektrone, jone i neutrale. Vektor gustine fluksa čestica dat je sledećom relacijom:

$$\mathbf{\Gamma}^c(\mathbf{r},t) = n^c(\mathbf{r},t) < \mathbf{v}^c >\,, \tag{3.5}$$

pri čemu je $< \mathbf{v}^c >$ srednja vrednost vektora brzine čestica. Pri eksperimentalnim uslovima koji se ispituju u ovoj disertaciji, naelektrisane čestice se kreću pod uticajem električnog polja između elektroda, kao i zbog difuzije, pa vektor gustine fluksa naelektrisanih čestica ima sledeći oblik:

$$\mathbf{\Gamma}^c(\mathbf{r},t) = \pm\mu^c(\mathbf{r},t)n^c(\mathbf{r},t)\mathbf{E}(\mathbf{r},t) - \nabla(D^c(\mathbf{r},t)n^c(\mathbf{r},t))\,, \tag{3.6}$$

gde prvi član opisuje fluks čestica usled drifta pod dejstvom električnog polja, a drugi opisuje difuzioni fluks čestica usled postojanja gradijenta koncentracija ("-" se odnosi na elektrone, a "+" na jone). Aproksimacija vektora gustine fluksa naelektrisanih čestica relacijom (3.6) naziva se drift-difuziona aproksimacija (Rafatov i dr., 2012a). Pokretljivosti za jone i

elektrone obeleženi su sa μ^c, a koeficijent difuzije sa D^c. U slučaju neutralnih čestica, vektor gustine fluksa sadrži samo difuzioni član:

$$\mathbf{\Gamma}^{neu}(\mathbf{r},t) = -\nabla(D^{neu}(\mathbf{r},t)n^{neu}(\mathbf{r},t)). \tag{3.7}$$

Jednačina balansa energije koja se dobija iz drugog momenta Boltzmann-ove jednačine ima oblik:

$$\frac{\partial\left(< u^c(\mathbf{r},t) > n^c(\mathbf{r},t)\right)}{\partial t} = -\nabla\cdot\mathbf{Q}^c(\mathbf{r},t) + n\mathbf{v}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{X}(\mathbf{r},t) + S_\varepsilon^c(\mathbf{r},t), \tag{3.8}$$

gde $< u^c >(\mathbf{r},t)$ predstavlja srednju energiju čestica. Desna strana jednačine predstavlja promenu gustine srednje energije čestica u jedinici vremena usled: kretanja čestica $\nabla\cdot\mathbf{Q}^c(\mathbf{r},t)$, dejstva spoljašnjih sila $n\mathbf{v}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{X}(\mathbf{r},t)$ i razmene energije u sudarima $S_\varepsilon^c(\mathbf{r},t)$. Kako joni i atomi u gasu imaju približno istu vrednost mase, oni u toku tinjavog pražnjenja vrše efikasnu razmenu energije u međusobnim sudarima, pa je temperatura jona približno jednaka sobnoj temperaturi i može se smatrati konstantnom. Zbog toga se jednačina balansa energije uvodi samo za elektrone i pri zadatim eksperimentalnim uslovima ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial\left(< u^{ele}(\mathbf{r},t) > n^{ele}(\mathbf{r},t)\right)}{\partial t} + \frac{5}{3}\nabla\cdot\mathbf{\Gamma}^\varepsilon(\mathbf{r},t) = -e\mathbf{\Gamma}^{ele}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t) + S^\varepsilon(\mathbf{r},t), \tag{3.9}$$

gde $e\mathbf{\Gamma}^{ele}(\mathbf{r},t)\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ predstavlja promenu gustine srednje energije elektrona usled dejstva električnog polja. Uzimajući u obzir drift-difuzionu aproksimaciju vektora gustine fluksa elektrona, vektor gustine fluksa energije elektrona $\mathbf{\Gamma}^\varepsilon(\mathbf{r},t)$ ima sledeći oblik:

$$\mathbf{\Gamma}^\varepsilon(\mathbf{r},t) = -\mu^{ele}(\mathbf{r},t)(n^{ele}(\mathbf{r},t) < u^{ele}(\mathbf{r},t) >)\mathbf{E}(\mathbf{r},t) - \nabla(D^{ele}(\mathbf{r},t)n^{ele}(\mathbf{r},t) < u^{ele}(\mathbf{r},t) >). \tag{3.10}$$

Za izračunavanje jačine električnog polja koristi se Poisson-ova jednačina:

$$\nabla\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{e}{\varepsilon_0}\left(n^{ion}(\mathbf{r},t) - n^{ele}(\mathbf{r},t)\right). \tag{3.11}$$

Ako se jačina električnog polja izrazi preko potencijala $\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = -\nabla\varphi(\mathbf{r},t)$, relacija (3.11) dobija sledeći oblik:

$$\nabla^2 \varphi(\mathbf{r},t) = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n^{ion}(\mathbf{r},t) - n^{ele}(\mathbf{r},t)\right). \tag{3.12}$$

Fluidni model koji se zasniva na rešavanju jednačina (3.4) i (3.12) naziva se jednostavni fluidni model (Rafatov i dr., 2007; Rafatov i dr., 2012b). Ovaj model se bazira na aproksimaciji lokalnog polja, gde transportni i koeficijenti brzine reakcija zavise od redukovanog električnog polja u tački u kojoj se nalaze posmatrane čestice. Kod ovog modela izvorni član ima sledeći oblik:

$$S^c(\mathbf{r},t) = R_s^c(\mathbf{r},t) - R_g^c(\mathbf{r},t), \tag{3.13}$$

gde se R_s^c predstavlja koncentraciju čestica koja se stvori u sudarima u jedinici vremena, a R_g^c koncentraciju čestica koja se izgubi u sudarima u jedinici vremena. Jonizacija atoma neutralnog gasa se opisuje Townsend-ovim mehanizmom jonizacije, pa se izvorni član za elektrone i jone može napisati u obliku:

$$S^{ele}(\mathbf{r},t) = \alpha(|\mathbf{E}(\mathbf{r},t)|/p)\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(\mathbf{r},t)\right| + R_s^{ele}(\mathbf{r},t) - R_g^{ele}(\mathbf{r},t), \tag{3.14}$$

$$S^{ion}(\mathbf{r},t) = \alpha(|\mathbf{E}(\mathbf{r},t)|/p)\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(\mathbf{r},t)\right| + R_s^{ion}(\mathbf{r},t) - R_g^{ion}(\mathbf{r},t), \tag{3.15}$$

gde je $\alpha(|\mathbf{E}(\mathbf{r},t)|/p)$ prvi Townsend-ov koeficijent (koeficijent jonizacije elektronskim udarom) koji zavisi od vrednosti redukovanog električnog polja.

Prošireni fluidni model pored jednačina za jednostavni fluidni model sadrži i jednačinu balansa energije za elektrone (Rafatov i dr., 2012b). Ovaj model se bazira na aproksimaciji lokalne energije za koju transportni i koeficijenti brzine reakcija zavise od srednje energije elektrona u datoj tački prostora. Kao i kod jednostavnog fluidnog modela, izvorni član u jednačini balansa koncentracije se sastoji iz članova koji opisuju stvaranje i gubitak čestica prilikom sudara, pri čemu se proces jonizacije atoma neutralnog gasa opisuje drugačije:

$$S^{ele}(\mathbf{r},t) = k^{ion}(u^{ele}(\mathbf{r},t))n^{ele}(\mathbf{r},t)N + R_s^{ele}(\mathbf{r},t) - R_g^{ele}(\mathbf{r},t), \tag{3.16}$$

$$S^{ion}(\mathbf{r},t) = k^{ion}(u^{ele}(\mathbf{r},t))n^{ele}(\mathbf{r},t)N + R_s^{ion}(\mathbf{r},t) - R_g^{ion}(\mathbf{r},t), \tag{3.17}$$

gde je $k^{ion}(u^{ele}(\mathbf{r},t))$ koeficijent brzine procesa jonizacije atoma elektronskim udarom koji zavisi od srednje energije elektrona, a *N* koncentracija neutralnog gasa. U literaturi se često koriste jednostavni i prošireni fluidni modeli u kojima transportni koeficijenti čestica imaju konstantne vrednosti za dati pritisak.

Pored ova dva fluidna modela, za modelovanje tinjavog pražnjenja u literaturi se koristi i fluidni model sa nelokalnom jonizacijom (Rafatov i dr., 2012a). Glavna ideja ovog modela je da se u fluidni model uključi jonizacija koja potiče od brzih elektrona koji prođu oblast katodnog prostora i vrše jonizaciju u oblasti gde je električno polje slabo. Za primenu ovog modela potrebno je da se međuelektrodni prostor podeli na katodnu oblast sa jakim električnim poljem i na plazmenu oblast (negativno tinjanje) sa slabim poljem. Prvi Townsend-ov koeficijent α se prilikom modelovanja izračunava kao funkcija redukovanog električnog polja u svakoj tački međuelektrodnog prostora. Kod modela sa nelokalnom jonizacijom vrednost jonizacionog koeficijent α_{CF} u katodnoj oblasti je konstantna i odgovara vrednosti redukovanog električnog polja $E/p=\varphi(d_{CF})/(pd_{CF})$, gde je d_{CF} širina katodne oblasti, a $\varphi(d_{CF})$ vrednost električnog potencijala na rastojanju d_{CF} od katode. Elektroni koji krenu sa katode ubrzavaju se pod uticajem električnog polja i kada steknu dovoljnu energiju, vrše jonizaciju i stvaraju nove elektrone koji nastavljaju proces umnožavanja, pa se izvorni član za elektrone i jone u katodnoj oblasti izračunava pomoću relacije (Rafatov i dr., 2012a; Kudryavtsev i dr., 2008):

$$S^{ele}(\mathbf{r},t) = \left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\exp(\alpha_{CF}\,x) + R_s^{ele}(\mathbf{r},t) - R_g^{ele}(\mathbf{r},t) \quad \text{za} \quad x < d_{CF}\,, \tag{3.18}$$

$$S^{ion}(\mathbf{r},t) = \left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\exp(\alpha_{CF}\,x) + R_s^{ion}(\mathbf{r},t) - R_g^{ion}(\mathbf{r},t) \quad \text{za} \quad x < d_{CF}\,, \tag{3.19}$$

gde je $\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right|$ intenzitet vektora gustine fluksa elektrona koji kreću sa katode, a *x* rastojanje od katode. Kada elektroni izađu iz oblasti katodnog prostora i uđu u oblast negativnog tinjanja, gde je električno polje slabo, jonizacioni koeficijent ima veoma nisku vrednost, pa koncentracija elektrona koja se stvori u jedinici vremena u procesu jonizacije atoma elektronskim udarom treba da bude bliska nuli. Postoje međutim elektroni koji pri ulasku u oblast sa slabim električnim poljem vrše jonizaciju na osnovu energije koju su stekli u katodnoj oblasti. Koncentracija elektrona koja se stvori u jedinici vremena na rastojanju od katode koje je veće od širine katodne oblasti ($x \geq d_{CF}$) nije bliska nuli, već se aproksimira eksponencijalnim opadanjem sa rastojanjem (Rafatov i dr., 2012a; Kudryavtsev i dr., 2008), pa izvorni član za elektrone i jone ima sledeći oblik:

$$S^{ele}(\mathbf{r},t) = \left|\Gamma^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\ \exp(\alpha_{CF}\ d_{CF})\exp(-(x-d_{CF})/\lambda) + R_s^{ele}(\mathbf{r},t) - R_g^{ele}(\mathbf{r},t)\ \text{ za }\ x \geq d_{CF}\ , \tag{3.20}$$

$$S^{ion}(\mathbf{r},t) = \left|\Gamma^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\ \exp(\alpha_{CF}\ d_{CF})\exp(-(x-d_{CF})/\lambda) + R_s^{ion}(\mathbf{r},t) - R_g^{ion}(\mathbf{r},t)\ \text{ za }\ x \geq d_{CF}\ , \tag{3.21}$$

gde je λ karakteristična konstanta opadanja jonizacije sa rastojanjem koja se dobija iz relacije (Rafatov i dr., 2012a; Kudryavtsev i dr., 2008):

$$\lambda = \frac{\varphi(d_{CF})/(pB - d_{CF})}{\alpha_{CF} d_{CF}}. \tag{3.22}$$

Konstanta B se dobija iz prvog Townsend-ovog koeficijenta i za eksperimentalne vrednosti iz rada Kruithof (1940) iznosi 193 *V/(cmTorr)* (Stankov i dr., 2015a).

3.2 Numerička procedura za primenu fluidnih modela

Relacije (3.6) i (3.9) predstavljaju sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina za čije rešavanje je neophodna primena numeričkih metoda. U ovoj disertaciji je primenjena metoda konačnih razlika, a pored ove metode veoma često se primenjuju metode konačnih elemenata i konačnih zapremina (Strikwerda, 2004; Radnal, 2007; Schäfer, 2006). Metoda konačnih razlika je razvijena od strane Euler-a 1768. godine i predstavlja najstariju metodu za numeričko rešavanje diferencijalnih jednačina. Ova metoda se zasniva na aproksimacijama izvoda funkcije koji se dobijaju iz Taylor-ovog razvoja funkcije. Taylor-ov razvoj funkcija *f* u okolini tačke *(x,t)* ima sledeći oblik:

$$f(x,t+\Delta t) = f(x,t) + \Delta t\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} + \frac{(\Delta t)^2}{2!}\frac{\partial^2 f(x,t)}{\partial t^2} + \frac{(\Delta t)^3}{3!}\frac{\partial^3 f(x,t)}{\partial t^3} + \ldots, \tag{3.23}$$

$$f(x+\Delta x,t) = f(x,t) + \Delta x\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{2!}\frac{\partial^2 f(x,t)}{\partial x^2} + \frac{(\Delta x)^3}{3!}\frac{\partial^3 f(x,t)}{\partial x^3} + \ldots \tag{3.24}$$

Ukoliko se u relacijama (3.22) i (3.23) zanemare svi članovi razvoja sa stepenom većim od jedan dobijaju se relacije:

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} \approx \frac{f(x,t+\Delta t) - f(x,t)}{\Delta t}, \tag{3.25}$$

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} \approx \frac{f(x+\Delta x,t)-f(x,t)}{\Delta x}, \tag{3.26}$$

koje predstavljaju aproksimaciju prvog izvoda funkcije *f* u tački *(x, t)* metodom prednje razlike. Pored metode prednje razlike, prvi izvod se može aproksimirati zadnjom i centralnom razlikom:

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} \approx \frac{f(x,t)-f(x,t-\Delta t)}{\Delta t}, \tag{3.27}$$

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} \approx \frac{f(x,t)-f(x-\Delta x,t)}{\Delta x}, \tag{3.28}$$

odnosno

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial t} \approx \frac{f(x,t+\Delta t)-f(x,t-\Delta t)}{2\Delta t}, \tag{3.29}$$

$$\frac{\partial f(x,t)}{\partial x} \approx \frac{f(x+\Delta x,t)-f(x-\Delta x,t)}{2\Delta x}. \tag{3.30}$$

Drugi izvod funkcije *f* u tački *(x,t)* po prostornoj koordinati može se aproksimirati metodom konačne razlike primenom sledeće relacije:

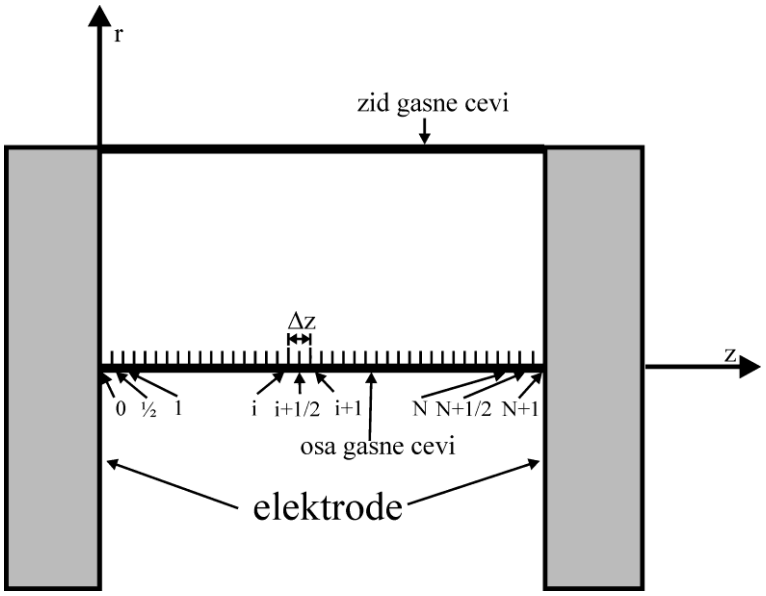
$$\frac{\partial^2 f(x,t)}{\partial x^2} \approx \frac{f(x+\Delta x,t)-2f(x,t)+f(x-\Delta x,t)}{\Delta x^2}. \tag{3.31}$$

U zavisnosti od izbora relacija za aproksimaciju izvoda funkcije, rešavanje parcijalnih diferencijalnih jednačina se svodi na primenu tri metode: eksplicitne, semi implicitne i implicitne metode. U ovoj disertaciji je primenjena semi implicitna metoda zbog toga što je bezuslovno numerički stabilna, što nije slučaj sa eksplicitnom metodom, kao i kompijuterski manje zahtevna od implicitne metode.

3.2.1 Rešavanje jednačina fluidnih modela u jednoj prostornoj dimenziji

Prilikom rešavanja fluidnih jednačina primenom metode konačnih razlika prvo je potrebno izvršiti diskretizaciju prostora za koji se rešavaju date jednačine. Kako se električno pražnjenje razvija između elektroda, onda se taj prostor mora diskretizovati, tj. podeliti na manje prostorne intervale. U jednodimenzionom slučaju diskretizacija će se vršiti duž longitudinalne ose staklene cevi za pražnjenje (*z* osa). Međuelektrodni prostor se deli na *N*

jednakih intervala, pri čemu se dobija jednodimenziona mreža sa *N+1* prostornih tačaka (slika 3.1) Tačka u nuli predstavlja tačku na katodi, dok tačka *N+1* predstavlja tačku na anodi. U unutrašnjim tačkama mreže *i=1,...,N* biće računate vrednosti za koncentracije čestica, potencijal i energiju elektrona, dok ćemo u tačkama na polovini prostornih intervala računati vrednosti za gustinu fluksa čestica i jačinu električnog polja.



Slika 3.1. Diskretizacija međuelektrodnog prostora u jednoj dimenziji.

Primena semi implicitne metode za rešavanje jednačina (3.4), (3.9), (3.12) svodi se na aproksimaciji izvoda po vremenu i prostoru primenom metode prednje razlike:

$$\frac{n_i^{k+1\,ele}-n_i^{k\,ele}}{\Delta t}+\frac{\Gamma_{i+1/2}^{k+1\,ele}-\Gamma_{i-1/2}^{k+1\,ele}}{\Delta z}=S_i^{k\,ele}, \tag{3.32}$$

$$\frac{n_i^{k+1\,ion}-n_i^{k\,ion}}{\Delta t}+\frac{\Gamma_{i+1/2}^{k+1\,ion}-\Gamma_{i-1/2}^{k+1\,ion}}{\Delta z}=S_i^{k\,ion}, \tag{3.33}$$

$$\frac{n_i^{k+1\,neu}-n_i^{k\,neu}}{\Delta t}-D_i^{k+1\,neu}\,\frac{n_{i+1}^{k+1\,neu}-2n_i^{k+1\,neu}+n_{i-1}^{k+1\,neu}}{\Delta z^2}=S_i^{k\,neu}, \tag{3.34}$$

$$\frac{\varphi_{i+1}^{k+1}-2\varphi_i^{k+1}+\varphi_{i-1}^{k+1}}{(\Delta z)^2}=-\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_i^{k\,ion}-n_i^{k\,ele}\right), \tag{3.35}$$

$$\frac{(<u^{ele}>n^{ele})_i^{k+1}-(<u^{ele}>n^{ele})_i^{k}}{\Delta t}+\frac{5}{3}\frac{\Gamma_{i+1/2}^{k+1\,\varepsilon}-\Gamma_{i-1/2}^{k+1\,\varepsilon}}{\Delta z}=S_i^{k\,\varepsilon}. \tag{3.36}$$

U jednačinama (3.32-3.36) indeks *i* predstavlja prostornu, a indeks *k* vremensku koordinatu.

U relacijama (3.32) i (3.33) korišćen je eksponencijalni izraz za gustinu fluksa čestica (Patankar, 1980), koji se prvi put uvodi za modelovanje rada poluprovodnika u radovima Scharfetter-a i Gummel-a (1969). Prednost ovog izraza je velika numerička stabilnost tokom izračunavanja, pogotovo u graničnim slučajevima kada je driftni član fluksa dominantan u odnosu na difuzioni, ili kada je difuzioni član dominantan u odnosu na driftni (Bogaerts i Gijbels, 1995). Izraz za gustinu fluksa elektrona i jona:

$$\mathbf{\Gamma}^{ele,\,ion}(\mathbf{r},t) = \pm\mu^{ele,\,ion}(\mathbf{r},t)n^{ele,\,ion}(\mathbf{r},t)\mathbf{E}(\mathbf{r},t) - \nabla(D^{ele,\,ion}(\mathbf{r},t)n^{ele,\,ion}(\mathbf{r},t)), \qquad (3.37)$$

može se rešiti analitički u jednoj prostornoj koordinati *z* po koncentraciji čestica $n^{ele,\,ion}$, pri čemu se dobija (Makabe i Petrović, 2005):

$$n^{ele,\,ion} = A\exp(\frac{\pm\mu^{ele,\,ion}\mathbf{E}}{D^{ele,\,ion}}z) + \frac{\Gamma^{ele,\,ion}}{\pm\mu^{ele,\,ion}\mathbf{E}}, \qquad (3.38)$$

gde je *A* je konstanta. Izračunavanjem konstante *A* na osnovu početnih uslova i primenom diskretizacije dobija se eksponencijalna relacija za gustinu fluksa elektrona i jona:

$$\Gamma_{i+1/2}^{k+1\,ele,ion} = \frac{1}{\Delta z}[n_i^{k+1\,ele,ion}D_i^{k+1\,ele,ion}\exp((-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+\mu_i^{k+1\,ele,ion}}{D_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+D_i^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1})) - n_{i+1}^{k+1\,ele,ion}D_{i+1}^{k+1\,ele,ion}]\cdot$$
$$\cdot\frac{(-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+\mu_i^{k+1\,ele,ion}}{D_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+D_i^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1})}{\exp((-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+\mu_i^{k+1\,ele,ion}}{D_{i+1}^{k+1\,ele,ion}+D_i^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1}))-1}, \qquad (3.39)$$

$$\Gamma_{i-1/2}^{k+1\,ele,ion} = \frac{1}{\Delta z}[n_{i-1}^{k+1\,ele,ion}D_{i-1}^{k+1\,ele,ion}\exp((-\frac{\mu_i^{k+1\,ele,ion}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele,ion}}{D_i^{k+1\,ele,ion}+D_{i-1}^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1})) - n_i^{k+1\,ele,ion}D_i^{k+1\,ele,ion}]\cdot$$
$$\cdot\frac{(-\frac{\mu_i^{k+1\,ele,ion}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele,ion}}{D_i^{k+1\,ele,ion}+D_{i-1}^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1})}{\exp((-\frac{\mu_i^{k+1\,ele,ion}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele,ion}}{D_i^{k+1\,ele,ion}+D_{i-1}^{k+1\,ele,ion}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1}))-1}. \qquad (3.40)$$

Kako se vrednost jačine električnog polja računa u tački na sredini intervala, u prethodnim relacijama korišćena je sledeća jednakost:

$$E_{i+1/2}^{k+1} = -\left(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1}\right)/\Delta z\,. \qquad (3.41)$$

Pokretljivost i koeficijent difuzije na polovini intervala se izračunavaju na sledeći način:

$$\mu_{i+1/2}^{k+1}=\frac{\mu_{i+1}^{k+1}+\mu_{i}^{k+1}}{2},\ \mu_{i-1/2}^{k+1}=\frac{\mu_{i}^{k+1}+\mu_{i-1}^{k+1}}{2}\quad \text{i}\quad D_{i+1/2}^{k+1}=\frac{D_{i+1}^{k+1}+D_{i}^{k+1}}{2},\ D_{i-1/2}^{k+1}=\frac{D_{i}^{k+1}+D_{i-1}^{k+1}}{2}. \tag{3.42}$$

Primenom relacija (3.39) i (3.40), jednačine (3.32), (3.33) i (3.36) dobijaju oblike:

$$\Delta tA_1 n_{i+1}^{k+1\,ele}+(\Delta z+\Delta tA_2)n_i^{k+1\,ele}+\Delta tA_3 n_{i-1}^{k+1\,ele}=\Delta z n_i^{k\,ele}+\Delta z\Delta tS_i^{k\,ele}, \tag{3.43}$$

$$\Delta tB_1 n_{i+1}^{k+1\,ion}+(\Delta z+\Delta tB_2)n_i^{k+1\,ion}+\Delta tB_3 n_{i-1}^{k+1\,ion}=\Delta z n_i^{k\,ion}+\Delta z\Delta tS_i^{k\,ion}, \tag{3.44}$$

$$\begin{aligned}&\frac{5}{3}\Delta tA_1(<u^{ele}>n^{ele})_{i+1}^{k+1}+(\Delta z+\frac{5}{3}\Delta tA_2)(<u^{ele}>n^{ele})_i^{k+1}+\frac{5}{3}\Delta tA_3(<u^{ele}>n^{ele})_{i-1}^{k+1}=\\&=\Delta z(<u^{ele}>n^{ele})_i^{k}-\Delta z\Delta te\Gamma_i^{k\,ele}E_i^{k}+\Delta z\Delta tS_i^{k\,\varepsilon},\end{aligned} \tag{3.45}$$

pri čemu je

$$A_1=\frac{-(-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele}+\mu_i^{k+1\,ele}}{D_{i+1}^{k+1\,ele}+D_i^{k+1\,ele}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1})(\frac{1}{\Delta z})D_{i+1}^{k+1\,ele}}{\exp((-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele}+\mu_i^{k+1\,ele}}{D_{i+1}^{k+1\,ele}+D_i^{k+1\,ele}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1}))-1}, \tag{3.46}$$

$$\begin{aligned}A_2=&\frac{(-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele}+\mu_i^{k+1\,ele}}{D_{i+1}^{k+1\,ele}+D_i^{k+1\,ele}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1})(\frac{1}{\Delta z})D_i^{k+1\,ele}}{\exp((-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele}+\mu_i^{k+1\,ele}}{D_{i+1}^{k+1\,ele}+D_i^{k+1\,ele}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1}))-1}\cdot\\&\cdot\exp((-\frac{\mu_{i+1}^{k+1\,ele}+\mu_i^{k+1\,ele}}{D_{i+1}^{k+1\,ele}+D_i^{k+1\,ele}})(\varphi_{i+1}^{k+1}-\varphi_i^{k+1}))+\\&+\frac{(-\frac{\mu_i^{k+1\,ele}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele}}{D_i^{k+1\,ele}+D_{i-1}^{k+1\,ele}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1})(\frac{1}{\Delta z})D_i^{k+1\,ele}}{\exp((-\frac{\mu_i^{k+1\,ele}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele}}{D_i^{k+1\,ele}+D_{i-1}^{k+1\,ele}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1}))-1},\end{aligned} \tag{3.47}$$

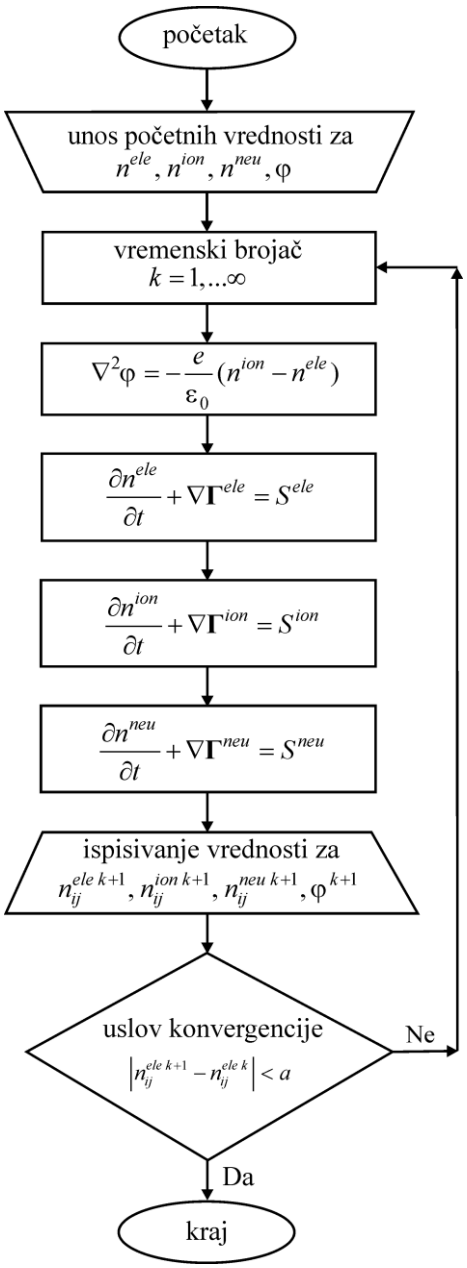
$$\begin{aligned}A_3=&\frac{-(-\frac{\mu_i^{k+1\,ele}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele}}{D_i^{k+1\,ele}+D_{i-1}^{k+1\,ele}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1})(\frac{1}{\Delta z})D_{i-1}^{k+1\,ele}}{\exp((-\frac{\mu_i^{k+1\,ele}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele}}{D_i^{k+1\,ele}+D_{i-1}^{k+1\,ele}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1}))-1}\cdot\\&\cdot\exp((-\frac{\mu_i^{k+1\,ele}+\mu_{i-1}^{k+1\,ele}}{D_i^{k+1\,ele}+D_{i-1}^{k+1\,ele}})(\varphi_i^{k+1}-\varphi_{i-1}^{k+1})).\end{aligned} \tag{3.48}$$

Koeficijenti B_1, B_2, B_3 za jone imaju isti oblik kao koeficijenti A_1, A_2, A_3 za elektrone. Jednačina balansa koncentracije neutrala (3.34) i Poisson-ova jednačina (3.35) posle sređivanja imaju sledeći oblik:

$$-\Delta t D_i^{k+1\,neu} n_{i+1}^{k+1\,neu} + (\Delta z^2 + 2\Delta t D_i^{k+1\,neu}) n_i^{k+1\,neu} - \Delta t D_i^{k+1\,neu} n_{i-1}^{k+1\,neu} = \Delta z^2 n_i^{k\,neu} + \Delta t \Delta z^2 S_i^{k\,neu}, \quad (3.49)$$

$$\varphi_{i+1}^{k+1} - 2\varphi_i^{k+1} + \varphi_{i-1}^{k+1} = -(\Delta z)^2 \frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_i^{k\,ion} - n_i^{k\,ele}\right). \quad (3.50)$$

Kao što je rečeno u prethodnoj glavi jednostavni fluidni model se zasniva na rešavanju jednačina (3.43), (3.44), (3.49), (3.50), pri čemu je algoritam za primenu ovog modela sledeći:



Slika 3. 2. Algoritam za primenu jednostavnog fluidnog modela.

Iz algoritma se vidi da se u jednom vremenskom trenutku prvo rešava Poisson-ova jednačina, pa se dobijene vrednosti za potencijal koriste za rešavanje jednačine balansa koncentracije čestica. Postupak se ponavlja sve dok razlika koncentracija elektrona između izračunatih vrednosti u dva susedna vremenska trenutka ne bude manja od zadate tolerantne vrednosti, tj. dok se ne dostigne stacionarno stanje. Algoritam za prošireni fluidni model je isti kao za jednostavni fluidni model, jedina razlika je što on sadrži još i jednačinu balansa srednje energije elektrona (3.45).

Jednačine (3.43-3.45), (3.49) i (3.50), predstavljaju sisteme linearnih jednačina. Matrična prezentacija jednačine (3.43) je sledeća:

$$\begin{bmatrix} (\Delta x+\Delta tA_2) & \Delta tA_1 & 0 & 0 \\ \Delta tA_3 & . & . & 0 \\ 0 & . & . & \Delta tA_1 \\ 0 & 0 & \Delta tA_3 & (\Delta x+\Delta tA_2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} n_1^{k+1\,ele} \\ . \\ . \\ n_N^{k+1\,ele} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Delta x n_1^{k\,ele}+\Delta x\Delta tS_2^{k\,ele} \\ . \\ . \\ \Delta x n_N^{k\,ele}+\Delta x\Delta tS_N^{k\,ele} \end{bmatrix}.$$

Ostale jednačine imaju isti matrični oblik samo se vrednosti koeficijenata razlikuju. Svi sistemi linearnih jednačina rešavani su primenom Thomas-ovog algoritma (Hirsch , 2007).

Ako se pri modelovanju gasnog pražnjenja uzme u obzir i spoljašnje kolo, tada se napon na cevi za pražnjenje U_g izračunava iz Omovog zakona:

$$U_g = U_w - I_g R, \tag{3.51}$$

gde je U_w napon na izvoru, I_g struja pražnjenja i R termogeni otpor kojim se reguliše jačina struje. Struja pražnjenja I_g se izračunava primenom sledeće formule:

$$I_g = r^2 \pi e \sum_c \left| \mathbf{\Gamma}^{nc} \right|, \tag{3.52}$$

gde je r poluprečnik katode, a $\mathbf{\Gamma}^{nc}$ predstavljaju vektore gustine flukseva naelektrisanih čestica na katodi.

3.2.2 Rešavanje jednačina fluidnih modela u dve prostorne dimenzije

Pošto je razvoj gasnih pražnjenja u uslovima koji se razmatraju u ovoj disertaciji simetričan u odnosu na longitudinalnu osu cevi za pražnjenje, pogodno je da se jednačine

fluidnog modela rešavaju u cilindričnoj geometriji po *r* i *z* koordinatama. Jednačina balansa koncentracija čestica u cilindričnoj geometriji ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial n^c(r,z,t)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\Gamma_r(r,t)) + \frac{\partial \Gamma_z(z,t)}{\partial z} = S^c(r,z,t). \tag{3.53}$$

Poisson-ova jednačina (3.12) u cilindričnim koordinatama ima oblik:

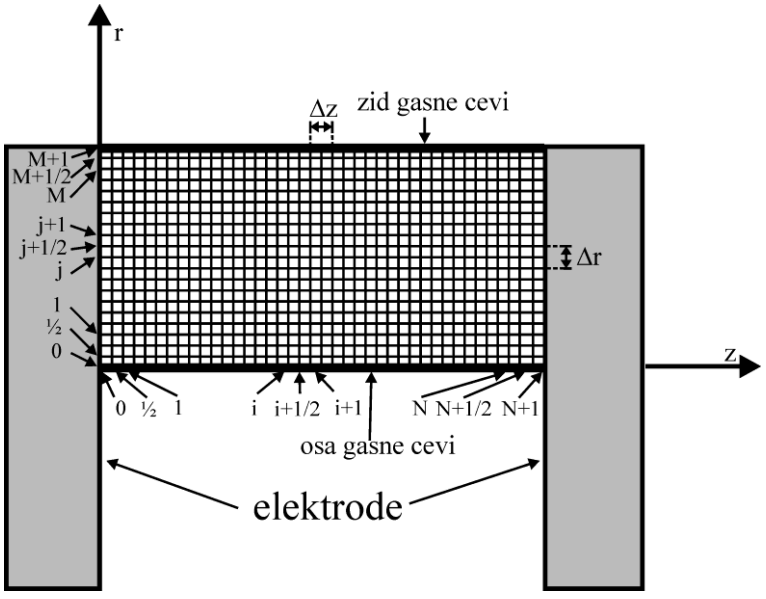
$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial \varphi(r,z,t)}{\partial r}) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\varphi(r,z,t) = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n^{ion}(r,z,t) - n^{ele}(r,z,t)), \tag{3.54}$$

a nakon sređivanja se svodi na:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\varphi(r,z,t)) + \frac{\partial^2}{\partial r^2}\varphi(r,z,t) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\varphi(r,z,t) = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n^{ion}(r,z,t) - n^{ele}(r,z,t)). \tag{3.55}$$

Oznake za zavisnost promenljivih od drugih veličina, kao i oznake za vrstu čestica biće izostavljene u daljem tekstu zbog komplikovanosti samih izraza.

Kao i u jednodimenzionom slučaju, prvo se diskretizuje oblast za koju se vrši rešavanje datih jednačina. Oblast se deli na *M* i *N* prostornih intervala duž *r* i *z* osa, pri čemu se stvara prostorna mreža (slika 3. 3) (Stankov i dr., 2015b). U mrežnim tačkama računaju se vrednosti koncentracije čestica i potencijala, dok se na polovini intervala računaju vrednosti gustine fluksa čestica i jačine električnog polja.



Slika 3. 3. Diskretizacija oblasti proračuna.

U daljem tekstu biće prikazan postupak rešavanja jednačine balansa koncentracije čestica i Poisson-ove jednačine, a kako je on isti i za jednačine balansa energije elektrona i balansa koncentracije neutralnih čestica, detalji numeričke procedure za njihovo rešavanje biće izostavljeni.

Kao i u jednodimenzionom slučaju, za rešavanje jednačina (3.53) i (3.55) primenjuje se semi implicitna metoda, na osnovu koje ove jednačine dobijaju sledeći oblik:

$$\frac{n_{ij}^{k+1}-n_{ij}^{k}}{\Delta t}+\frac{1}{r_j}\frac{r_{j+1/2}\Gamma_{i\,j+1/2}^{k+1}-r_{j-1/2}\Gamma_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\Delta r}+\frac{\Gamma_{i+1/2\,j}^{k+1}-\Gamma_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\Delta z}=S_{ij}^{k}, \tag{3.56}$$

$$\frac{1}{r_j}\frac{\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1}}{\Delta r}+\frac{\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-2\varphi_{i\,j}^{k+1}+\varphi_{i\,j-1}^{k+1}}{(\Delta r)^2}+\frac{\varphi_{i+1\,j}^{k+1}-2\varphi_{i\,j}^{k+1}+\varphi_{i-1\,j}^{k+1}}{(\Delta z)^2}=-\frac{e}{\varepsilon_0}(n_{i\,j}^{k\,ion}-n_{i\,j}^{k\,ele}), \tag{3.57}$$

gde $i=1,...,N$ i predstavlja prostornu koordinatu po z osi, a $j=1,...,M$ i predstavlja prostornu koordinatu po r osi. Vrednosti za r_j, $r_{j+1/2}$ i $r_{j-1/2}$ se dobijaju iz relacija:

$$r_j=j\cdot\Delta r,\quad r_{j+1/2}=\frac{r_{j+1}+r_j}{2}\quad\text{i}\quad r_{j-1/2}=\frac{r_j+r_{j-1}}{2} \tag{3.58}$$

Za gustine flukseva čestica korišćen je eksponencijalni izraz, kao i u jednodimenzionom slučaju:

$$\Gamma_{i+1/2\,j}^{k+1}=\frac{1}{\Delta z}[n_{i\,j}^{k+1}D_{i\,j}^{k+1}\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-n_{i+1\,j}^{k+1}D_{i+1\,j}^{k+1}]\cdot\frac{Z_{i+1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-1}, \tag{3.59}$$

$$\Gamma_{i-1/2\,j}^{k+1}=\frac{1}{\Delta z}[n_{i-1\,j}^{k+1}D_{i-1\,j}^{k+1}\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-n_{i\,j}^{k+1}D_{i\,j}^{k+1}]\cdot\frac{Z_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-1}, \tag{3.60}$$

$$\Gamma_{i\,j+1/2}^{k+1}=\frac{1}{\Delta r}[n_{i\,j}^{k+1}D_{i\,j}^{k+1}\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-n_{i\,j+1}^{k+1}D_{i\,j+1}^{k+1}]\cdot\frac{Z_{i\,j+1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-1}, \tag{3.61}$$

$$\Gamma_{i\,j-1/2}^{k+1}=\frac{1}{\Delta r}[n_{i\,j-1}^{k+1}D_{i\,j-1}^{k+1}\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-n_{i\,j}^{k+1}D_{i\,j}^{k+1}]\cdot\frac{Z_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-1}, \tag{3.62}$$

pri čemu je Z:

$$Z_{i+1/2\,j}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i+1/2\,j}^{k+1}}{D_{i+1/2\,j}^{k+1}}(\varphi_{i+1\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1})}{\exp(-\frac{\mu_{i+1/2\,j}^{k+1}}{D_{i+1/2\,j}^{k+1}}(\varphi_{i+1\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1}))-1}\quad \text{i}\quad Z_{i-1/2\,j}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i-1/2\,j}^{k+1}}{D_{i-1/2\,j}^{k+1}}(\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i-1\,j}^{k+1})}{\exp(-\frac{\mu_{i-1/2\,j}^{k+1}}{D_{i-1/2\,j}^{k+1}}(\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i-1\,j}^{k+1}))-1}, \tag{3.63}$$

$$Z_{i\,j+1/2}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i\,j+1/2}^{k+1}}{D_{i\,j+1/2}^{k+1}}(\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1})}{\exp(-\frac{\mu_{i\,j+1/2}^{k+1}}{D_{i\,j+1/2}^{k+1}}(\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1}))-1}\quad \text{i}\quad Z_{i\,j-1/2}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i\,j-1/2}^{k+1}}{D_{i\,j-1/2}^{k+1}}(\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j-1}^{k+1})}{\exp(-\frac{\mu_{i\,j-1/2}^{k+1}}{D_{i\,j-1/2}^{k+1}}(\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j-1}^{k+1}))-1}, \tag{3.64}$$

Kako je električno polje duž r ose veoma slabo, onda se u nekim slučajevima može desiti sledeće (Stankov i dr., 2015b):

$$(\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1})\to 0 \qquad \text{i} \qquad (\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j-1}^{k+1})\to 0\,, \tag{3.65}$$

pa je

$$Z_{i\,j+1/2}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i\,j+1/2}^{k+1}}{D_{i\,j+1/2}^{k+1}}\cdot 0}{\exp(-\frac{\mu_{i\,j+1/2}^{k+1}}{D_{i\,j+1/2}^{k+1}}\cdot 0)-1}\quad \text{i}\quad Z_{i\,j-1/2}^{k+1}=\frac{-\frac{\mu_{i\,j-1/2}^{k+1}}{D_{i\,j-1/2}^{k+1}}\cdot 0}{\exp(-\frac{\mu_{i\,j-1/2}^{k+1}}{D_{i\,j-1/2}^{k+1}}\cdot 0)-1}, \tag{3.66}$$

Da bi se ovo izbeglo uzima se u obzir sledeća osobina funkcije:

$$y=\frac{x}{\exp(x)-1}\to 1 \qquad \text{kada } x\to 0\,, \tag{3.67}$$

na osnovu čega se može pisati da kada

$$(\varphi_{i\,j+1}^{k+1}-\varphi_{i\,j}^{k+1})\to 0 \qquad \text{i} \qquad (\varphi_{i\,j}^{k+1}-\varphi_{i\,j-1}^{k+1})\to 0\,, \tag{3.68}$$

tada

$$Z_{i\,j+1/2}^{k+1}\to 1 \qquad \text{i} \qquad Z_{i\,j-1/2}^{k+1}\to 1\,. \tag{3.69}$$

Primenom izraza za flukseve (3.59-3.62), jednačina (3.56) dobija oblik:

$$\Delta r\Delta z\, n_{i\,j}^{k+1} + \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j+1/.2}\frac{1}{\Delta r} n_{i\,j}^{k+1} D_{i\,j}^{k+1} \exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1}) \frac{Z_{i\,j+1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-1} - \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j+1/2}\frac{1}{\Delta r} n_{i\,j+1}^{k+1} D_{i\,j+1}^{k+1} \cdot$$

$$\cdot \frac{Z_{i\,j+1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-1} - \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j-1/2}\frac{1}{\Delta r} n_{i\,j-1}^{k+1} D_{i\,j-1}^{k+1} \exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1}) \frac{Z_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-1} +$$

$$+ \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j-1/2}\frac{1}{\Delta r} n_{i\,j}^{k+1} D_{i\,j}^{k+1} \cdot \frac{Z_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-1} + \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} n_{i\,j}^{k+1} D_{i\,j}^{k+1} \exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1}) \frac{Z_{i+1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-1} -$$

$$- \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} n_{i+1\,j}^{k+1} D_{i+1\,j}^{k+1} \frac{Z_{i+1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-1} - \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} n_{i-1\,j}^{k+1} D_{i-1\,j}^{k+1} \exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1}) \frac{Z_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-1} +$$

$$+ \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} n_{i\,j}^{k+1} D_{i\,j}^{k+1} \frac{Z_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-1} = \Delta t\Delta r\Delta z S_{i\,j}^{k} + \Delta r\Delta z n_{i\,j}^{k}. \tag{3.70}$$

Nakon grupisanja članova uz odgovarajuće nepoznate vrednosti dobijamo sledeći sistem linearnih jednačina:

$$A_1 n_{i-1\,j}^{k+1} + C n_{i\,j}^{k+1} + A_2 n_{i+1\,j}^{k+1} + B_1 n_{i\,j-1}^{k+1} + B_2 n_{i\,j+1}^{k+1} = \Delta t\Delta r\Delta z S_{i\,j}^{k} + \Delta t\Delta r n_{i\,j}^{k}, \tag{3.71}$$

pri čemu su koeficijenti A_1, C, A_2, B_1 i B_2 predstavljeni izrazima:

$$A_1 = -\Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} D_{i-1\,j}^{k+1} \exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1}) \frac{Z_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-1}, \tag{3.72}$$

$$C = \Delta r\Delta z + \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j+1/2}\frac{1}{\Delta r} D_{i\,j}^{k+1} \exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1}) \frac{Z_{i\,j+1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-1} + \frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j-1/2}\frac{1}{\Delta r} D_{i\,j}^{k+1} \cdot$$

$$\cdot \frac{Z_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-1} + \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} D_{i\,j}^{k+1} \exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1}) \frac{Z_{i+1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-1} +$$

$$+ \Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} D_{i\,j}^{k+1} \frac{Z_{i-1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i-1/2\,j}^{k+1})-1} \tag{3.73}$$

$$A_2 = -\Delta t\Delta r \frac{1}{\Delta z} D_{i+1\,j}^{k+1} \frac{Z_{i+1/2\,j}^{k+1}}{\exp(Z_{i+1/2\,j}^{k+1})-1}, \tag{3.74}$$

$$B_1 = -\frac{1}{r_j}\Delta t\Delta z r_{j-/2}\frac{1}{\Delta r} D_{i\,j-1}^{k+1} \exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1}) \frac{Z_{i\,j-1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j-1/2}^{k+1})-1}, \tag{3.75}$$

$$B_2 = -\frac{1}{r_j}\Delta t \Delta z r_{j+1/2}\frac{1}{\Delta r} D_{i\,j+1}^{k+1}\cdot\frac{Z_{i\,j+1/2}^{k+1}}{\exp(Z_{i\,j+1/2}^{k+1})-1}. \tag{3.76}$$

Poisson-ova jednačina (3.57) nakon sređivanja ima sledeći oblik:

$$A_1\varphi_{i-1\,j}^{k+1} + C\varphi_{i\,j}^{k+1} + A_2\varphi_{i+1\,j}^{k+1} + B_1\varphi_{i\,j-1}^{k+1} + B_2\varphi_{i\,j+1}^{k+1} = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_{i\,j}^{k\,ion}(r,z,t) - n_{i\,j}^{k\,ion}(r,z,t)), \tag{3.77}$$

gde su A_1, C, A_2, B_1 i B_2:

$$A_1 = A_2 = (\Delta r)^2, \tag{3.78}$$

$$C = -\frac{\Delta r(\Delta z)^2}{r_j} - 2(\Delta z)^2 - 2(\Delta r)^2, \tag{3.79}$$

$$B_1 = (\Delta z)^2, \tag{3.80}$$

$$B_2 = \frac{\Delta r(\Delta z)^2}{r_j} + (\Delta z)^2. \tag{3.81}$$

Sistem linearnih jednačina (3.71) može se predstaviti i u matričnom obliku:

$$\begin{bmatrix}
C & A_2 & 0 & . & 0 & B_2 & 0 & . & . & . & 0 \\
A_1 & C & A_2 & . & & . & B_2 & . & & & . \\
0 & A_1 & C & A_2 & . & & . & B_2 & . & & . \\
. & . & A_1 & C & A_2 & . & & . & B_2 & . & . \\
0 & & . & A_1 & C & A_2 & . & & . & B_2 & 0 \\
B_1 & . & & . & A_1 & C & A_2 & . & & . & B_2 \\
0 & B_1 & . & & . & A_1 & C & A_2 & . & & 0 \\
. & . & B_1 & . & & . & A_1 & C & A_2 & . & . \\
. & & . & B_1 & . & & . & A_1 & C & A_2 & 0 \\
. & & & . & B_1 & . & & . & A_1 & C & A_2 \\
0 & . & . & . & 0 & B_1 & 0 & . & 0 & A_1 & C
\end{bmatrix}
\cdot
\begin{bmatrix} n_{11}^{k+1} \\ \vdots \\ n_{N1}^{k+1} \\ n_{12}^{k+1} \\ \vdots \\ n_{N2}^{k+1} \\ \vdots \\ \vdots \\ n_{1M}^{k+1} \\ \vdots \\ n_{NM}^{k+1} \end{bmatrix}
=
\begin{bmatrix} D_{11}^{k} \\ \vdots \\ D_{N1}^{k} \\ D_{12}^{k} \\ \vdots \\ D_{N2}^{k} \\ \vdots \\ \vdots \\ D_{1M}^{k} \\ \vdots \\ D_{NM}^{k} \end{bmatrix}$$

gde je sa $D_{i\,j}^{k}$ označena desna strana jednačine (3.71). Sistem linearnih jednačina (3.71) je rešavan iterativnom SOR metodom (Burden i Faires, 2011; Press i dr., 1995). Treba naglasiti i

da je algoritam za dvodimenziono rešavanje fluidnih modela isti kao i za jednodimenzioni slučaj.

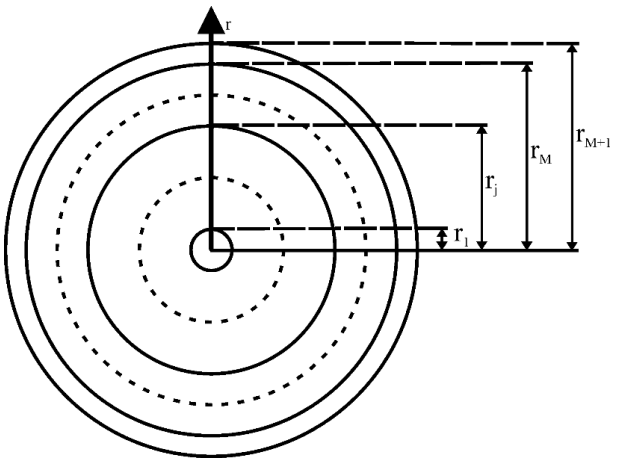
Pošto postoji radijalna raspodela gustine struje pražnjenja, struja pražnjenja se izračunava primenom sledećeg integrala:

$$I_g = \int_S \mathbf{j}\mathbf{dS}\,, \tag{3.82}$$

gde je S površina katode, a $\boldsymbol{j}$ vektor gustina struje. Za izračunavanje prethodnog integrala, površina katode se deli na koncentrične prstenove (slika 3.4) i relacija (3.82) aproksimira sledećim izrazom:

$$I_g = e\sum_0^M [\pi(r_{j+1} - r_j)^2 (\sum_c \left|\mathbf{\Gamma}^{nc}\right|)]\,, \tag{3.83}$$

gde su vektori gustine flukseva naelektrisanih čestica na katodi označeni sa $\mathbf{\Gamma}^{nc}$, a rastojanje od ose cevi sa r_j.



Slika 3.4. Diskretizacija površine katode.

3.2.3 Granični uslovi

Prilikom rešavanja jednačina fluidnih modela, pretpostavljeno je da su anoda i zidovi cevi za pražnjenje potpuno apsorbujući. Na katodi se mora uzeti u obzir da je fluks elektrona koji polaze sa katode jednak proizvodu koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije i fluksa jona koji dolaze na katodu. Tako da su granični uslovi sledeći:

za jednodimenzioni slučaj:

$$\text{na katodi} \quad z = 0 \;\Rightarrow \boldsymbol{\Gamma}^{ele} = -\gamma \boldsymbol{\Gamma}^{ion},\; n^{ion,\,neu} = 0,\; u^{ele} = 0,\; \varphi = 0 \tag{3.84}$$

$$\text{na anodi} \quad z = d \;\Rightarrow\; n^{c} = 0,\; u^{ele} = 0,\; \varphi = U_g \tag{3.85}$$

za dvodimenzioni slučaj:

$$\text{na osi cevi} \quad r = 0 \;\Rightarrow\; \frac{\partial n^{c}}{\partial r} = \frac{\partial u^{ele}}{\partial r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \tag{3.86}$$

$$\text{na zidovima cevi} \; r = R \;\Rightarrow\; n^{c} = 0, u^{ele} = 0, \varphi_i = U_g \frac{\Delta x \cdot i}{d} \;\text{ gde }\; i = 0,\ldots,N+1, \tag{3.87}$$

$$\text{na katodi } z = 0 \;\Rightarrow \boldsymbol{\Gamma}^{ele} = -\gamma \boldsymbol{\Gamma}^{ion},\; n^{ion,\,neu} = 0,\; u^{ele} = 0,\; \varphi = 0, \tag{3.88}$$

$$\text{na anodi} \quad z = d \;\Rightarrow\; n^{c} = 0,\; u^{ele} = 0,\; \varphi = U_g, \tag{3.89}$$

gde U_g predstavlja napon na elektrodama, γ koeficijent jonsko-elektronske sekundarne elektronske emisije, a d međuelektrodno rastojanje.

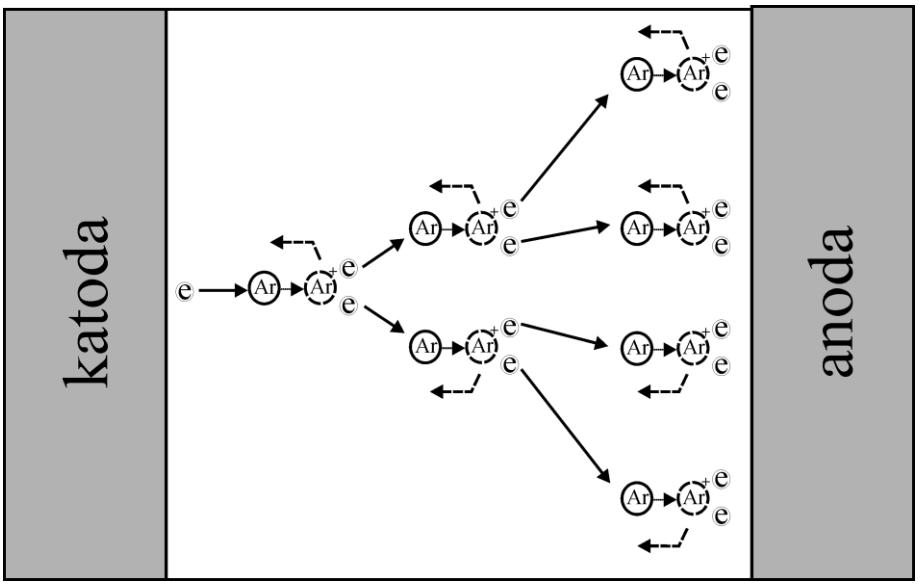
Na početku ove glave disertacije, dat je pregled fluidnih modela koji se koriste za modelovanje gasnih pražnjenja. Nakon toga prikazana je detaljna numerička procedura za rešavanje jednačina fluidnih modela u jednoj i dve prostorne dimenzije. Primenjeni granični uslovi za jednodimenziono i dvodimenziono modelovanje tinjavog pražnjenja dati su na kraju glave.

4. Eksperimentalna i teorijska analiza uspostavljanja tinjavog pražnjenja u argonu

4.1 Merenje i modelovanje Paschen-ove krive

4.1.1 Merenje statičkih probojnih napona U_s

Električni proboj u gasovima predstavlja prelaz iz nesamostalnog u samostalno pražnjenje, a minimalni napon potreban za električni proboj naziva se statički probojni napon U_s. Kada se napon primeni na elektrode u cevi za pražnjenje, naelektrisane čestice počinju da se kreću pod uticajem električnog polja, elektroni i negativni joni ka anodi, a pozitivni joni ka katodi. Na svom putu ka anodi elektroni jonizuju atome i na taj način stvaraju nove elektrone i jone, odnosno elektronske i jonske lavine (Slika 4.1).



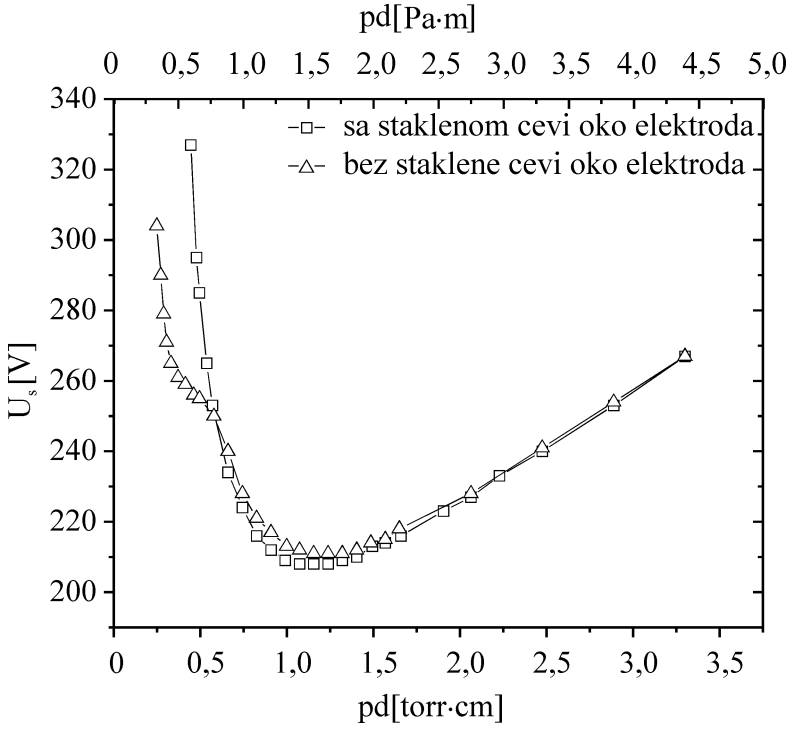
Slika 4.1. Razvoj električnog gasnog pražnjenja.

Joni koji stignu do katode izazivaju sekundarnu emisiju elektrona koji započinju stvaranje novih elektronskih lavina. Elektron krećući se od katode do anode stvori *exp(αd)-1* elektron-jonskih parova. Ako *exp(αd)-1* novostvorenih jona izazove emisiju jednog ili više elektrona na katodi dolazi do nastanka novih generacija lavina i u graničnom slučaju do električnog proboja. Uslov za električni proboj u gasovima može se izraziti sledećom relacijom (Raizer, 1991):

$$\gamma(\exp(\alpha d)-1) \geq 1, \tag{4.1}$$

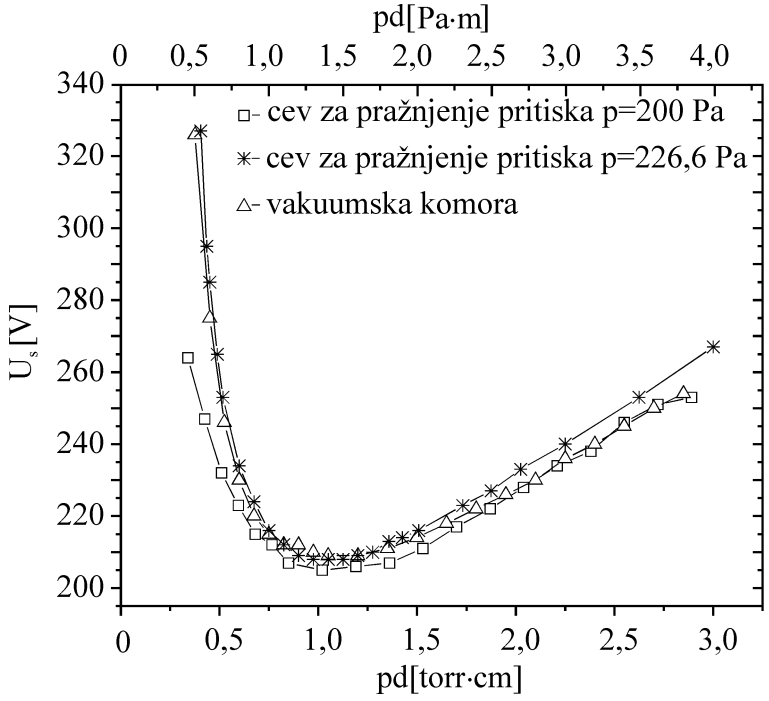
gde je γ koeficijent jonsko-elektronske sekundarne emisije, α Townsend-ov prvi jonizacioni koeficijent i *d* međuelektrodno rastojanje.

Za eksperimentalno određivanje statičkog probojnog napona korišćena su dva načina. Kod prvog načina, na elektrode se primenjuje napon koji je niži od statičkog probojnog napona i polako se povećava sve dok ne dođe do proboja, odnosno do naglog porasta struje i pojave tinjanja. Drugi način se zasniva na merenju strujno-naponske karakteristike, pri čemu se statički probojni napon određuje kao granična vrednost napona održanja tamnog Townsend-ovog pražnjenja kada struja pražnjenja teži nuli (Druyvesteyn i Penning, 1940; Francis, 1956). Oba načina za određivanje statičkih probojnih napona daju približno iste vrednosti. Merenja su vršena na staklenim cevima punjenim argonom na pritiscima 200 *Pa* i 226,6 *Pa*, kao i na vakuumskoj komori sa konstantnim međuelektrodnim rastojanjem $d = 1$ *cm*. Zavisnost statičkog probojnog napona U_s od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja *pd* predstavlja Paschen-ovu krivu, tako da se ova kriva može izmeriti promenom jednog od ova dva parametra. Kod cevi za pražnjenje merenja su vršena sa promenom međuelektrodnog rastojanja, dok su kod komore merenja vršena sa promenom pritiska. Prilikom merenja statičkih probojnih napona na komori, oko elektroda je postavljena staklena cev da bi se izbegli zaobilazni proboji koji mogu da utiču na određivanje statičkih probojnih napona .



Slika 4.2. Paschen-ove krive izmerene na vakumskoj komori sa i bez staklene cevi oko elektroda.

Sa slike 4.2 se vidi da na malim vrednostima *pd* dolazi do zaobilaznog proboja i prividnog smanjenja statičkog probojnog napona u slučaju merenja bez staklene cevi unutar vakuumske komore koja onemogućava zaobilazni proboj. Na slici 4.3 prikazane su Paschen-ove krive koje su izmerene na cevima za pražnjenje i vakuumskoj komori. Vidi se da se izmerene Paschen-ove krive relativno dobro slažu i da se minimumi u sva tri slučaja približno poklapaju.



Slika 4.3. Paschen-ove krive izmerene na cevima za pražnjenje na pritiscima od p = 200 Pa i 226,6 Pa, kao i na vakuumskoj komori.

4.1.2 Modelovanje proboja u gasu i određivanje Paschen-ove krive

U Townsend-ovom tamnom pražnjenju koncentracija naelektrisanih čestica nije dovoljno visoka za formiranje katodnog pada potencijala, tako da je električno polje između elektroda skoro konstanto. U ovom slučaju brzi elektroni koji se stvaraju u katodnoj oblasti sa visokim električnim poljem nisu prisutni, pa je za modelovanje električnog proboja i određivanje statičkog probojnog napona U_s opravdano koristiti jednostavni fluidni model. U modelovanje električnog proboja uključeni su elektroni i Ar^+ joni, pa su jednačine jednostavnog fluidnog modela sledeće:

$$\frac{\partial n^{ele,\,ion}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele,\,ion} = S^{ele,\,ion}, \tag{4.2}$$

$$\nabla^2\varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n^{ion} - n^{ele}\right), \tag{4.3}$$

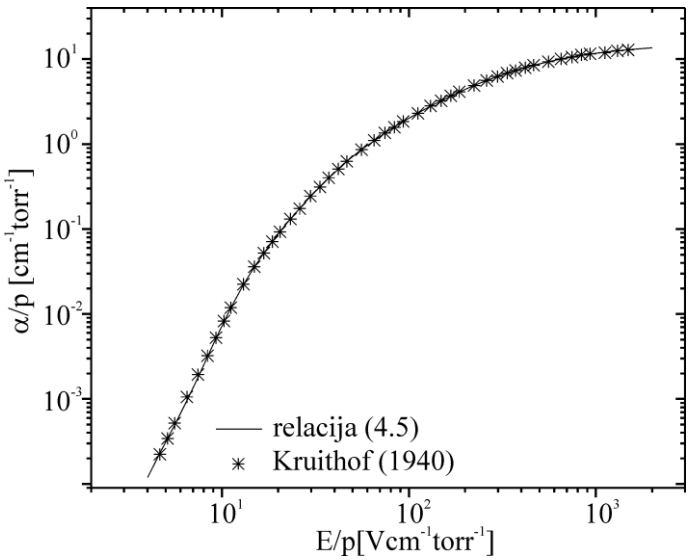
gde izvorni član *S* ima sledeći oblik:

$$S^{ele,\,ion} = \alpha\, n^{ele}\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}\right| - \beta n^{ele} n^{ion}. \tag{4.4}$$

Prvi član na desnoj strani relacije (4.4) predstavlja promenu koncentracije elektrona i Ar^+ jona u jedinici vremena usled jonizacije atoma argona elektronskim udarom, dok drugi predstavlja promenu usled elektron-jonske rekombinacije. Vrednost koeficijenta elektron-jonske rekombinacije je $\beta = 2\cdot10^{-7} cm^{-3}s^{-1}$ (Fiala i dr., 1994; Rafatov i dr., 2007), dok je vrednost Townsend-ovog prvog jonizacionog koeficijenta dobijena fitovanjem eksperimentalnih podataka (Kruithof, 1940) sledećim kompozitnim fitom (Stankov i dr., 2015a):

$$\alpha / p = \begin{cases} 0{,}01\cdot\exp(-\dfrac{17{,}77}{E/p}) + 1.24\cdot\exp(-\dfrac{54{,}14}{E/p}), & \dfrac{E}{p} < 15 \\ 4{,}79\cdot\exp(-\dfrac{126{,}93}{E/p}) + 0.88\cdot\exp(-\dfrac{48{,}25}{E/p}), & 15 \le \dfrac{E}{p} < 65 \\ 5{,}18\cdot\exp(-\dfrac{102{,}30}{E/p}) + 10.67\cdot\exp(-\dfrac{422{,}01}{E/p}), & \dfrac{E}{p} \ge 65, \end{cases} \tag{4.5}$$

gde je *E/p* u *V/(cm torr)* i *α/p* u $cm^{-1}torr^{-1}$. Sa slike 4.4 se vidi da prethodna relacija odlično fituje eksperimentalne podatke, a maksimalna relativna greška, u opsegu redukovanog električnog polja za modelovanje Paschen-ove krive ($E/p > 90\ Vcm^{-1}torr^{-1}$), iznosi 1,5%.



Slika 4.4. Eksperimentalne vrednosti Townsend-ovog prvog jonizacionog koeficijenta fitovane na osnovu relacije (4.5).

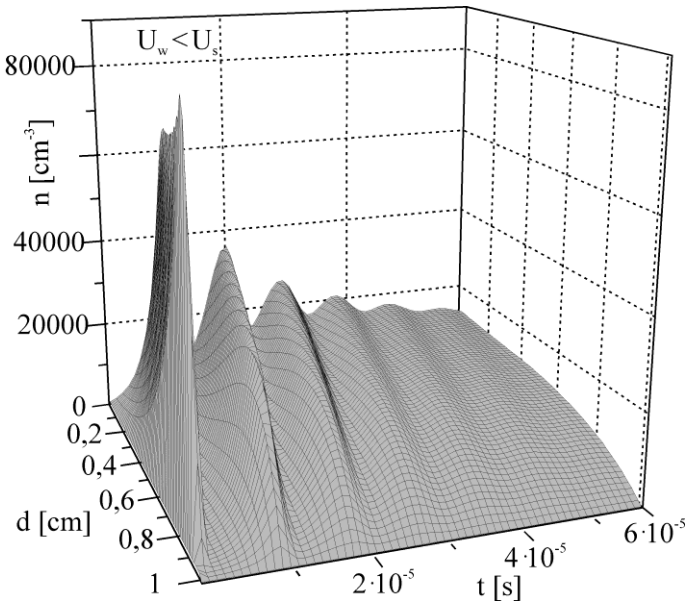
Vrednosti za pokretljivost i koeficijent difuzije za elektrone korišćene su kao funkcije redukovanog polja *E/p* (Raju, 2006; Makabe i Petrović, 2005). Radi poređenja vršeno je i modelovanje sa konstantnim vrednostima ovih koeficijenata koji se često koriste za modelovanje tinjavog pražnjenja u argonu (Fiala i dr., 1994; Rafatov i dr., 2007):

$$\mu^{ele} = 3 \cdot 10^5 / p \quad [cm^2 s^{-1}], \; D^{ele} = 3 \cdot 10^5 / p \quad [cm^2 V^{-1} s^{-1}]. \tag{4.6}$$

Pokretljivost i koeficijent difuzije za jone dobijeni su iz sledećih relacija (Rafatov i dr., 2007; Grubert i dr., 2005):

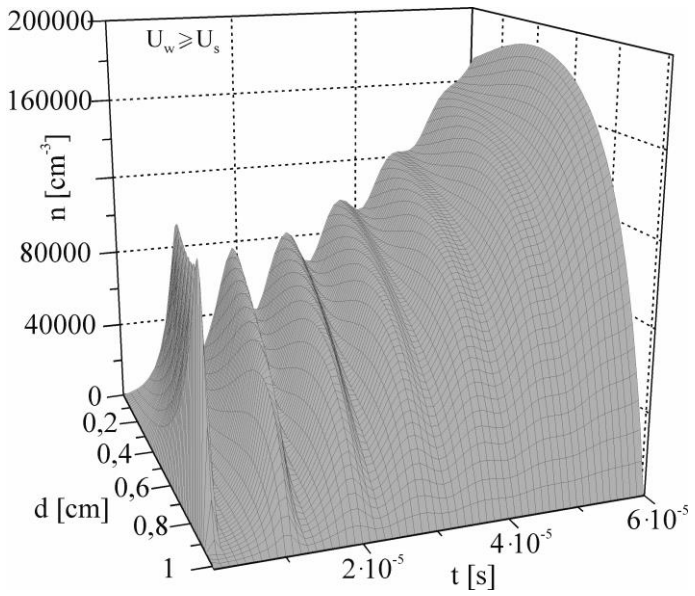
$$D^{ele} = 200 / p \quad [cm^2 V^{-1} s^{-1}], \; \mu^{ion} = \frac{4{,}411 \cdot 10^{19}}{(1 + (7{,}721 \cdot 10^{-3} (E/N))^{1.5})^{0.33} N} \quad [cm^2 V^{-1} s^{-1}]. \tag{4.7}$$

Na slici 4.5 data je vremenska evolucija koncentracije Ar^+ jona dobijena modelovanjem kada se na elektrodama primeni napon koji je manji od statičkog probojnog napona $U_w < U_s$. Jasno se vidi da koncentracija jona opada sa vremenom tako da ne dolazi do nastanka električnog proboja (Stankov, 2014; Stankov i dr., 2015a).



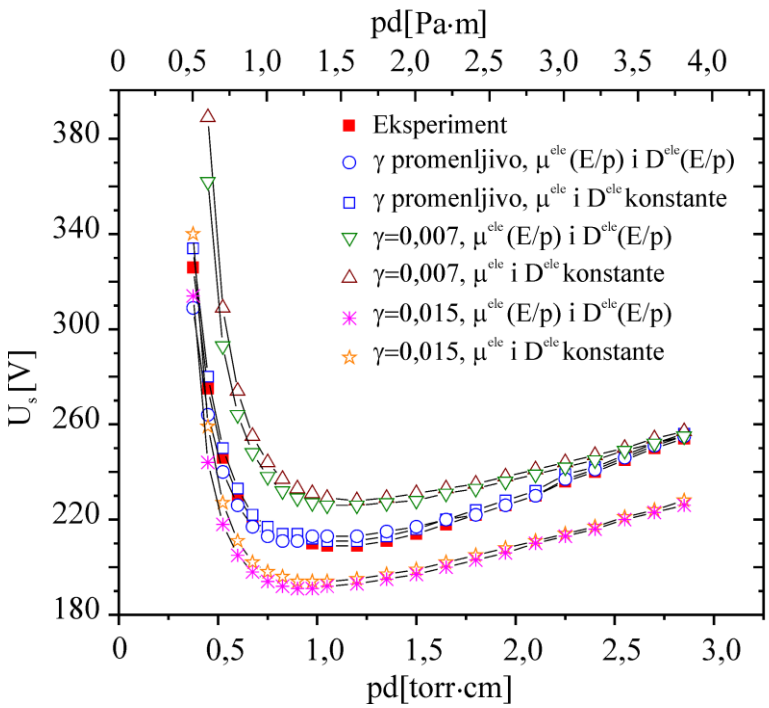
Slika 4.5.Vremenska evolucija koncentracije Ar^+ jona kada je primenjeni napon manji od statičkog probojnog napona $U_w < U_s$.

Na slici 4.6 prikazana je vremenska evolucija koncentracije Ar^+ jona, kada se na elektrodama primeni napon koji je veći ili jednak statičkom probojnom naponu $U_w \geq U_s$. Vidi se da koncentracija Ar^+ jona raste sa vremenom, što dovodi do električnog proboja (Stankov, 2014; Stankov i dr., 2015a).



Slika 4.6.Vremenska evolucija koncentracije Ar^+ jona kada je primenjeni napon jednak ili veći od statičkog probojnog napona $U_w \geq U_s$.

Posmatranjem vremenske evolucije koncentracije Ar^+ jona dobijene primenom jednostavnog fluidnog modela za različite vrednosti primenjenih napona, određena je vrednost statičkog probojnog napona. Minimalni primenjeni napon za koji koncentracija Ar^+ jona raste sa vremenom predstavlja statički probojni napon U_s. Prilikom modelovanja korišćene su promenljive vrednosti koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ dobijene iz uslova proboja. Vršeno je takođe i modelovanje sa konstantnim vrednostima γ = 0,007 i γ = 0,015. Na slici 4.7 prikazano je poređenje eksperimentalno određenih vrednosti statičkih probojnih napona na cevi za pražnjenje na pritisku p = 200 Pa sa vrednostima iz modela (Stankov, 2014; Stankov i dr., 2015a). Najbolje slaganje sa eksperimentom pokazuju rezultati modelovanja dobijeni sa promenljivim vrednostima koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ. Paschen-ova kriva dobijena modelovanjem sa koeficijentom jonsko-elektronske sekundarne emisije γ = 0,007 poklapa se sa eksperimentalno izmerenom krivom samo na velikim vrednostima proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja *pd*, dok na niskim vrednostima pokazuje veliko odstupanje od eksperimenta. Suprotno ovome, Paschen-ova kriva modelovana sa koeficijentom jonsko-elektronske sekundarne emisije γ = 0,015 poklapa se sa eksperimentalno izmerenom krivom samo na niskim vrednostima *pd*, dok odstupanje od eksperimenta pokazuje na visokim vrednostima. Može se takođe uočiti da su statički probojni naponi dobijeni modelovanjem sa konstantnom pokretljivošću i koeficijentom difuzije za elektrone približno jednaki sa onima dobijenim iz modela u kome su pokretljivost i koeficijent difuzije zavisni od redukovanog električnog polja.



Slika 4.7. Upoređivanje eksperimentalne sa modelovanim Paschen-ovim krivama.

4.2 Merenje i modelovanje vremena formiranja pražnjenja

4.2.1 Vreme kašnjenja električnog proboja, određivanje statističkog vremena kašnjenja i vremena formiranja pražnjenja

Do električnog proboja u gasu ne dolazi u trenutku primene napona na elektrodama, već posle nekog određenog vremena kašnjenja. Vreme kašnjenja proboja t_d je vreme koje protekne od trenutka priključenja napona na cev za pražnjenje pa sve do dostizanja vrednosti struje pražnjenja zadate uslovima merenja. Ovo vreme se sastoji od statističkog vremena kašnjenja proboja t_s i vremena formiranja pražnjenja t_f.

Statističko vreme kašnjenja predstavlja vreme koje protekne od trenutka priključenja napona na cev za pražnjenje pa do pojavljivanja uspešnog elektrona koji će izazvati proboj. Struja u cevi koja karakteriše statističko vreme kašnjenja proboja je reda $10^{-19} - 10^{-8}$ *A* i nastaje usled gasećih elektronskih lavina. Statističko vreme kašnjenja proboja može se smanjiti ozračivanjem katode jakim *UV* zračenjem, mekim rendgenskim i alfa zračenjem, kao i povećavanjem radnog napona na cevi (Meek i Craggs, 1953).

Što se tiče vremena formiranja pražnjenja t_f, to je vreme koje protekne od momenta pojave uspešnog elektrona do dostizanja vrednosti struje zadate uslovima merenja. Vremena

formiranja pražnjenja se prema Kiselev-u (Kiselev, 1965) mogu grupisati u tri oblasti u zavisnosti od pritiska gasa. Townsend-ov mehanizam razvoja lavine preovladava pri pritisku gasa reda 10 *mbar* i vreme formiranja pražnjenja određeno je brzinom kretanja jona među elektrodama (10 – 100 μs). Fotoemisija sa katode počinje da igra bitnu ulogu pri pritiscima reda 100 *mbar* i vreme formiranja pražnjenja je određeno brzinom kretanja elektrona i reda je veličine 0,1 μs. Na pritiscima reda 1000 *mbar* preovladava strimerni mehanizam formiranja pražnjenja i vreme formiranja pražnjenja je reda 1-10 *ns*.

Na vreme formiranja pražnjenja utiče veliki broja parametara koji su povezani sa (Bošan, 1975):

1. izborom radnog režima:

   -prenapon,

   -struja pražnjenja,

   -vremenski interval između dva proboja,

   -ozračivanjem različitim vrstama zračenja, itd.

2. gasom:

   -vrsta,

   -pritisak,

   -čistoća, itd.

3. cevima za pražnjenje i elektrodama:

   -materijal,

   -oblik,

   -rastojanje elektroda,

   -zapremina cevi,

   -obrada površina, itd.

Veoma je bitno i vreme koje protekne od trenutka isključenja napona i prekida struje u kolu, pa do ponovnog uključenja napona. Ovo vreme utiče na vreme kašnjenja proboja zbog zaostalih naelektrisanja i neutralnih aktivnih stanja i naziva se vreme relaksacije τ.

Ako sa *Y* obeležimo broj primarnih elektrona koji se formiraju u međuelektrodnom prostoru u toku jedne sekunde, a sa *P* verovatnoću da će jedan primarni elektron izazvati proboj, onda srednju vrednost statističkog vremena kašnjenja možemo izraziti preko ovih veličina. Verovatnoća da dođe do proboja u intervalu (*t, t*+*dt*) koji počinje od trenutka priključenja napona na cevi, može se izraziti sledećom relacijom (Meek i Craggs, 1953):

$$f(t)dt = YP\exp(-\int_0^{\tau} YPdt)dt\,. \tag{4.8}$$

U slučaju konstantnog napona verovatnoća je konstantna, a ako je i elektronski prinos *Y* konstantan, onda dobijamo:

$$f(t)dt = YP\exp(-YPt)dt\,. \tag{4.9}$$

Za broj kašnjenja *n* čije su vrednosti veće od *t* dobija se izraz:

$$n = N\exp(-YPt)\,, \tag{4.10}$$

gde je *N* ukupan broj izmerenih vrednosti vremena kašnjenja. Ova relacija prema Laue-u glasi:

$$n = N\exp(-t/\overline{t_s})\,, \tag{4.11}$$

gde je srednja vrednost statističkog vremena kašnjenja izražena relacijom:

$$\overline{t_s} = 1/YP\,. \tag{4.12}$$

Kada je primenjeni napon na cev za pražnjenje znatno veći od statičkog probojnog napona i vreme relaksacije reda sekunde ili veće, onda vreme formiranja pražnjenja može da se zanemari u odnosu na statističko vreme kašnjenja i tada je $\overline{t_s} \approx \overline{t_d}$. U slučaju da vreme formiranja pražnjenja ne može da se zanemari onda je $\overline{t_s}$ jednako razlici srednjeg vremena kašnjenja i vremena formiranja pražnjenja $\overline{t_d} - \overline{t_f}$. Llewellyn-Jones i de la Perrelle (1953) i

Kiselev (1965) su pokazali u svojim radovima da je standardna devijacija statističkog vremena kašnjenja jednaka srednjoj vrednosti $\sigma(t_s) = \overline{t_s}$, a standardna greška jednaka $\overline{t_s} / \sqrt{N}$.

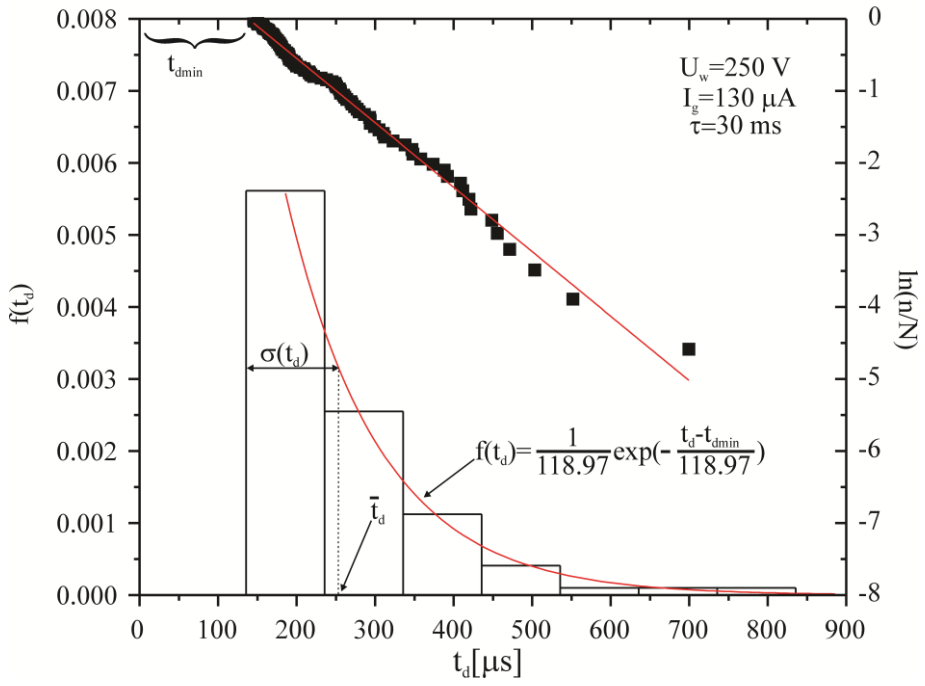
Za određivanje vremena formiranja pražnjenja postoji nekoliko metoda (Marković i dr., 1997), prvenstveno za mala vremena relaksacije u jonskom delu memorijske krive ($t_d(\tau)$):

1. Iz Laue-ovih dijagrama gde je vreme formiranja pražnjenja određeno presekom linearne aproksimacije $\ln(n/N)$ i vremenske ose,

2. Iz histograma, uzimajući minimalna vremena kašnjenja proboja za vremena formiranja pražnjenja,

3. Kako je standardna devijacija statističkog vremena kašnjenja jednaka njegovoj srednjoj vrednosti $\sigma(t_s) = \overline{t_s}$ i $\sigma(t_s) \approx \sigma(t_d)$, onda se vreme formiranja pražnjenja može izraziti kao razlika srednje vrednosti vremena kašnjenja proboja i standardne devijacije $t_f \approx \overline{t_d} - \sigma(t_d)$ i ovako određena vrednost vremena formiranja pražnjenja se poklapa se vrednostima određenim prethodnim metodama (Marković i dr., 1997).

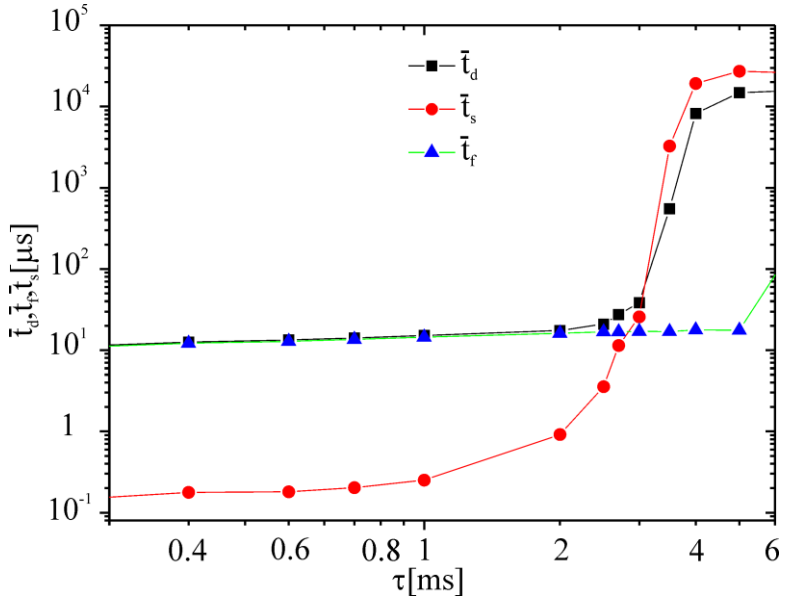
Na slici 4.8 predstavljene su sve tri metode određivanja vremena formiranja pražnjenja. Merenje vremena kašnjenja proboja izvršeno je na staklenoj cevi za pražnjenje sa argonom na pritisku p = 200 Pa za vrednosti primenjenog napona U_w =250 V, pri struji pražnjenja I_g = 130 μA i vremenu relaksacije τ = 30ms. Na osnovu svih navedenih metoda određena je približna vrednost vremena formiranja pražnjenja $t_f \approx 130\mu s$.



Slika 4.8. Određivanje vremena formiranja pražnjenja primenom tri metode: 1) Iz Laue-ovih dijagrama, 2) iz histograma i 3) kao razlika srednje vrednosti vremena kašnjenja proboja i standardne devijacije $t_f \approx \overline{t_d} - \sigma(t_d)$.

4.2.2 Modelovanje vremena formiranja pražnjenja

Za modelovanje vremena formiranja pražnjenja korišćen je jednodimenzioni jednostavni fluidni model kao i u prethodnom slučaju kod modelovanja statičkih probojnih napona u argonu. Primenjene su takođe i iste vrednosti za Townsend-ov prvi jonizacioni koeficijent α, kao i vrednosti transportnih koeficijenata za elektrone i Ar^+ jone. Kada se modelovanje gasnog pražnjenja vrši za visoke prenapone (U_g-U_s), razvoj pražnjenja kreće odmah od uspešnih elektrona, tj. nema gasećih lavina koje određuju statističko vreme kašnjenja. Na taj način su vremena kašnjenja dobijena iz fluidnih modela zapravo vremena formiranja pražnjenja. Zbog toga je vršeno modelovanje onih vremena kašnjenja proboja izmerenih za vremena relaksacije na kojima je statističko vreme kašnjenja zanemarljivo. Na slici 4.9 predstavljena je zavisnost vremena kašnjenja od vremena relaksacije (memorijska kriva), koja je izmerena na staklenoj cevi za pražnjenje na pritisku p = 133,3 Pa i međuelektrodnim rastojanjem d = 0,9 cm, pri čemu je vrednost primenjenog napona U_w = 315V, a struja pražnjenja I_g = 100μA.



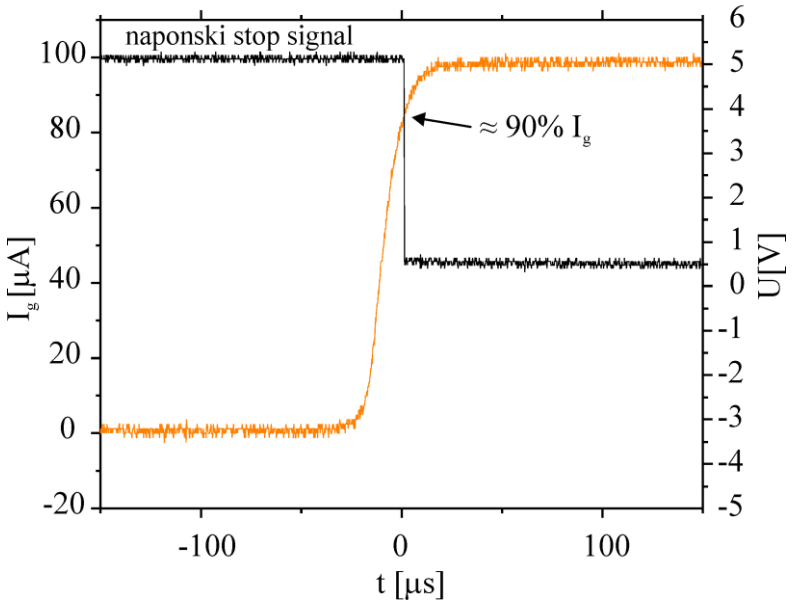
Slika 4.9. Memorijska kriva izmerena na cevi za pražnjenje na pritisku p=133,3Pa i međuelektrodnom rastojanju d = 0,9 cm, vrednosti primenjenog napona U_w = 315V i struji pražnjenja I_g=100μA.

Sa slike 4.9 se vidi da za vremena relaksacije manja od 3 *ms*, vreme formiranja pražnjenja je znatno veće od statističkog vremena kašnjenja, pa je udeo statističkog vremena kašnjenja u ukupnom vremenu kašnjenja zanemarljiv. Zbog toga je modelovanje vremena formiranja pražnjenja vršeno za vrednosti vremena relaksacije τ = 1 *ms*.

Merenja vremena kašnjenja proboja su vršena primenom elektronskog automatskog sistema i primenom brojača Tektronix FCA3000. U trenutku primene napona na cevi, elektronski sistem šalje signal (start signal) brojaču koji određuje početak merenja vremena kašnjenja. U trenutku dostizanja približno 90% stacionarne struje pražnjenja, elektronski sistem šalje signal (stop signal) brojaču za prestanak merenja vremena kašnjenja. Na slici 4.10 predstavljen je strujni signal u toku pražnjenja, zajedno sa naponskim signalom za prestanak merenja vremena kašnjenja snimljeni pomoću osciloskopa. Slika strujnog signala snimljena je na cevi za pražnjenje na pritisku p = 133,3 *Pa*, međuelektrodnim rastojanjem d = 0,9 *cm*, pri čemu je primenjeni napon U_w = 225*V* , a struja pražnjenja I_g = 100μA. Određivanje vremena formiranja pražnjenja iz jednostavnog fluidnog modela vršeno je na osnovu vrednosti struje pražnjenja izračunate iz relacije (3.52):

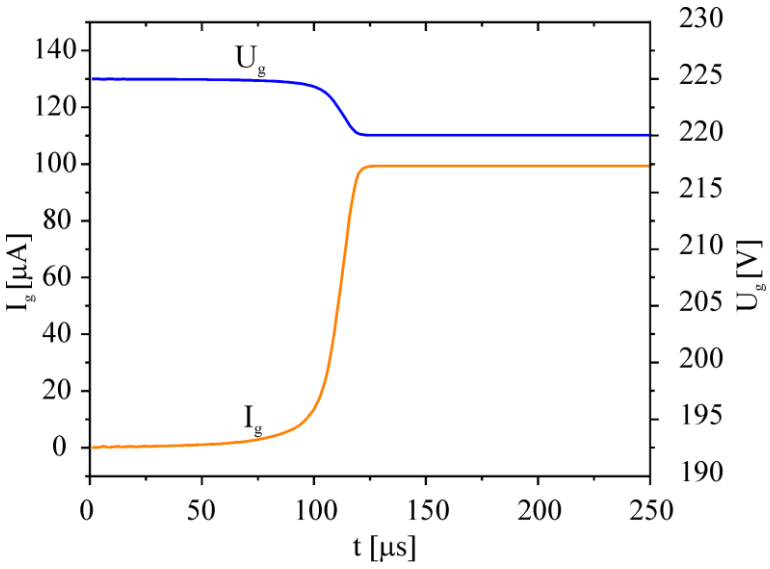
$$I_g = r^2 \pi e \sum_c \left| \mathbf{\Gamma}^{nc} \right|,$$

gde je r poluprečnik katode, a $\mathbf{\Gamma}^{nc}$ predstavljaju vektore gustine flukseva naelektrisanih čestica na katodi.



4.10. Slika strujnog signala snimljena na cevi za pražnjenje na pritisku p=133,3Pa i međuelektrodnom rastojanju d = 0,9 cm, pri čemu je primenjeni napon U_w = 225V, a struja pražnjenja I_g = 100μA.

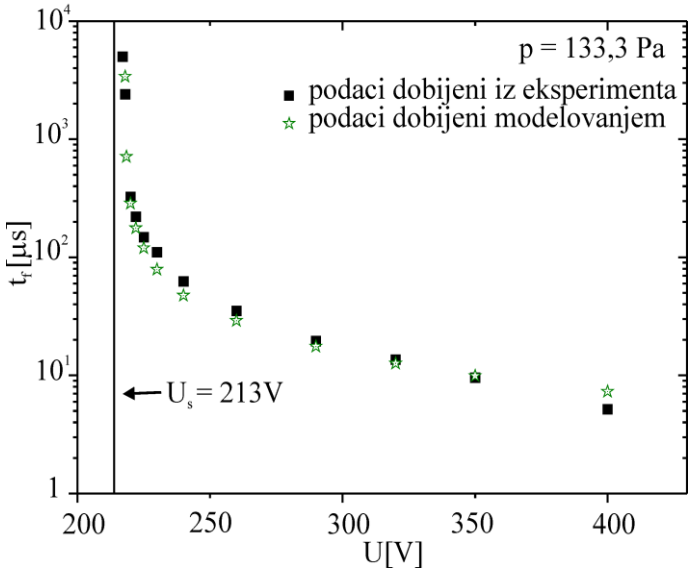
Vreme koje protekne do dostizanja približno 90% stacionarne struje pražnjenja dobijene iz relacije (3.53), predstavlja vreme formiranja pražnjenja. Na slici 4.11 prikazani su strujno-naponski signali u toku pražnjenja dobijeni modelovanjem na istim uslovima kao i signal snimljen osciloskopom.



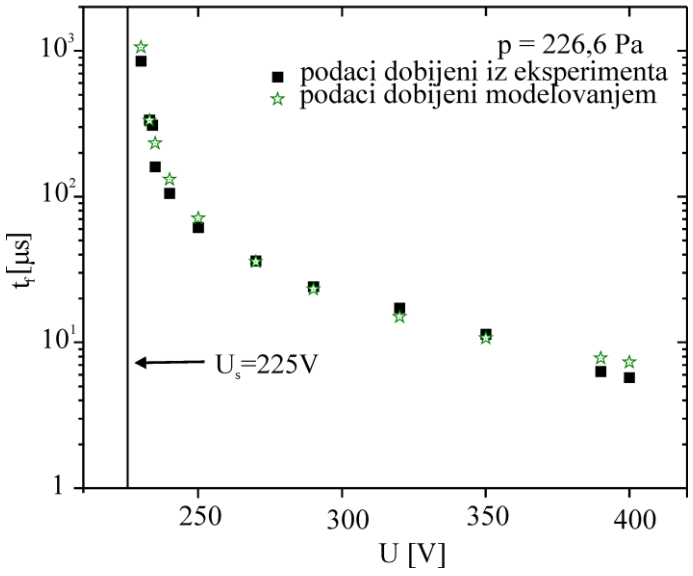
4.11. Slika strujno-naponskog signala dobijena modelovanjem na istim uslovima kao na slici 5.8, gde I_g predstavlja struju pražnjenja, a U_w napon na cevi za pražnjenje.

Sa slika 4.10 i 4.11 može se zaključiti da se oblik modelovanog strujnog signala veoma dobro slaže sa signalom snimljenim osciloskopom. Vremena formiranja pražnjenja zavise i od

primenjenog napona na cevi, tako da je ovde vršeno merenje ovih vremena za vrednosti primenjenih napona od 400V pa sve do napona bliskih statičkim probojnim naponima. Za merenja vremena kašnjenja proboja korišćene su dve cevi za pražnjenje na pritiscima p = 133,3 *Pa* i p = 226,6 *Pa*. Na slikama 4.12 i 4.13 date su eksperimentalne i modelovane vrednosti vremena formiranja pražnjenja u zavisnosti od primenjenih napona.



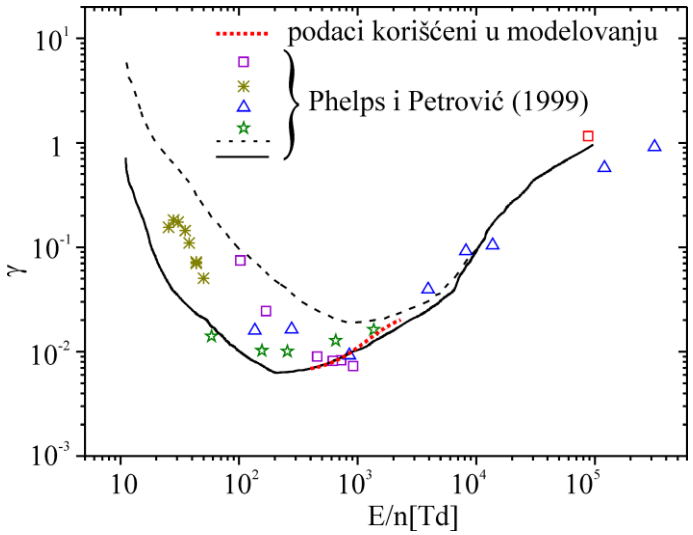
4.12. Modelovane i eksperimentalne vrednosti t_f (U) određene na cevi za pražnjenje na pritisku p=133,3 Pa, međuelektrodnom rastojanju d=0,9cm i struji pražnjenja I_g=100μA.



4.13. Modelovane i eksperimentalne vrednosti t_f (U) određene na cevi za pražnjenje na pritisku p=226,6Pa, međuelektrodnom rastojanju d=1cm i struji pražnjenja I_g=100μA.

Na niskim prenaponima, bliskim statičkim probojnim naponima, vremena formiranja pražnjenja teže velikim vrednostima, upravo zato što se na tim naponima približavamo uslovu

proboja. Sa slika 4.12 i 4.13 se vidi da je slaganje eksperimentalnih i modelovanih vrednosti vremena formiranja pražnjenja u zavisnosti od primenjenih napona u oba slučaja dosta dobro. Prilikom modelovanja primenjena je vrednost koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ zavisna od redukovanog električnog polja u blizini katode koja varira u opsegu od



Slika 4.14. Upoređivanje vrednosti koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ korišćene pri modelovanju sa različitim vrednostima u literaturi.

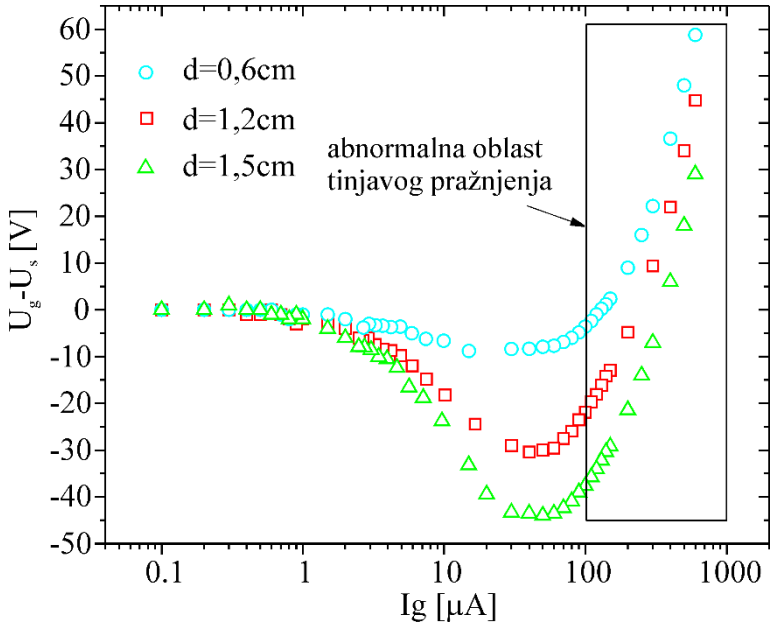
0,0073 do 0,02. Na slici 4.14 dato je upoređivanje vrednosti koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ korišćenih pri modelovanju sa različitim vrednostima u literaturi (Phelps i Petrović, 1999).

U ovom poglavlju je izvršeno merenje statičkih probojnih napona u argonu u slučaju sa i bez pojave zaobilaznih proboja na različitim cevima i vakuumskoj komori sa tinjavim pražnjenjem. Primenom jednostavnog fluidnog modela izvršeno je modelovanje razvoja pražnjenja za primenjene napone na elektrodama koji su manji od statičkog probojnog napona, kao i za napone koji su veći ili jednaki statičkom probojnom naponu. Na osnovu modelovanja razvoja pražnjenja određeni su statički probojni naponi koji pokazuju dobro slaganje sa eksperimentalnim vrednostima. Izloženi su takođe i rezultati modelovanja vremena formiranja pražnjenja u zavisnosti od primenjenog napona, kao i poređenje izračunatih vrednosti sa eksperimentalno određenim vrednostima. Primenom koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije γ zavisnim od redukovanog električnog polja u blizini katode, poboljšana je primena fluidnog modela koji se do sada uglavnom koristio sa konstantnim vrednostima γ.

5. Analiza stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu

5.1 Modelovanje strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja

U ovom delu disertacije izvšena su merenja strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja u argonu, kao i njihovo modelovanje primenom jednodimenzionih fluidnih modela. Merenja su izvršena na cevi za pražnjenje na pritisku p = 200 *Pa* za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1,5 *cm*, 1,2 *cm* i 0,6 *cm*. Za primenljivost jednodimenzionih modela potrebno je da cela površina katode bude zahvaćena pražnjenjem, što je slučaj u abnormalnom režimu tinjavog pražnjenja (Raizer, 1991). Zbog toga je modelovanje vršeno u opsegu struje pražnjenja (100 - 600) μA, što predstavlja abnormalnu oblast tinjavog pražnjenja (slika 5.1) (Stankov, 2014; Stankov i dr., 2015a).



Slika 5.1. Strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja merene na cevi za pražnjenje sa argonom na pritisku p = 200 Pa za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1,5 cm, 1,2 cm i 0,6 cm.

Za modelovanje strujno-naponske karakteristike korišćeni su jednostavni, prošireni i fluidni model sa nelokalnom jonizacijom (Stankov, 2014; Stankov i dr., 2015a). U sva tri modela uzeti su u obzir procesi jonizacije atoma argona elektronskim udarom i elektron-jonska rekombinacija. Vrednosti transportnih koeficijenata čestica i Townsend-ovog prvog jonizacionog koeficijenta, primenjene u jednostavnom i fluidnom modelu sa nelokalnom jonizacijom, iste su kao i kod modelovanja uspostavljanja tinjavog pražnjenja. Kod proširenog

fluidnog modela, transportni koeficijenti za elektrone, kao i koeficijent brzine procesa jonizacije atoma argona elektronskim udarom, primenjeni su kao funkcije srednje energije elektrona (Becker i dr., 2009). Jednačine jednostavnog fluidnog modela imaju isti oblik kao u prethodnoj glavi, dok su jednačine proširenog i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom sledeće (Stankov i dr., 2015a):

proširени fluidni model:

$$\frac{\partial n^{ele,\,ion}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele,\,ion} = k_1^{io} n^{ele} N_{Ar} - \beta n^{ele} n^{ion} \ , \tag{5.1}$$

$$\frac{\partial\left(< u^{ele} > n^{ele})\right)}{\partial t} + \frac{5}{3}\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{\varepsilon} = -e\mathbf{\Gamma}^{ele} \cdot \mathbf{E} - U^{ion} k_1^{io} n^{ele} N_{Ar} - < u^{ele} > \beta n^{ele} n^{ion} \tag{5.2}$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n^{ion} - n^{ele}\right) \ , \tag{5.3}$$

fluidni model sa nelokalnom jonizacijom:

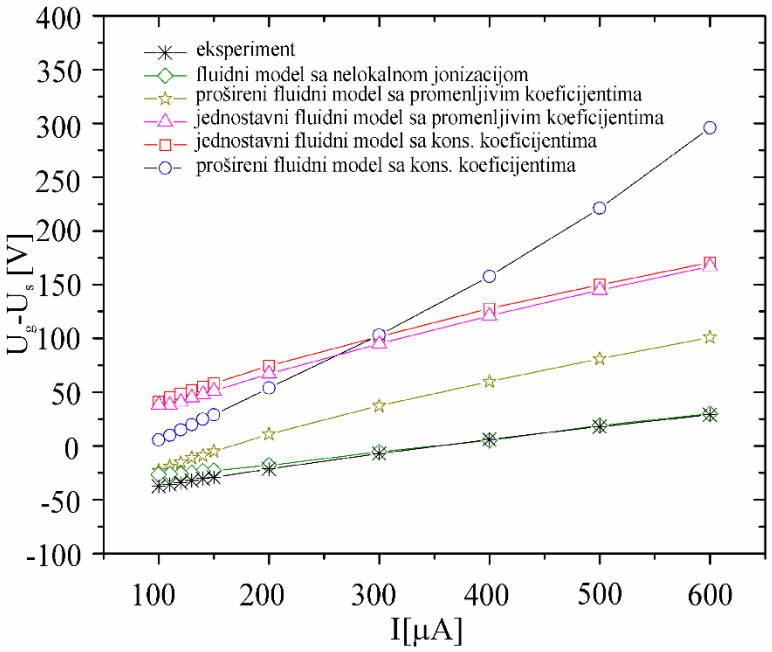
$$\frac{\partial n^{ele,\,ion}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele,\,ion} = \left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right| \alpha_{CF} \exp(\alpha_{CF}\, x) - \beta n^{ele} n^{ion} \quad \text{za} \ \ x < d_{CF} \ , \tag{5.4}$$

$$\frac{\partial n^{ele,\,ion}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele,\,ion} = \left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right| \alpha_{CF} \exp(\alpha_{CF}\, d_{CF}) \exp(-(x - d_{CF})/\lambda) - \beta n^{ele} n^{ion} \text{ za } \ x \geq d_{CF} \ , \tag{5.5}$$

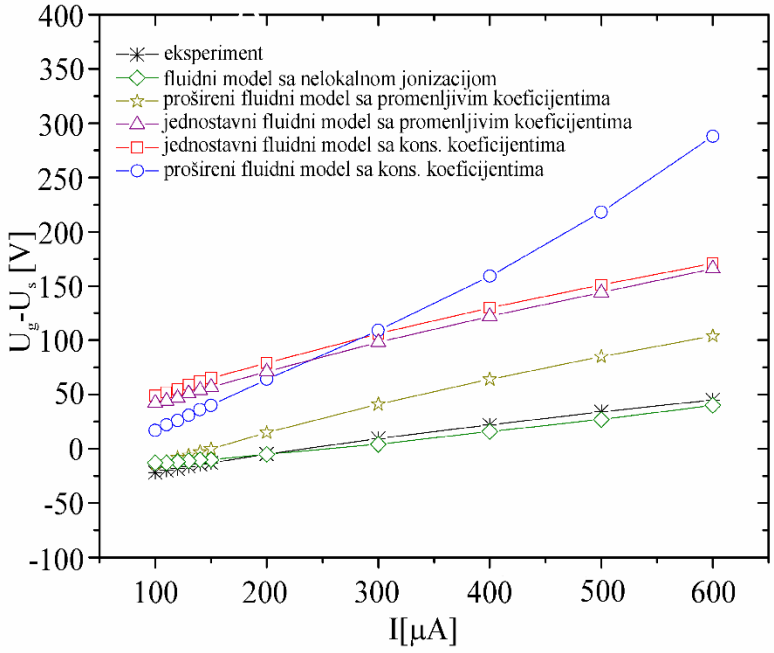
$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n^{ion} - n^{ele}\right), \tag{5.6}$$

gde je U^{ion} = 15,76 eV energija jonizacije atoma argona, a N_{Ar} koncentracija atoma argona. Kako je u našem slučaju prečnik elektroda veći od međuelektrodnog rastojanja $D > d$, difuzija čestica na zidove je slaba i može se očekivati da se rezultati dobijeni iz jednodimenzionih modela dobro slažu sa eksperimentom. Kada je međuelektrodno rastojanje d = 1,5cm i 1,2 cm, rezultati dobijeni iz fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom odlično se slažu sa eksperimentom, dok to nije slučaj sa jednostavnim i proširenim fluidnim modelom (slike 5.2 i 5.3). Ovo može da znači da nije zanemarljiv uticaj brzih elektrona koji vrše jonizaciju u oblasti slabog polja. Analizom raspodele jačine električnog polja između elektroda može da se odredi širina katodnog prostora sa jakim električnim poljem, kao i širina oblasti van katodnog prostora u kojoj brzi elektroni vrše jonizaciju. Npr., za slučaj međuelektrodnog rastojanja d = 1,2 cm i vrednosti struje pražnjenja I_g = 500 μA, vidi se da za rastojanja od katode manja od

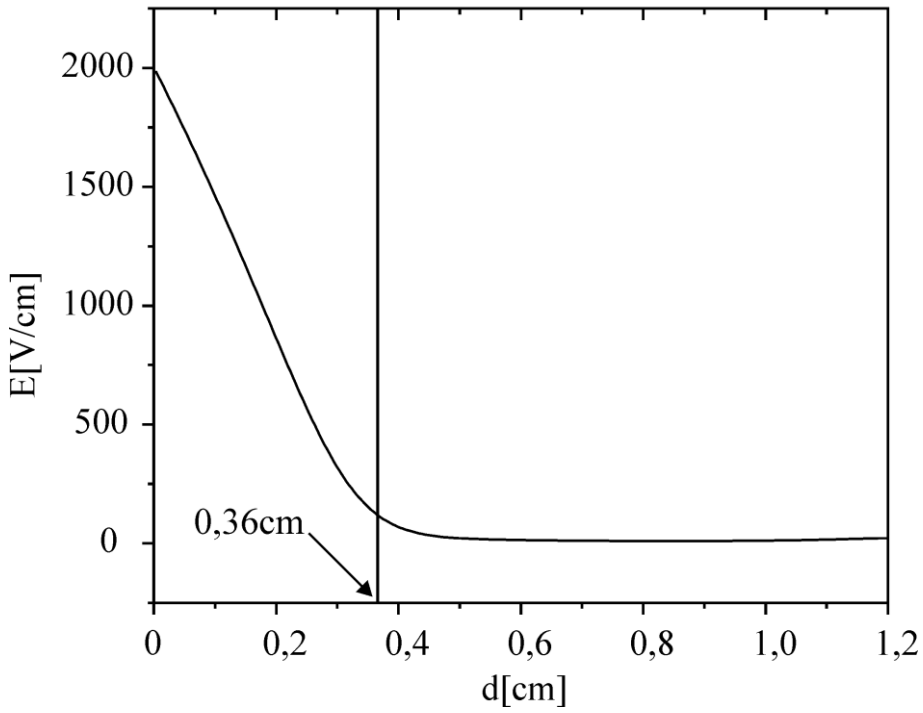
0,36 *cm*, vrednost jačine električnog polja je velika (veća od 100 *V/cm*), pa ovo rastojanje možemo aproksimirati sa širinom katodne oblasti (slika 5.4).



Slika 5.2. Upoređivanje eksperimentalne sa modelovanim strujno-naponskim karakteristikama za međuelektrodno rastojanje d = 1,5 cm.

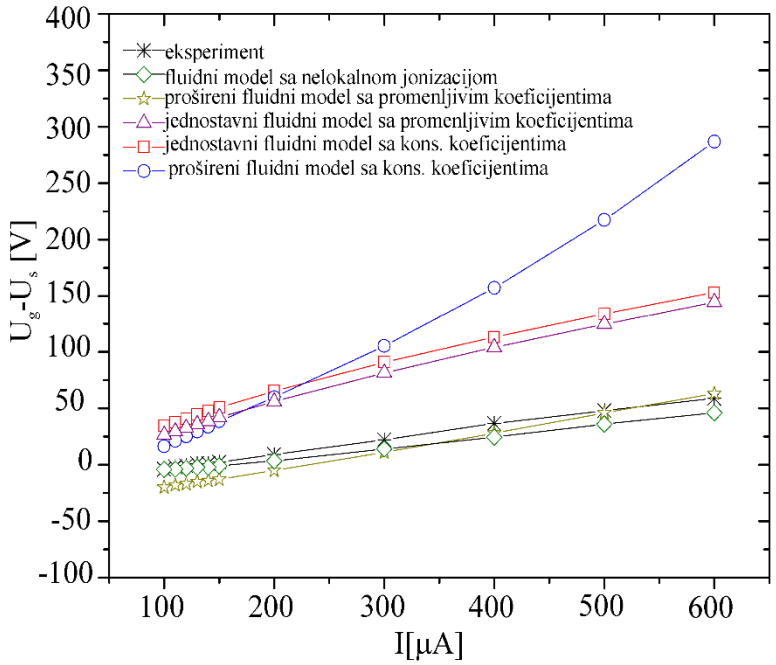


Slika 5.3. Upoređivanje eksperimentalne sa modelovanim strujno-naponskim karakteristikama za međuelektrodno rastojanje d = 1,2 cm.



Slika 5.4. Raspodela jačine električnog polja između elektroda za slučaj međuelektrodnog rastojanja d = 1,2 cm i vrednosti struje pražnjenja I_g = 500 μA.

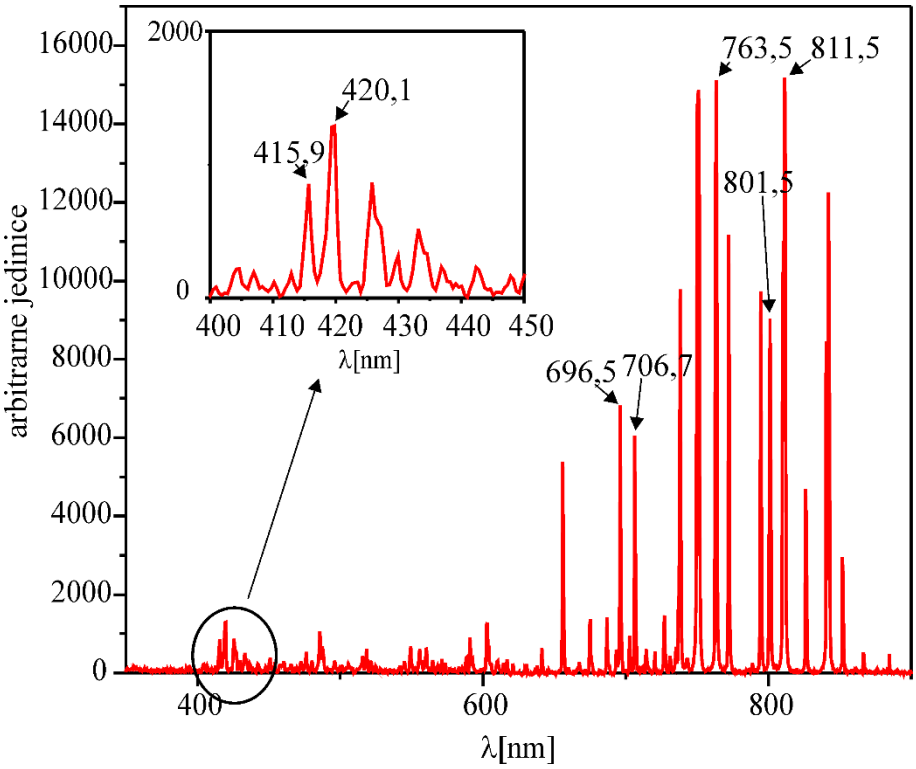
Može se primetiti da je širina oblasti posle katodnog prostora veća u poređenju sa širinom katodne oblasti, pa je samim tim veliki i uticaj brzih elektrona koji u njoj vrše jonizaciju. Analizom širine katodne oblasti za različite vrednosti struje pražnjenja, dolazi se do zaključka da širina katodne oblasti opada sa povećanjem struje (≈ 0,5 cm - 0,3 cm za zadate struje), dok širina oblasti van katodnog prostora raste sa povećanjem struje. To znači da na većim vrednostima struje pražnjenja, brzi elektroni mogu da vrše jonizaciju u većoj oblasti, pa je broj elektrona i jona koji nastaju jonizacijom atoma udarom brzih elektrona veći. Ovo predstavlja i objašnjenje postojanja većih odstupanja strujno-naponskih karakteristika modelovanih jednostavnim i proširenim fluidnim modelima pri većim vrednostima struje pražnjenja (slike 5.2 i 5.3). U slučaju najkraćeg međuelektrodnog rastojanja $d = 0{,}6cm$, širina oblasti posle katodnog prostora je manja nego u prethodnim slučajevima, pa pored fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom vidimo da i prošireni fluidni model sa promenljivim transportnim koeficijentima pokazuje dobro slaganje sa eksperimentom (slika 5.5.).



Slika 5.5. Upoređivanje eksperimentalne sa modelovanim strujno-naponskim karakteristikama za međuelektrodno rastojanje d = 0,6 cm.

5.2 Uticaj metastabilnih stanja na koncentracije Ar^+ jona i elektrona u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja u argonu

Kako je najdominantnije metastabilno stanje argona u tinjavom pražnjenju na zadatim uslovima $^3P_2$ stanje (Kolts i Setser, 1978; Ferreira i dr., 1985), u ovom delu disertacije je analiziran uticaj ovog stanja na stacionarne koncentracije Ar^+ jona i elektrona. Postojanje $^3P_2$ stanja argona u tinjavom pražnjenju najlakše se može dokazati posmatranjem emisionog spektra pražnjenja. Na slici 5.6 prikazan je spektar tinjavog pražnjenja argona snimljen na cevi za pražnjenje na pritisku p = 133,3 Pa, sa međuelektrodnim rastojanjem d = 1cm i na primenjenom naponu U_w = 500V. Na spektru su obeležene emisione linije prelaza sa viših ekscitiranih stanja atoma argona na metastabilno stanje $^3P_2$. Ovi prelazi su dati u tabeli 5.1, pri čemu su korišćene oznake *jk* kuplovanja (Kramida i dr., 2015 (NIST)). Niže energijsko stanje u tabeli ($3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$, $^2[^3/_2]°$) predstavlja metastabilno stanje atoma argona $^3P_2$.



Slika 5.6. Spektar tinjavog pražnjenja u argonu na pritisku p = 133,3Pa, sa međuelektrodnim rastojanjem d = 1cm i primenjenim naponom U_w = 500V.

Tabela 5.1. Prelazi za spektralne linije sa slike 5.6.

	Više energijsko stanje		Niže energijsko stanje	
λ[nm]	konfiguracija	term	konfiguracija	term
415,9	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})5p$	$^2[^3/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
420,1	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})5p$	$^2[^5/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
696,5	$3s^2 3p^5(^2P°_{1/2})4p$	$^2[^1/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
706,7	$3s^2 3p^5(^2P°_{1/2})4p$	$^2[^3/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
763,5	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4p$	$^2[^3/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
801,5	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4p$	$^2[^5/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$
811,5	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4p$	$^2[^5/_2]$	$3s^2 3p^5(^2P°_{3/2})4s$	$^2[^3/_2]°$

Za modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu i određivanje uticaja metastabilnog stanja argona $^3P_2$ na stacionarne koncentracije elektrona i Ar^+ jona, korišćen je prošireni fluidni model. Modelovanje je vršeno sa i bez uključenja metastabilnog stanja argona $^3P_2$. U slučaju bez metastabilnog stanja u obzir su uzeti procesi jonizacije atoma argona elektronskim udarom i elektron-jonska rekombinacija, dok u slučaju modelovanja sa metastabilnim stanjem, pored ovih procesa, uzeti su u obzir i procesi dati u tabeli 5.2.

Tabela 5.2. Procesi uključeni u modelovanje tinjavog pražnjenja sa metastabilnim stanjem $^3P_2$.

Reakcije	Naziv reakcija
$e + Ar \rightarrow e + Ar^*$	Ekscitacija iz osnovnog u stanje $^3P_2$
$e + Ar^* \rightarrow e + e + Ar^+$	Kaskadna jonizacija
$e + Ar^* \rightarrow e + Ar$	Deekscitacija metastabilnog stanja $^3P_2$
$Ar^* + Ar^* \rightarrow e + Ar^+ + Ar$	Penning-ova jonizacija
$Ar^* + Ar \rightarrow 2Ar$	Gašenje metastabila u sudaru sa atomom u osnovnom stanju
$Ar^* + Ar + Ar \rightarrow Ar_2 + Ar$	Gašenje metastabila u sudaru sa dva atoma u osnovnom stanju

U slučaju modelovanja stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu bez uključivanja metastabilnog stanja argona $^3P_2$, jednačine proširenog fluidnog modela su iste kao i kod modelovanja strujno-naponske karakteristike (Stankov i dr., 2014). Kad se u modelovanje uključi stanje $^3P_2$ i u obzir uzmu relacije iz tabele 5.2, jednačine proširenog fluidnog modela imaju sledeće oblike:

$$\frac{\partial n^{ele,ion}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele,ion} = k_1^{io} n^{ele} N_{Ar} - \beta n^{ele} n^{ion} + k_2^{io} n^{ele} n^{met} + k^{Pe} n^{met} n^{met}, \tag{5.7}$$

$$\frac{\partial n^{met}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{met} = k^{ex} n^{ele} N_{Ar} - k^{de} n^{ele} n^{met} - k_2^{io} n^{ele} n^{met} - 2k^{Pe} n^{met} n^{met} - \\ - k_1^{qu} n^{met} N - k_2^{qu} n^{met} (N_{Ar})^2, \tag{5.8}$$

$$\frac{\partial (< u^{ele} > n^{ele})}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{\varepsilon} = -e\mathbf{\Gamma}^{ele} \cdot \mathbf{E} - U^{met} k^{ex} n^{ele} N_{Ar} + U^{met} k^{de} n^{ele} n^{met} \\ + U^{Pe} k^{Pe} n^{met} n^{met} - U^{ion} k_1^{io} n^{ele} N_{Ar} - (U^{ion} - U^{met}) k_2^{io} n^{ele} n^{met} - < u^{ele} > \beta n^{ele} n^{ion}, \tag{5.9}$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(n^{ion} - n^{ele} \right), \tag{5.10}$$

gde je sa indeksom *met* obeleženo metastabilno stanje argona $^3P_2$. Oznake za koeficijente brzine procesa su sledeće: k_1^{io} - jonizacija atoma argona elektronskim udarom, k^{ex}-ekscitacija elektronskim udarom iz osnovnog u metastabilno stanje $^3P_2$, k_2^{io} - kaskadna jonizacija, k^{de}-deekscitacija metastabilnog stanja $^3P_2$, k^{Pe} - Pennig-ova jonizacija, k_1^{qu} - gašenje metastabila u sudaru sa atomom u osnovnom stanju i k_2^{qu} - gašenje metastabila u sudaru sa dva atoma u osnovnom stanju. Energija jonizacija atoma argona je U^{ion} = 15,75 *eV*, a energija ekscitacije atoma argona iz osnovnog u $^3P_2$ stanje je U^{met} = 11,55 *eV*. U procesu kaskadne jonizacije elektron izgubi energiju jednaku razlici energije jonizacije i energije ekscitacije U^{ion} - U^{met}, a u procesu Penning-ove jonizacije elektron dobije energiju $U^{Pe} = U^{met} - 2U^{ion}$. Vrednosti koeficijenata difuzije i pokretljivosti za elektrone i jone, koje su korišćene u modelovanju, date su relacijama (4.6) i (4.7). Za koeficijent difuzije metastabilnog stanja uzeta je vrednost iz rada Kolts i Setser (1978) koja iznosi:

$$D^{met} = 54{,}9\ cm^2s^{-1}. \tag{5.11}$$

Koeficijenti brzine procesa k_1^{io}, k_2^{io}, k^{ex} i k^{de} primenjeni su u modelovanju kao funkcije srednje energije elektrona dobijene fitovanjem podataka iz rada Becker i dr. (2009). Primenjene funkcije daju približno iste rezultate sa onima koji se dobijaju iz programa Bolsig+ (Hagelaar i Pitchford, 2005). Koeficijenti brzine procesa Penning-ove jonizacije, gašenja metastabila u dvočestičnom sudaru sa osnovnim stanjem i gašenja metastabila u tročestičnom sudaru sa osnovnim stanjima korišćene su kao konstantne vrednosti za datu vrednost pritiska (Rafatov i dr., 2012b; Lymberopoulos i Economou,1993):

$$k^{Pe} = 6{,}2\cdot10^{-10} cm^3s^{-1}, \tag{5.12}$$

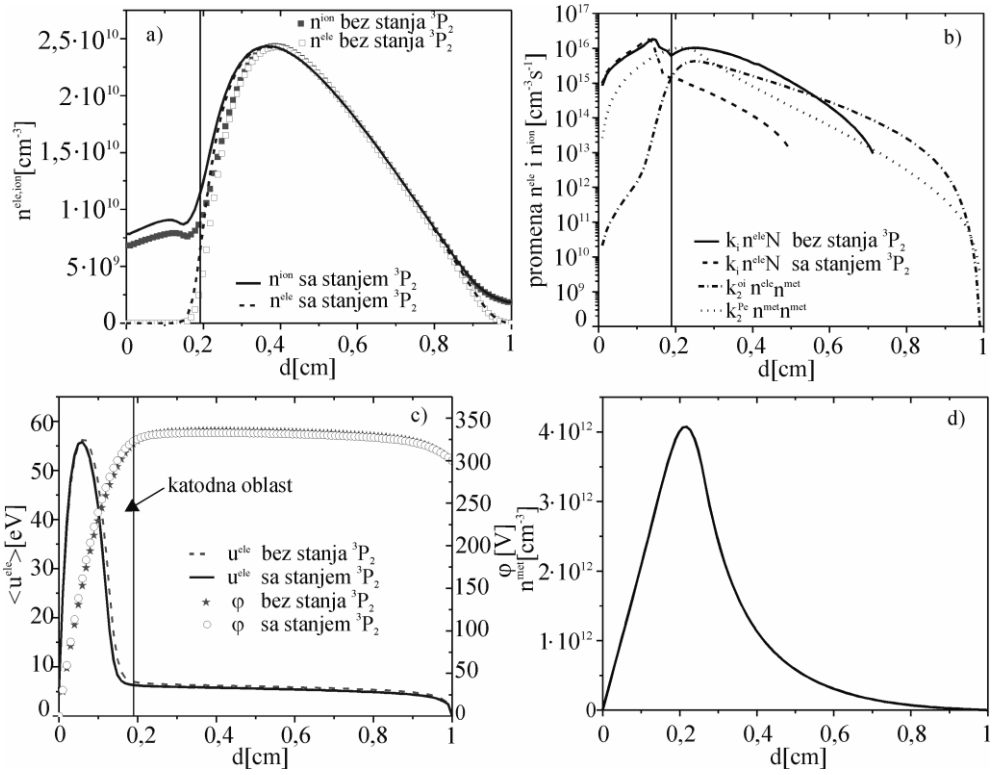
$$k_1^{qu} = 3\cdot10^{-15}\ cm^3s^{-1}, \tag{5.13}$$

$$k_2^{qu} = 1{,}1\cdot10^{-32}\ cm^6s^{-1}. \tag{5.14}$$

Vrednost za koeficijent jonsko-elektronske sekundarne emisije uzeta je iz radova (Rafatov i dr., 2012b; Becker i dr., 2009; Derzsi i dr., 2009) i iznosi γ = 0,06. Prilikom modelovanja, kao i u radovima Rafatov i dr. (2012b) i Becker i dr. (2009), nije uzeto u obzir spoljašnje električno kolo.

Modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu je vršeno za primenjene napone u opsegu 300*V* - 700*V*, na pritisku p = 133,3 *Pa* i za vrednost međuelektrodnog rastojanja d = 1*cm*. Ovde će biti predstavljena detaljna analiza rezultata za primenjene napone 300*V* i 500*V*.

Na slici 5.7 su predstavljene raspodele koncentracija elektrona, jona, metastabilnog stanja argona, srednje energije elektrona, potencijala i promene koncentracija čestica u jedinici vremena duž međuelektrodnog rastojanja u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja za primenjeni napon 300*V* (Stankov i dr., 2014).

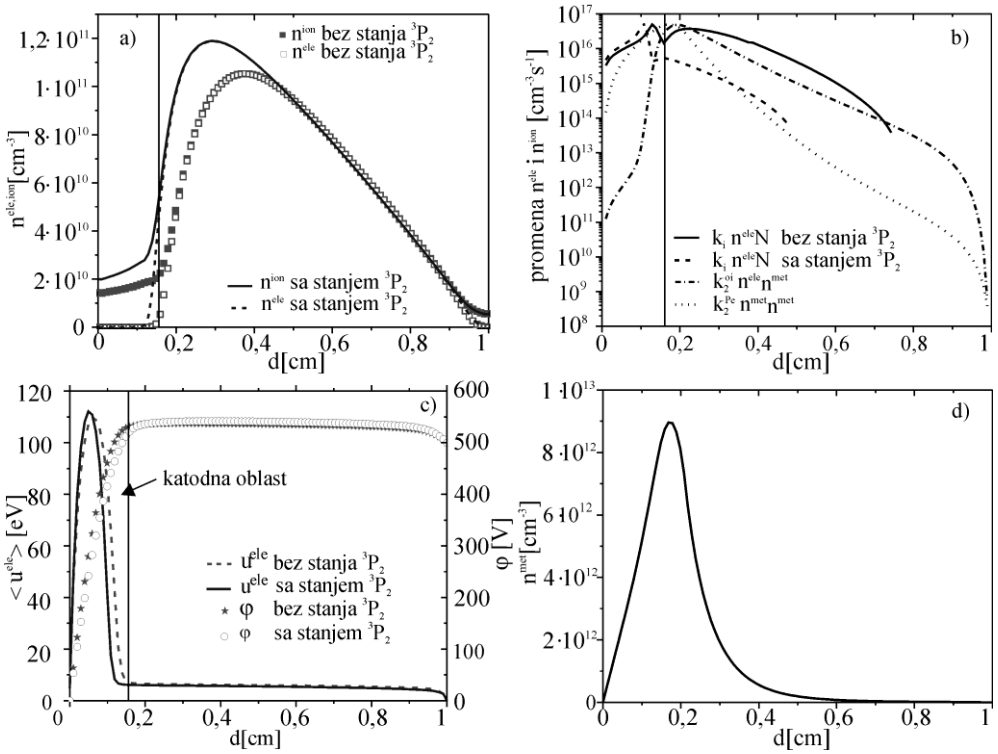


Slika 5.7. Raspodele koncentracija elektrona, jona i metastabilnog stanja argona, srednje energije elektrona, potencijala i promene koncentracije čestica u jedinici vremena duž međuelektrodnog rastojanja, u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja za primenjeni napon 300V.

Prikazane su raspodele dobijene modelovanjem sa i bez uključenog metastabilnog stanja. Iz raspodele potencijala i srednje energije elektrona duž međuelektrodnog rastojanja (slika 5.7c) vidi se da je srednja energija elektrona maksimalna u oblasti katodnog pada potencijala (katodna oblast) gde je jačina električnog polja najveća. Zbog toga je u ovoj oblasti najveća produkcija elektrona i jona u jedinici vremena (slika 5.7b). U slučaju kada je metastabilno stanje uključeno u modelovanje, stvaranje elektrona i jona u jedinici vremena zavisi i od kaskadne i Penning-ove jonizacije. Međutim, ovi procesi u katodnoj oblasti daju manji

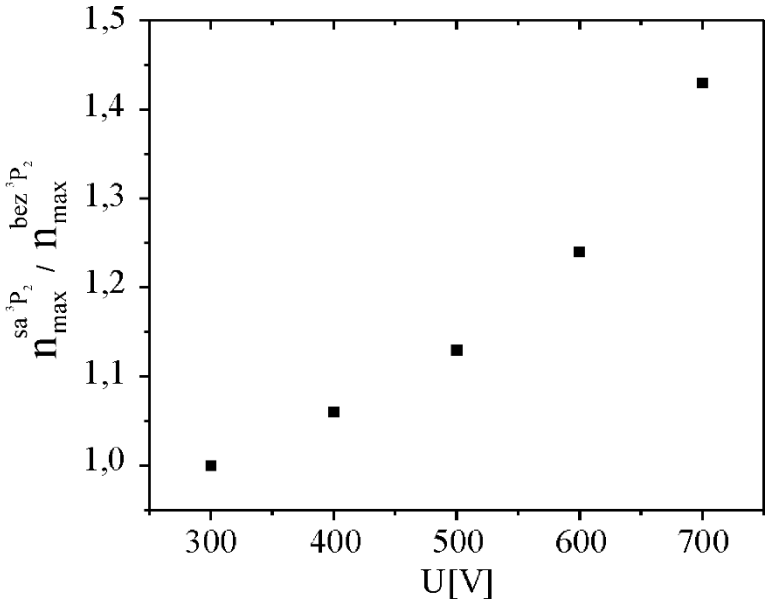
doprinos stvaranju elektrona i jona od procesa jonizacije atoma elektronskim udarom (slika 5.7b). Kada se uporede koncentracije elektrona i jona koje se stvore u jedinici vremena u procesu jonizacije atoma elektronskim udarom, dobijene sa i bez uključenog metastabilnog stanja u modelovanje, vidi se da one imaju približno iste vrednosti u katodnoj oblasti (slika 5.7b). Van katodne oblasti, ovaj proces ima manji doprinos stvaranju elektrona i jona u slučaju modelovanja sa metastabilnim stanjem, ali je zato on kompenzovan procesima kaskadne i Penning-ove jonizacije (slika 5.7b). Zbog toga su vrednosti koncentracija elektrona i jona, dobijene sa i bez uključenog metastabilnog stanja, približno iste (slika 5.7a).

U slučaju primenjenog napona 500*V* (slika 5.8), katodni pad potencijala i srednja energija elektrona su veći nego za primenjeni napon od 300*V*, pa su veće i vrednosti koncentracija čestica (slika 5.8a) (Stankov i dr., 2014). Sa slike 5.8b se vidi da je uticaj kaskadne i Penning-ove jonizacije na produkciju elektrona i jona veći nego u slučaju primenjenog napona 300*V*. Zbog ovoga su stacionarne koncentracije elektrona i jona izračunate iz modela sa uključenim metastabilnim stanjem nešto veće od onih dobijenih iz modela bez uključenog metastabilnog stanja (slika 5.8a).



Slika 5.8. Raspodele koncentracija elektrona, jona i metastabilnog stanja argona, srednje energije elektrona, potencijala i promene koncentracije čestica u jedinici vremena duž međuelektrodnog rastojanja, u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja za primenjeni napon 500V.

Na slici 5.9 je dat odnos maksimalnih koncentracija elektrona i jona dobijenih iz modela sa i bez uključenog metastabilnog stanja za primenjene napone od 300*V* do 700*V*. Uočljivo je da ovaj odnos raste sa porastom primenjenog napona, što je posledica povećane kaskadne i Penning-ove jonizacije, ili drugim rečima, sa povećanjem napona raste i uticaj kaskadne i Penning-ove jonizacije na produkciju elektrona i jona.



Slika 5.9. Odnos maksimalnih koncentracija elektrona i jona dobijenih iz modela sa i bez uključenja metastabilnog stanja $^3P_2$.

5.3 Dvodimenziono modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom

U ovom delu disertacije su prikazani rezultati dvodimenzionog modelovanja tinjavog pražnjenja u argonu primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom i jednostavnog fluidnog modela. Modelovanje je primenjeno na cevi za pražnjenje na pritisku p = 200 *Pa* sa međuelektrodnim rastojanjem d = 1*cm*, za vrednosti primenjenog napona U = 350 *V* i struje pražnjenja I_g = 110 μA i 170 μA. Vrednosti za Townsend-ov prvi jonizacioni koeficijent α uzete su iz relacije (4.5), a vrednosti transportnih koeficijenata za elektrone i Ar^+ jone iz relacija (4.6 i 4.7). Kao što je rečeno u glavi 3, u fluidnom modelu sa nelokalnom jonizacijom, jonizacija atoma elektronskim udarom opisana je sledećim relacijama:

$$\left|\Gamma^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\exp(\alpha_{CF}\,x)\ \text{za}\ \ x < d_{CF}\,, \tag{5.15}$$

$$\left|\Gamma^{ele}(0)\right|\alpha_{CF}\exp(\alpha_{CF}\,d)\exp(-(x-d_{CF})/\lambda)\ \text{za}\ \ x \geq d_{CF}\,, \tag{5.16}$$

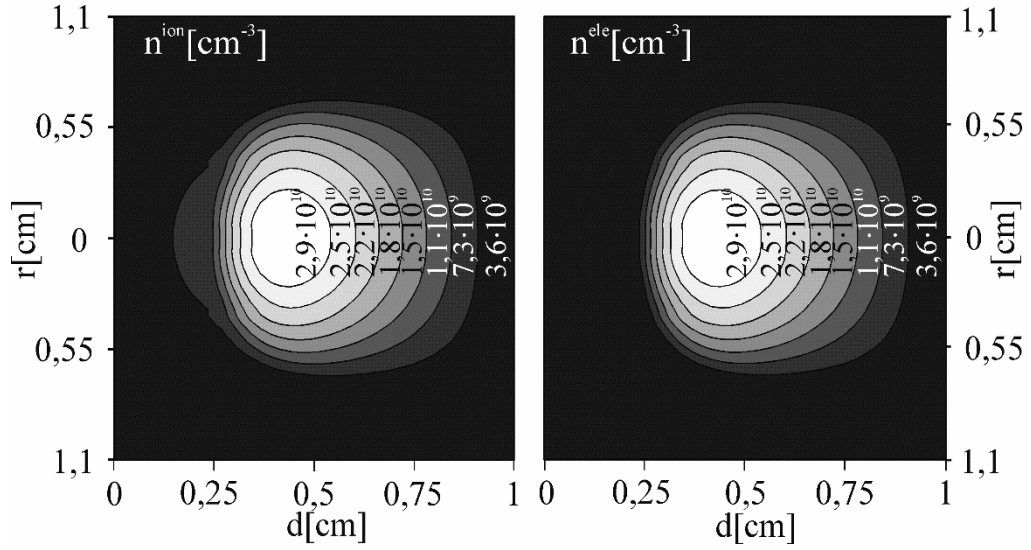
gde je $\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)\right|$ intenzitet vektora gustine fluksa elektrona koji kreću sa katode, *x* rastojanje od katode, a λ karakteristična konstanta opadanja jonizacije sa rastojanjem (Rafatov i dr., 2012a; Kudryavtsev i dr., 2008). Za slučaj dvodimenzionog modelovanje ove relacije imaju sledeće oblike:

$$\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)(r)\right|\alpha_{CF}(r)\exp(\alpha_{CF}(r)\,x(r)) \text{ za } x < d_{CF}(r), \tag{5.17}$$

$$\left|\mathbf{\Gamma}^{ele}(0)(r)\right|\alpha_{CF}(r)\exp(\alpha_{CF}(r)\,d_{CF}(r))\exp(-(x(r)-d_{CF}(r))/\lambda(r)) \text{ za } x \geq d_{CF}(r). \tag{5.18}$$

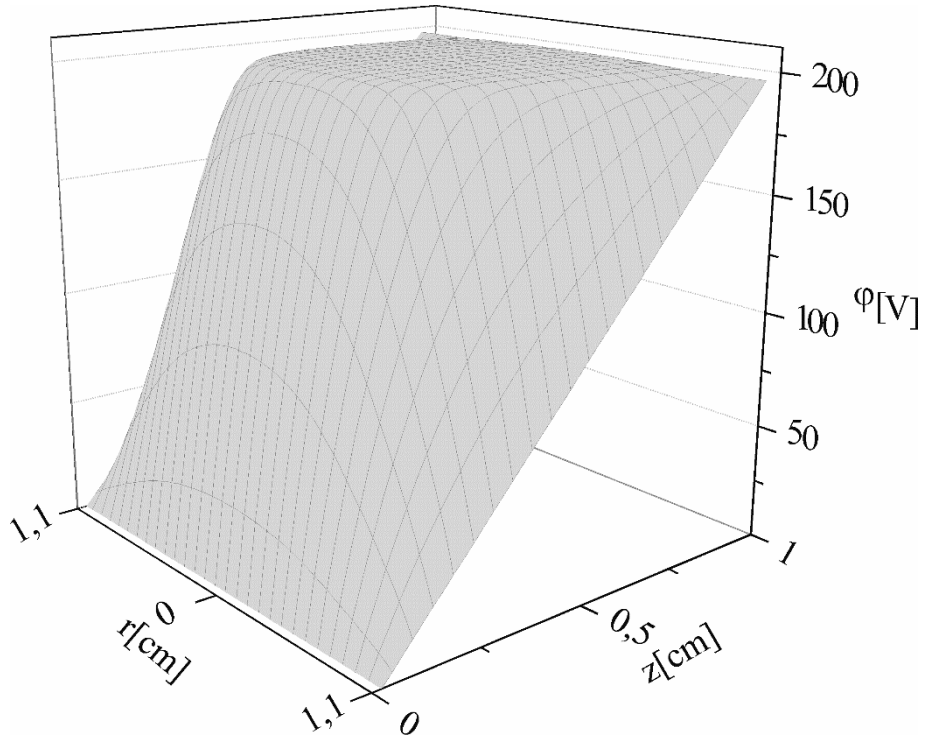
Širina katodne oblasti $d_{CF}(r)$ se određuje kao rastojanje od katode do tačke na kojoj je odnos koncentracija jona i elektrona $n^{ion}(r)/n^{ele}(r) = 2$ (Rafatov i dr., 2012a). Treba reći da ovaj odnos može uzimati vrednosti u intervalu 2-5, pri čemu izabrana vrednost odnosa ne utiče značajno na modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja.

Na slici 5.10 prikazane su dvodimenzionalne raspodele koncentracija jona i elektrona u stacionarnom stanju pražnjenja dobijeni primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom za vrednost struje pražnjenja *I* = 170 μA. Sa slike se lako može uočiti da je koncentracija jona i elektrona maksimalna na osi cevi i da zbog difuzije čestica opada ka zidovima cevi za pražnjenje.



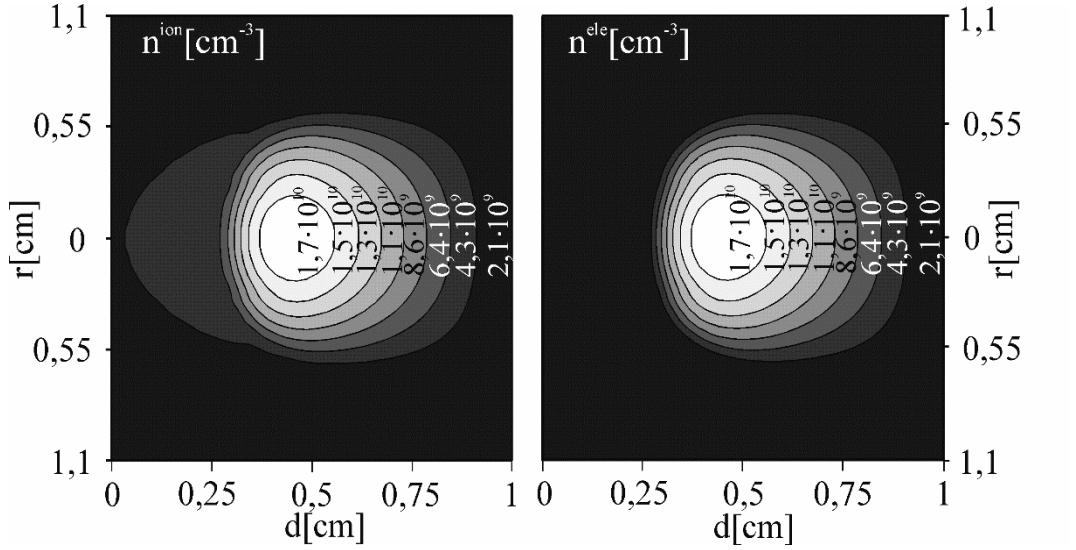
Sliki 5.10. Dvodimenzionalna raspodela koncentracija jona i elektrona u stacionarnom stanju pražnjenja dobijena primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I =170 μA.

Koncentracija jona ima veću vrednost od koncentracije elektrona u blizini katode, što dovodi do stvaranje katodnog pada potencijala (slika 5.11). Na slici 5.11 prikazana je dvodimenzionalna raspodela potencijala unutar cevi za pražnjenje dobijena modelovanjem za vrednost struje pražnjenja $I = 170\ \mu A$.

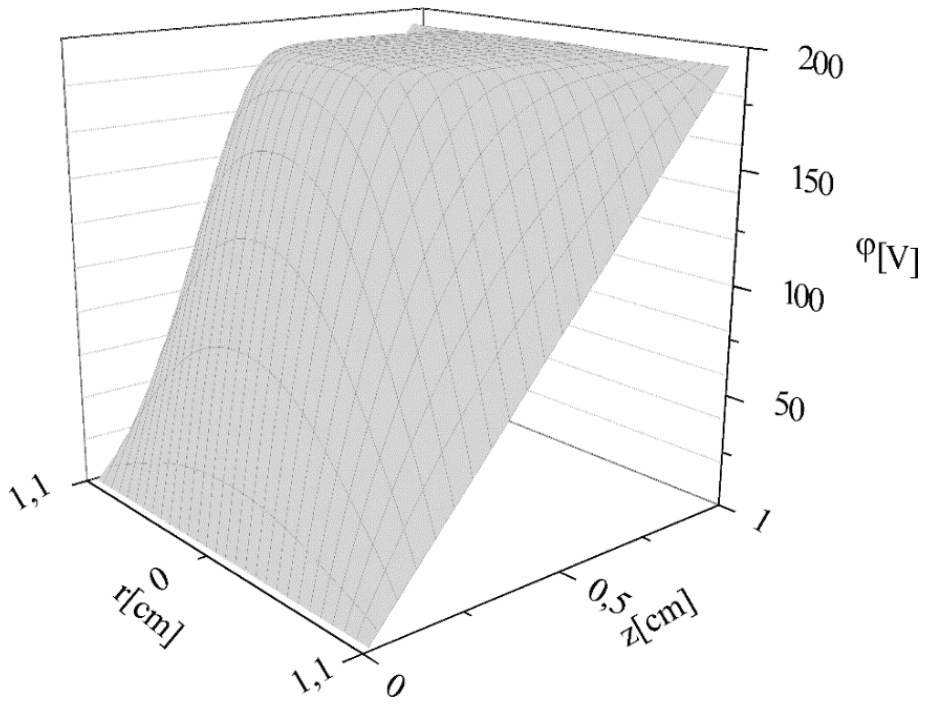


Slika 5.11. Dvodimenzionalna raspodela potencijala unutar cevi za pražnjenje dobijena modelovanjem za vrednost primenjenog napona $U_w = 350V$ i struje pražnjenja $I = 170\ \mu A$.

Prikazani su takođe i dvodimenzioni profili koncentracija jona i elektrona, kao i električnog potencijala u stacionarnom stanju pražnjenja za vrednost struje pražnjenja $I = 110\ \mu A$ (slika 5.12 i 5.13). Upoređivanjem dvodimenzionih profila za vrednosti struje pražnjenja 110 μA i 170 μA lako se može uočiti da su oblici profila skoro identični, samo su vrednosti koncentracija čestica veće u slučaju struje pražnjenja 170 μA.

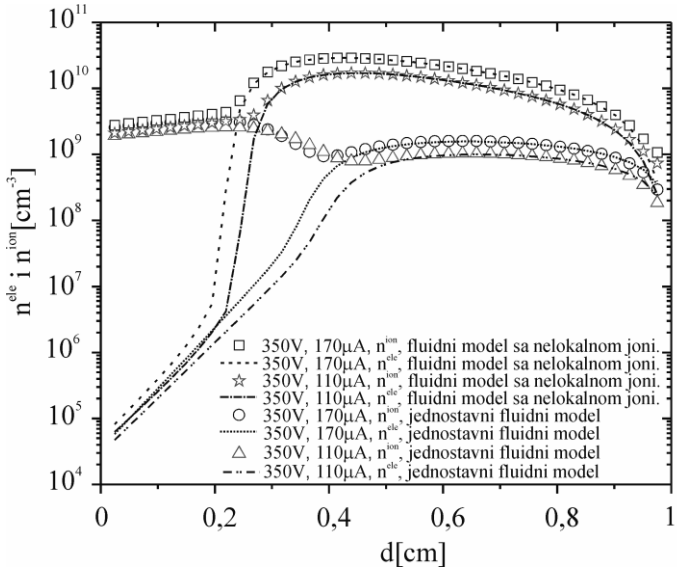


Slika 5.12. Dvodimenzionalne raspodele koncentracija jona i elektrona u stacionarnom stanju pražnjenja dobijene primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I = 110 μA.



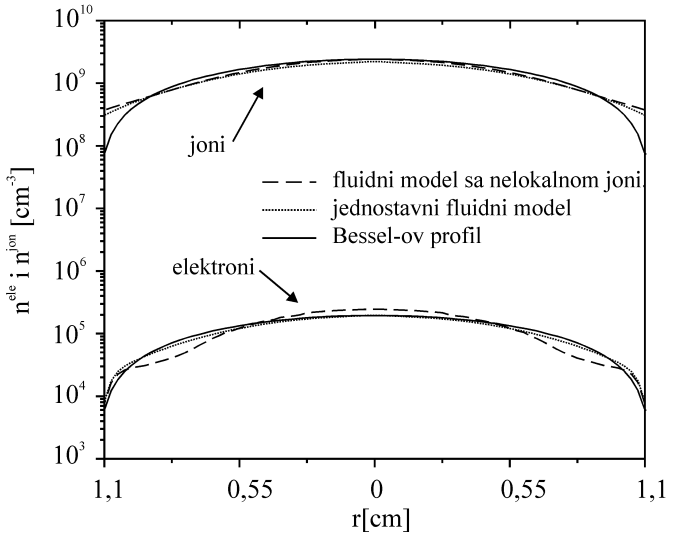
Slika 5.13. Dvodimenzionalna raspodela potencijala unutar cevi za pražnjenje dobijena modelovanjem za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I_g = 110 μA.

Urađeno je takođe i dvodimenziono modelovanje primenom jednostavnog fluidnog modela na istim uslovima kao i za fluidni model sa nelokalnom jonizacijom i izvršeno je upoređivanje koncentracije čestica na osi cevi za pražnjenje (slika 5.14).



Slika 5.14. Upoređivanje koncentracije čestica na osi cevi za pražnjenje dobijene modelovanjem za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I_g=110μA i 170 μA

Sa slike (5.14) jasno se vidi da se vrednosti koncentracija čestica dobijene primenom ova dva modela dosta razlikuju van katodne oblasti pražnjenja. Ova razlika potiče od nelokalne jonizacije izvan katodne oblasti, zbog koje su koncentracije čestica dobijene iz fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom veće od onih iz jednostavnog fluidnog modela (Stankov i dr., 2015b). Do istog zaključka su došli i Rafatov i dr. (2012a) primenom jednodimenzionog modelovanja, a ovde je to potvrđeno dvodimenzionim modelovanjem koje se po prvi put primenjuje za fluidni model sa nelokalnom jonizacijom.



Slika 5.15. Radijalna raspodela koncentracija čestica u blizini katode (z=0,1cm) za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I_g = 110 μA.

Na slici 5.15 prikazana je radijalna raspodela koncentracija čestica u blizini katode (z = 0,1 *cm*) za vrednosti struje pražnjenja I_g = 110 μA. Jasno se vidi da su vrednosti koncentracija čestica dobijene primenom ova dva modela približno iste u blizini katode, kao i da se dosta dobro poklapaju sa Bessel-ovim profilom koncentracija.

U ovoj glavi izvršeno je merenje strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja u argonu na pritisku p = 200 *Pa* za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1,5 *cm*, 1,2 *cm* i 0,6 *cm*. Modelovanje izmerenih vrednosti je izvršeno primenom tri tipa fluidnih modela: jednostavnog, proširenog i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Najbolje slaganje sa eksperimentom pokazali su rezultati dobijeni iz fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Primenom proširenog fluidnog modela izvršeno je i modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu. Modelovanje je vršeno sa i bez metastabilnog stanja atoma argona $^3P_2$ i određen je uticaj ovog stanja na stacionarne koncentracije elektrona i jona Ar^+. Predstavljene su takođe i dvodimenzione raspodele koncentracija jona i elektrona dobijene primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom i jednostavnog fluidnog modela. Na osnovu upoređivanja izračunatih koncentracija na osi cevi za pražnjenja u stacionarnom stanju pražnjenja pokazano je da jednostavni fluidni model daje nešto umanjene vrednosti koncentracija.

6. Ispitivanje relaksacije u argonu na niskom pritisku

Kao što je rečeno u glavi 2, merenje vremena kašnjenja električnih proboja vršeno je primenom serije pravougaonih naponskih signala na elektrode cevi za pražnjenje. Vremenski interval između dva naponska signala u toku koga nema napona na elektrodama naziva se vreme relaksacije τ. Merenjem zavisnosti vremena kašnjenja električnog proboja u funkciji vremena relaksacije dobija se memorijska kriva. Analizom memorijske krive primenom različitih teorijskih, aproksimativnih analitičkih i numeričkih modela, mogu se odrediti osnovne zakonitosti procesa u gasnoj fazi, kao i interakcije gasa sa površinama. U ovoj glavi disertacije izvršeno je ispitivanje rane relaksacije argona nakon prestanka tinjavog pražnjenja na cilindričnoj cevi za pražnjenje sa ravnim paralelnim elektrodama. Prikazana je statistička raspodela vremena formiranja pražnjenja i određen je koeficijent difuzije dominantne čestice. Teorijska analiza takođe je urađena primenom jednodimenzionog fluidnog modela za stacionarno stanje tinjavog pražnjenja i dvodimenzionog numeričkog modela za relaksaciju gasa nakon prekida pražnjenja. Na osnovu modelovanja relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja, izabrana je iz literature vrednost koeficijenta konverzije atomskog jona Ar^+ u molekularni Ar_2^+ koja pokazuje najbolje slaganje sa eksperimentalnim rezultatima.

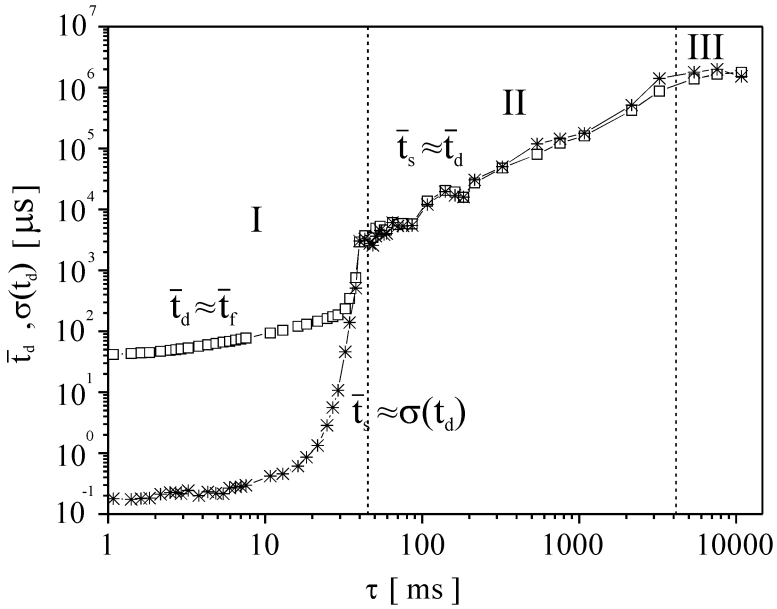
6.1 Analiza raspodele vremena formiranja pražnjenja i određivanje koeficijenta difuzije dominantne čestice

Merenja vremena kašnjenja električnih proboja vršena su na cevi za pražnjenje punjenoj argonom na pritisku p = 200 Pa za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d =1cm, 1,5 cm i 2 cm za koje su vrednosti statičkih probojnih napona U_s = 210V, 230V i 250V . Memorijske krive su izmerene za različite vrednosti primenjenih radnih napona, pri čemu je vreme relaksacije varirano od 1 ms pa do saturacione oblasti memorijske krive određene kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline. Statistička analiza vremena kašnjenja vršena je na osnovu 100 izmerenih podataka u jednoj seriji.

Rana relaksacija jednosmernog tinjavog pražnjenja na niskom pritisku određena je raspadom naelektrisanih čestica, pri čemu su u slučaju argona to atomski Ar^+ jon i molekularni Ar_2^+ jon (Marković i dr., 2005). Konverzija atomskog Ar^+ jona u molekularni Ar_2^+ jon u procesu sudara sa dva atoma argona predstavlja glavni proces stvaranja Ar_2^+ jona u ranoj relaksaciji tinjavog pražnjenja (Johnsen i dr., 1980)*:*

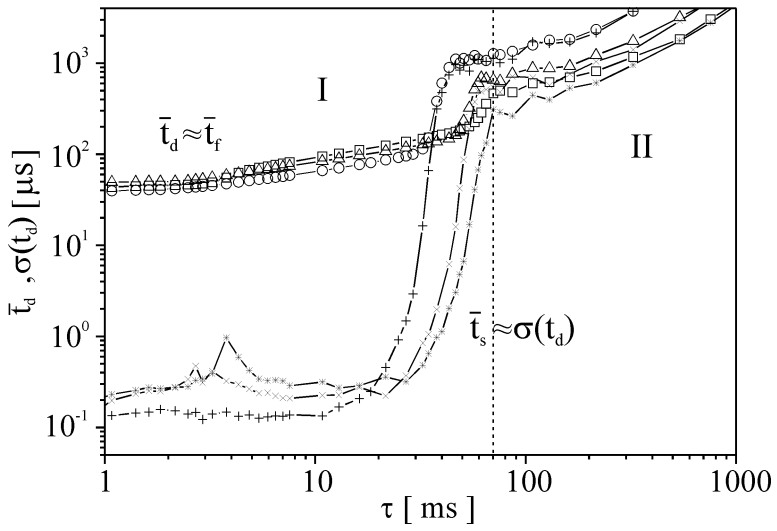
$$Ar^+ + 2Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar.$$

Da bi se izvršilo ispitivanje uticaja pomenute jonske konverzije na memorijski efekat, izvršeno je merenje memorijske krive u argonu na različitim radnim uslovima. Na slici 6.1 prikazana je memorijska kriva izmerena u radovima Stankov i dr. (2015c) i Marković i dr. (2015) na cevi za pražnjenje na pritisku 200 *Pa*, pri čemu je vrednost primenjenog napona U_w = 250 *V* i struje pražnjenja $I_g = 130\mu A$. Vrednost vremena relaksacije je varirana od 1 *ms* do 10 *s*, a međuelektrodno rastojanje je *d* = 1 *cm*.



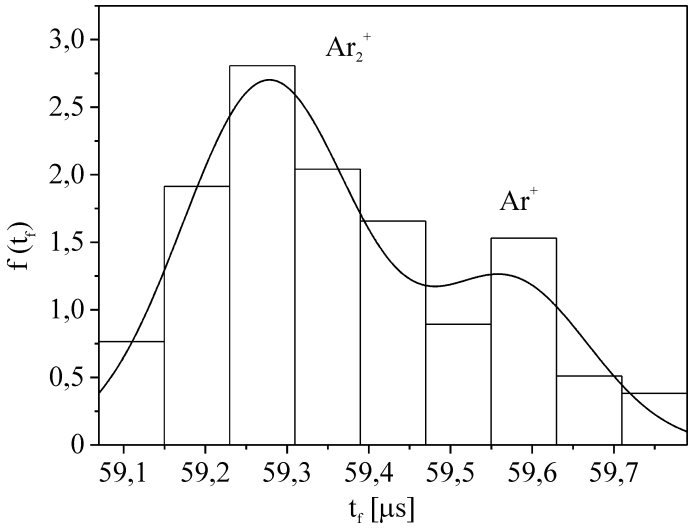
Slika 6.1. Memorijska kriva izmerena na cevi za pražnjenje na pritisku 200 Pa, pri čemu je vrednost primenjenog napona U_w= 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d=1 cm.

Memorijska kriva se uslovno može podeliti na tri različite oblasti: oblast I je određena raspadom naelektrisanih čestica (elektrona, Ar^+ i Ar_2^+), dok je oblast II određena raspadom neutralnih aktivnih stanja (površinska rekombinacija atoma azota prisutnih kao nečistoće) (Marković i dr., 2005; Huo i dr., 2014). Treća oblast predstavlja saturaciju memorijske krive usled kosmičkog zračenja i prirodne radioaktivnosti okoline. Na slici 6.2 prikazane su memorijske krive izmerene na istoj cevi za pražnjenje, pri čemu su vrednosti primenjenih napona U_w = 315 *V*, 345 *V* i 375 *V*, na odgovarajućim vrednostima međuelektrodnih rastojanja *d* = 1 *cm*, 1,5 *cm* i 2 *cm*.



Slika 6.2. Memorijske krive izmerene na cevi za pražnjenje na pritisku 200 Pa, pri čemu su vrednosti primenjenih napona U_w = 315 V, 345 V i 375 V, sa odgovarajućim vrednostima međuelektrodnih rastojanja d = 1 cm (+,□), 1,5 cm (×,△) i 2 cm(✳, ○).

Analizom ovih memorijskih krivih potvrđuje se postojanje tri navedene karakteristične oblasti, pri čemu su na slici 6.2 prikazane prve dve oblasti. Na datim memorijskim krivama može se uočiti pojava maksimalne vrednosti standardne devijacije vremena kašnjenja električnih proboja. Sa promenom uslova eksperimenta, odnosno smanjenjem međuelektrodnog rastojanja, dolazi do pomeranja datog maksimuma ka kraćim vremenima relaksacije. Pretpostavlja se da se ovi maksimumi javljaju usled promene dominantne čestice odgovorne za iniciranje električnog proboja u gasu. Analizom raspodele vremena formiranja pražnjenja proveriće se tačnost ove pretpostavke.



Slika 6.3. Dvostruka Gauss-ova raspodela vremena formiranja pražnjenja, izmerena za vrednosti primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d=1 cm.

Na slici 6.3 prikazana je raspodela vremena formiranja pražnjenja izmerena za vrednost primenjenog napona U_w = 250 *V*, struje pražnjenja I_g = 130 μA, međuelektrodnog rastojanja *d* = 1 *cm* i vremena relaksacije τ = 5 *ms* (Stankov i dr., 2015c). U ovoj oblasti memorijske krive statističko vreme kašnjenja je zanemarljivo ($\bar{t}_s \approx 1/Y_{eff} \approx 1/(YP) \to 0$, gde je Y prinos elektrona, a P verovatnoća proboja) (Morgan 1978; Marković i dr., 1994b), pa merenje raspodele vremena kašnjenja daje direktno raspodelu vremena formiranja pražnjenja ($\bar{t}_f \approx \bar{t}_d >> \bar{t}_s$) (Marković i dr., 2015).

Raspodela vremena formiranja pražnjenja je fitovana dvostrukom Gauss-ovom raspodelom:

$$f(t_f) = a_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} e^{-\frac{(t_f - \bar{t}_{f1})^2}{2\sigma_1^2}} + a_2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} e^{-\frac{(t_f - \bar{t}_{f2})^2}{2\sigma_2^2}}, \tag{6.1}$$

gde $\bar{t}_{f1} = 59{,}28\ \mu s$ i $\bar{t}_{f2} = 59{,}57\ \mu s$ predstavljaju srednje vrednosti vremena formiranja pražnjenja, $\sigma_1 = 0{,}11\ \mu s$ i $\sigma_2 = 0{,}097\ \mu s$ standardne devijacije vremena formiranja pražnjenja, dok su $a_1 = 0{,}71$ i $a_2 = 0{,}29$ vrednosti udela pojedinačnih Gauss-ovih raspodela u mešovitoj dvostrukoj Gauss-ovoj raspodeli. Pojava mešovite raspodele ukazuje na postojanje dve potpopulacije usled postojanja dva različita mehanizma iniciranja proboja ili dve različite inicirajuće čestice (Stamenković i dr., 2013; Jovanović i dr., 2014). Srednja vrednost vremena formiranja pražnjenja može se izraziti sledećom relacijom (Marković i dr., 2015):

$$\bar{t}_f = \frac{q t_i}{q-1} \ln\left(\frac{1 + (q-1)\frac{Y_g}{Y}}{q} \right), \tag{6.2}$$

gde je $q = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$, t_i vreme preleta jona, a Y_g i Y su elektronski prinosi. Kako vreme preleta jona $t_i = d / w_i$ zavisi od brzine drifta jona w_i, dvostruka raspodela je verovatno prouzrokovana postojanjem jona sa različitim vrednostima brzine drifta. Na osnovu eksperimentalnih merenja, Ar_2^+ joni imaju veću vrednost brzine drifta od Ar^+ jona (Ellis i dr., 1976), pa prva raspodela u mešovitoj raspodeli odgovara Ar_2^+ jonu, a druga Ar^+ jonu. Na osnovu ovoga može se zaključiti da je koncentracija Ar_2^+ jona veća od koncentracije Ar^+ jona i da se promena dominantne čestice usled konverzije atomskog u molekularni jon desila na manjim vrednostima vremena relaksacije.

Sa povećanjem vrednosti vremena relaksacije, vrednost statističkog vremena kašnjenja električnog proboja raste i za vrednost vremena relaksacije τ = 20 *ms*, statističko vreme kašnjenja postaje dominantno u odnosu na vreme formiranja pražnjenja. Analizom memorijske krive (slika 6.1), primećuje se da statističko vreme kašnjenja eksponencijalno raste za vrednosti vremena relaksacije iznad 25 *ms*. Ovo se potvrđuje predstavljanjem ovog dela memorijske krive u polulogaritamskoj skali, gde se statističko vreme kašnjenja linearizuje u funkciji vremena relaksacije (slika 6.4). Na osnovu aproksimativnog analitičkog modela (Marković i dr., 1997), eksponencijalni porast statističkog vremena kašnjenja ukazuje na eksponencijalno opadanje koncentracije dominantnog jona. Na niskom pritisku najveći gubitak jona dešava se zbog difuzije na zidove cevi za pražnjenje. U prethodnom tekstu, pretpostavljeno je da se smena dominantnog atomskog jona Ar^+ u molekularni Ar_2^+ dešava za vrednost relaksacije oko 2,5 *ms*, pa na vremenu relaksacije iznad 25 *ms*, Ar_2^+ predstavlja dominantni jon. Eksponencijalno opadanje koncentracije Ar_2^+ jona može se predstaviti relacijom:

$$n = n_0 \exp(-\nu\tau)\,, \tag{6.3}$$

gde je ν karakteristična frekvencija difuzionih gubitaka za koju važi sledeća relacija:

$$D_{eff} = \nu\Lambda^2\,, \tag{6.4}$$

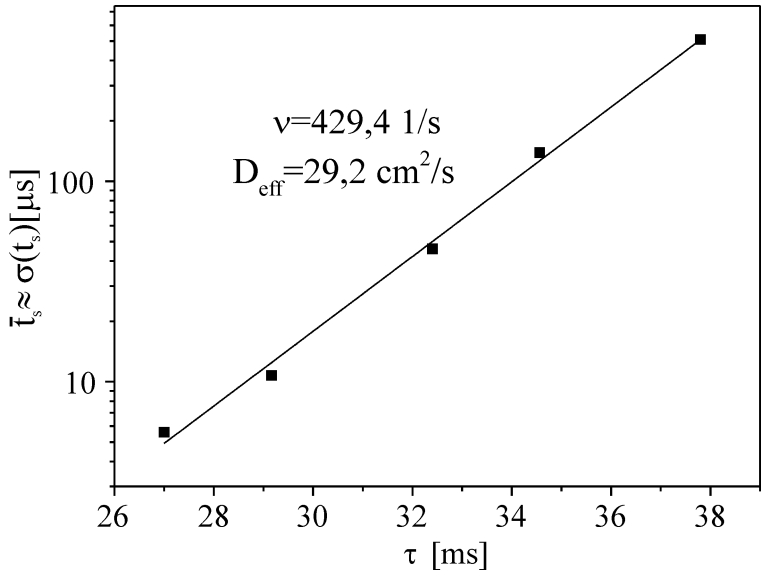
pri čemu je D_{eff} efektivni difuzioni koeficijent, a Λ karakteristična difuziona dužina cevi za pražnjenje. Za cilindričnu geometriju karakteristična difuziona dužina se dobija iz relacije:

$$\Lambda^2 = \left(\left(\frac{2{,}405}{D} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right)^{-1}\,, \tag{6.5}$$

gde je D prečnik cevi za pražnjenje, a d međuelektrodno rastojanje. U našem slučaju vrednost karakteristične difuzione dužine iznosi $\Lambda^2 = 0{,}068\ cm^2$. Kako je statističko vreme kašnjenja obrnuto proporcijalno elektronskom prinosu koji je proporcionalan koncentraciji Ar_2^+ jona ($\overline{t_s} \propto (1/Y) \propto (1/n)$), iz relacija (6.3) i (6.4) dobija se sledeći izraz za karakterističnu frekvenciju difuzionih gubitaka :

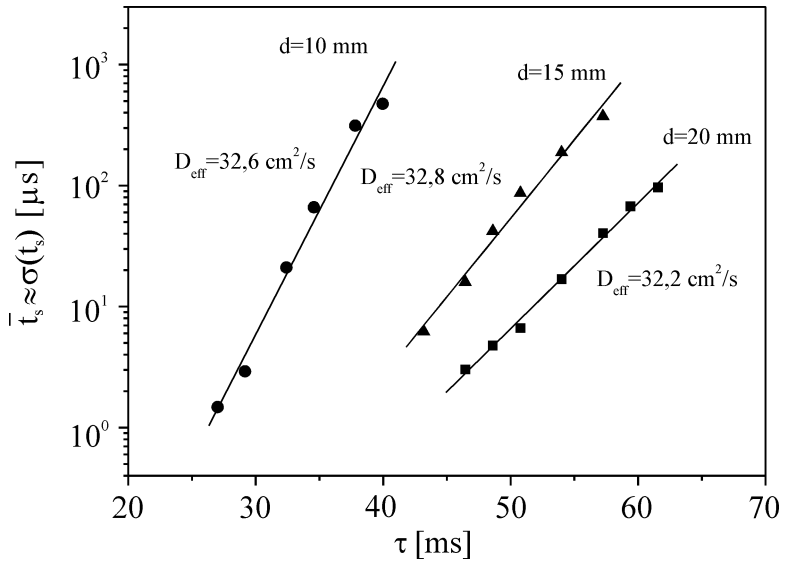
$$\nu = \frac{\ln\left(\frac{\bar{t}_s}{\bar{t}_{s0}}\right)}{\tau}, \tag{6.6}$$

gde je $\bar{t}_{s0}$ presek ekstrapolacije linearnog fita eksperimentalnih podataka sa vertikalnom osom kada je $\tau = 0$. Za vrednost karakteristične frekvencije difuzionih gubitaka ν dobija se $\nu = 429{,}41/s$. Na osnovu relacije (6.4) i dobijenih vrednosti za v i Λ^2 izračunata je vrednost efektivnog koeficijenta difuzije $D_{eff} = 29{,}2\ cm^2/s$ (Stankov i dr., 2015c).



Slika 6.4. Linearizacija statističkog vremena kašnjenja proboja u polulogaritamskoj skali u funkciji od vremena relaksacije za vrednost primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm (simboli predstavljaju eksperimentalne vrednosti, dok linija predstavlja linearni fit (6.4)).

Linearna zavisnost statističkog vremena kašnjenja od vremena relaksacije prikazana je i za vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1 *cm*, 1,5 *cm* i 2 *cm*, pri primenjenim naponima U_w= 315*V*, 345*V* i 375*V* (slika 6.5).



Slika 6.5. Linearizacija statističkog vremena kašnjenja proboja u polulogaritamskoj skali u funkciji od vremena relaksacije za vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm, 1,5 cm i 2 cm, pri vrednostima primenjenih napona U_w= 315V, 345V i 375V i struje pražnjenja I_g = 130 μA (simboli predstavljaju eksperimentalne vrednosti, dok linija predstavlja linearni fit (6.4)).

Iz nagiba linearnog fita eksperimentalnih podataka za sve tri vrednosti međuelektrodnog rastojanja primenom relacija (6.3 i 6.4) dobijena je približno ista vrednost koeficijenta difuzije kao i u prethodnom slučaju (pri čemu je $\Lambda^2 = 0{,}068\ cm^2$ za $d = 1\,cm$, $\Lambda^2 = 0{,}109\ cm^2$ za $d = 1{,}5\,cm$ i $\Lambda^2 = 0{,}138\ cm^2$ za $d = 2\,cm$). Ovo dokazuje prisustvo istog dominantnog jona u oblasti vremena relaksacije između 20 *ms* i 60 *ms*.

6.2 Numerički modeli za stacionarno stanje i relaksaciju tinjavog pražnjenja u argonu

Da bi se dokazala prethodna pretpostavka o dominantnim procesima i česticama, kao i njihov uticaj na relaksaciju gasa nakon prekida pražnjenja, primenjeni su numerički modeli za modelovanje stacionarnog stanja i relaksacije tinjavog pražnjenja. Za modelovanje relaksacije prvo su određene početne koncentracije čestica primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom (Rafatov i dr., 2012a; Stankov i dr., 2015a; 2015c).

6.2.1 Jednodimenziono modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom

Modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja potrebno je za dobijanje koncentracija čestica koje se primenjuju kao početne koncentracije za modelovanje relaksacije gasa nakon pražnjenja. Stacionarno stanje tinjavog pražnjenja modelovano je primenom jednodimenzionog fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom zbog relativno dobrog slaganja sa eksperimentalnim podacima (Rafatov i dr., 2012a; Stankov i dr., 2015a).

Da bi se odredile najdominantnije čestice u stacionarnom stanju i relaksaciji tinjavog pražnjenja u argonu, sprovedena je sledeća analiza. Uslov da jon izbaci elektron sa katode je da njegova energija jonizacije bude veća od dva izlazna rada materijala katode ($U^{ion} \geq 2\varphi_i$) (Raizer, 1991). Kako je izlazni rad bakra φ_i = 4,42 *eV* (Lide, 2009), emisija elektrona sa površine katode može se izazvati jonima Ar^+ i Ar_2^+ , pa su ovi joni uključeni u modelovanje. Pored jona, metastabilna stanja argona takođe imaju veliki uticaj na stacionarno stanje pražnjenja i relaksaciju nakon pražnjenja. Atom argona ima dva metastabilna stanja, $^3P_2$ i $^3P_0$, koja su energijski veoma bliska, 11,55 *eV* i 11,72 *eV*. Metastabilna stanja biće obeležena sa Ar^*, pri čemu treba naglasiti da je koncentracija $^3P_2$ stanja mnogo veća od koncentracije $^3P_0$ stanja (Kolts i Setser, 1978; Ferreira i dr., 1985), a samim tim je veći uticaj na koncentracije ostalih čestica. Pored metastabilnih stanja, atom argona ima i dva rezonantna stanja $^3P_1$ i $^1P_1$, koja su takođe energijski veoma bliska, 11,62 *eV* i 11,83 *eV*. Ova stanja nisu uzeta u obzir prilikom modelovanja zbog brzog radijativnog raspada (Wiese, 1979). Na osnovu svega navedenog, u modelovanje stacionarnog stanja jednosmernog tinjavog pražnjenja u argonu uključene su četiri čestice: elektroni, Ar^+, Ar_2^+ i Ar^*. Procesi koji su uzeti u obzir prilikom modelovanja navedeni su u tabeli 6.1.

Tabla 6.1. Procesi uzeti za modelovanje stacionarnog stanja i relaksacije tinjavog pražnjenja u Ar.

R.br.	Procesi	Koeficijenti brzine procesa (cm^3s^{-1}, cm^6s^{-1})	Literatura
1.	$e + Ar \rightarrow Ar^+ + e + e$	$k_1^{io}(u_e)$	Becker i dr. (2009)
2.	$e + Ar^* \rightarrow Ar^+ + e + e$	$k_2^{io}(u_e)$	Becker i dr. (2009)

3.	$e + Ar^+ \rightarrow Ar$	$\beta = 2 \times 10^{-7}$	Fiala i dr. (1994)
4.	$Ar^* + Ar^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$	$k^{Pe} = 6{,}2 \times 10^{-10}$	Lymberopoulos i Economou (1993)
5.	$e + Ar_2^+ \rightarrow Ar^* + Ar$	$k^r(u_e)$	Sobota i dr. (2011)
6.	$Ar^+ + 2Ar \rightarrow Ar_2^+ + Ar$	$k_1^c = 2{,}26 \times 10^{-31}$	Johnsen i dr. (1980)
7.	$Ar_2^+ + Ar \rightarrow Ar^+ + 2Ar$	$k_2^c = 2{,}96 \times 10^{-30}$	Sobota i dr. (2011)
8.	$e + Ar \rightarrow Ar^* + e$	$k^{ex}(u_e)$	Becker i dr. (2009)
9.	$e + Ar^* \rightarrow Ar + e$	$k^{de}(u_e)$	Becker i dr. (2009)
10.	$e + Ar^* \rightarrow Ar^r + e$	$k^{dr} = 2 \times 10^{-7}$ a)	Lymberopoulos i Economou (1993)
11.	$Ar^* + 2Ar \rightarrow Ar_2 + Ar$	$k_2^{qu} = 1{,}1 \times 10^{-32}$	Kolts i Setser (1978)
12.	$Ar^* + Ar \rightarrow 2Ar$	$k_1^{qu} = 3 \times 10^{-15}$	Lymberopoulos i Economou (1993)

a) Ar^r su rezonantna stanja atoma argona

Kao što je rečeno, za modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja, primenjen je fluidni model sa nelokalnom jonizacijom, pri čemu je jonizacija brzih elektrona već uključena u proširenu fluidni model. Jednačine fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom, predložene u radu Rafatov i dr. (2012a), imaju sledeće oblike:

$$\frac{\partial n^{ele}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}^{ele} = S^{brz} + k_1^{io} n^{ele} N + k_2^{io} n^{ele} n^{met} + k^{Pe} n^{met} n^{met} - \beta n^{ele} n^{Ar^+} - k^r n^{ele} n^{Ar_2^+}, \qquad (6.7)$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial n^{Ar^+}}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{\Gamma}^{Ar^+}=S^{brz}+k_1^{io}n^{ele}N_{Ar}+k_2^{io}n^{ele}n^{met}+k^{Pe}n^{met}n^{met}\\&+k_2^{c}n^{Ar_2^+}N_{Ar}-\beta n_e n^{Ar^+}-k_1^{c}n^{Ar^+}(N_{Ar})^2\end{aligned},\tag{6.8}$$

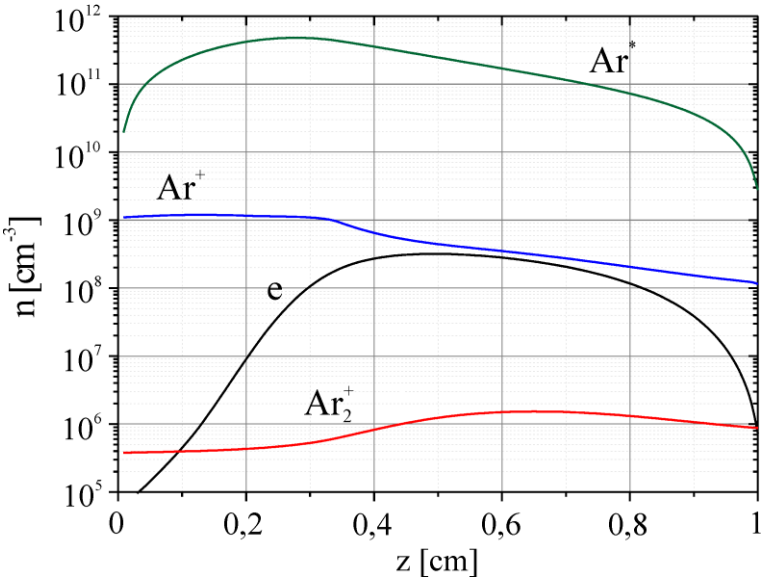
$$\frac{\partial n^{Ar_2^+}}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{\Gamma}^{Ar_2^+}=k_1^{c}n^{Ar^+}(N_{Ar})^2-k_2^{c}n^{Ar_2^+}N_{Ar}-k^{r}n^{ele}n^{Ar_2^+},\tag{6.9}$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial n^{met}}{\partial t}+\nabla\cdot\mathbf{\Gamma}^{met}=0.5S^{brz}+k^{ex}n^{ele}N_{Ar}-2k^{Pe}n^{met}n^{met}-k^{de}n^{ele}n^{met}\\&-k^{dr}n^{ele}n^{met}-k^{mio}n^{ele}n^{met}-k_1^{qu}n^{met}N_{Ar}-k_2^{qu}n^{met}(N_{Ar})^2,\end{aligned}\tag{6.10}$$

$$\begin{aligned}&\frac{\partial(n^{ele}<u^{ele}>)}{\partial t}+\frac{5}{3}\nabla\cdot\mathbf{\Gamma}^{\varepsilon}=-U^{ion}k_1^{io}n^{ele}N_{Ar}-(U^{ion}-U^{met})k_2^{io}n^{ele}n^{met}\\&+(2U^{met}-U^{ion})k^{Pe}n^{met}n^{met}-<u^{ele}>\beta n^{ele}n^{Ar^+}-<u^{ele}>k^{r}n^{ele}n^{Ar_2^+}\\&-U^{met}k^{ex}n^{ele}N_{Ar}+U^{met}k^{de}n^{ele}n^{met}-e\mathbf{E}\cdot\mathbf{\Gamma}_e,\end{aligned}\tag{6.11}$$

$$\nabla^2\varphi=-\frac{e}{\varepsilon_0}(n^{Ar^+}+n^{Ar_2^+}-n^{ele}).\tag{6.12}$$

U prethodnim relacijama S^{brz} predstavlja promenu koncentracija elektrona i Ar^+ jona u jedinici vremena usled jonizacije atoma elektronskim udarom brzih elektrona. Vrednosti pokretljivosti i koeficijenta difuzije za elektrone primenjeni su u funkciji srednje energije elektrona (Becker i dr., 2009), a za jon atoma argona Ar^+ vrednosti ovih koeficijenata dobijeni su iz relacija (4.7). U slučaju molekularnog jona Ar_2^+ vrednosti ovih koeficijenta su uzete iz radova (Ellis i dr., 1976), dok je za metastabilno stanje argona Ar^* vrednost koeficijenta difuzije dobijena iz relacije (5.11). U modelovanje je uključeno spoljašnje električno kolo primenom Omovog zakona (3.51). Vrednost koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije sa površine katode izračunata je iz uslova proboja (4.1). Na slici 6.5 prikazana je raspodela koncentracije dominantnih čestica u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja u argonu, dobijena primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom za vrednost pritiska argona p = 200 Pa, primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm (Stankov i dr., 2015c).



Slika 6.6. Raspodela koncentracije dominantnih čestica u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja u argonu, dobijena primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom za vrednost pritiska argona p = 200 Pa, primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm.

Sa slike 6.6 se vidi da najveću koncentraciju ima jon atoma argona Ar^+ usled procesa jonizacije atoma elektronskim udarom, dok je koncentracija molekularnog jona Ar_2^+ znatno niža. Izračunate koncentracije relativno se dobro slažu sa eksperimentalnim merenjima primenom Langmuir-ovih sondi na približno istim radnim uslovima (Basha i Abbas, 1993). Izračunate koncentracije čestica u stacionarnom stanju pražnjenja koristiće se kao početne koncentracije u modelovanju relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja.

6.2.2 Dvodimenziono modelovanje relaksacije gasa nakon prekida tinjavog pražnjenja

Za modelovanje relaksacije gasa nakon prekida jednosmernog tinjavog pražnjenja primenjen je dvodimenzioni numerički model (Jovanović, 2014). Model se sastoji iz difuzionih jednačina za dominantne čestice:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} - D_c \nabla^2 n_c = S_c . \tag{6.13}$$

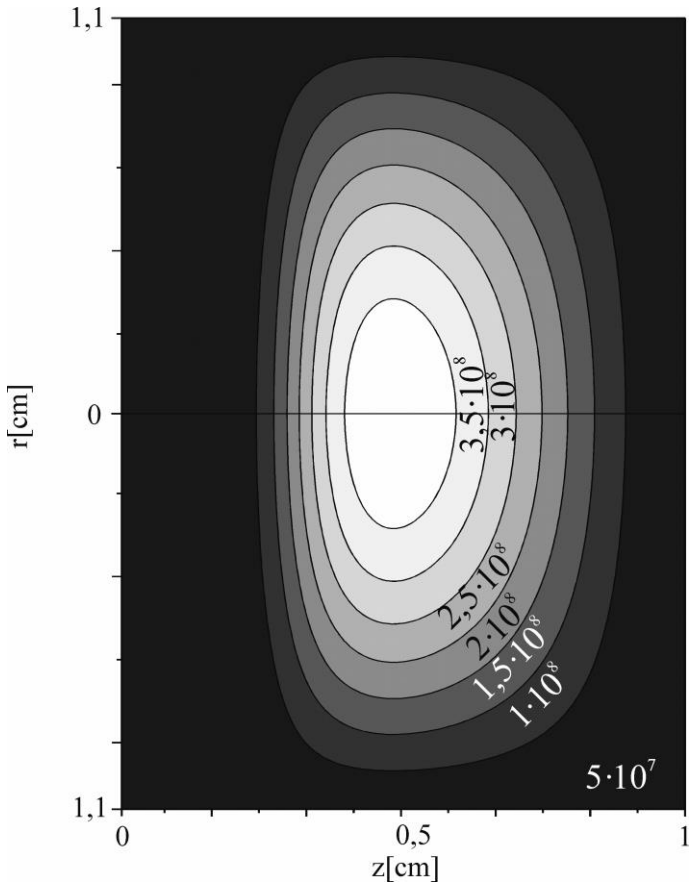
gde indeks *c* predstavlja oznaku za tip čestica (elektroni, joni i metastabilna stanja). Kako je cev za pražnjenje cilindričnog oblika, jednačine su rešavane u cilindričnoj geometriji:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} - D_c \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_c}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 n_c}{\partial z^2} \right] = S_c . \tag{6.14}$$

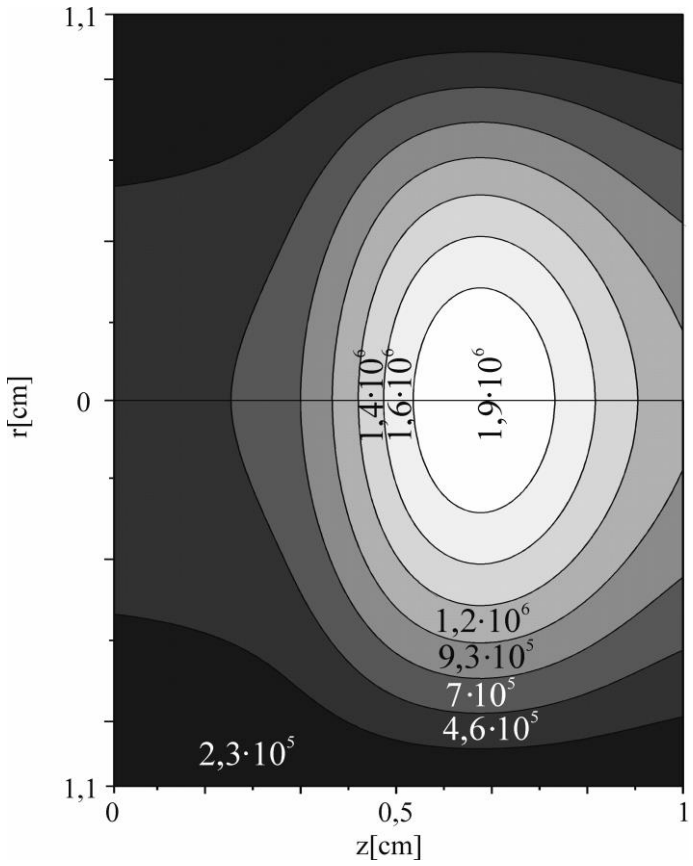
Ove jednačine se razlikuju od jednačina za modelovanje pražnjenja u argonu po tome što ne sadrže driftni član koji se javlja usled prisustva električnog polja. Kako je modelovanje relaksacije gasa nakon pražnjenja vršeno u dve prostorne dimenzije, onda i početne koncentracije čestica moraju imati dvodimenzione profile. Ovi profili su dobijeni tako što je na osi cevi za pražnjenje koncentracija izračunata jednodimenzionim modelom, a radijalne raspodele uzete kao Bessel-ove:

$$n(r,z) = n(z) \cdot J_0\left(\frac{2.405\,r}{R}\right), \tag{6.15}$$

gde J_0 predstavlja Bessel-ovu funkciju prve vrste nultog reda. Na slikama (6.7) i (6.8) prikazane su dvodimenzione raspodele elektrona i Ar_2^+ jona koje su korišćene kao početne koncentracije za modelovanje relaksacije.



Slika 6.7. Dvodimenzionalna raspodela elektrona za vrednost primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g=130μA, pritiska p=200Pa i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm.



Slika 6.8. Dvodimenzionalna raspodela Ar_2^+ jona za vrednost primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g=130μA, pritiska p=200Pa i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm.

Difuzione jednačine (6.14) predstavljaju sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina koji se ne može rešiti analitički, pa je ovde primenjena numerička implicitna metoda konačnih razlika. Primenom ove metode sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina prelazi u sistem linearnih jednačina koji je rešen primenom SOR metode (Burden i Faires, 2011; Press i dr., 1995).

Kao što je prethodno rečeno, dominantne čestice koje mogu da dovedu do emisije sekundarnih elektrona i utiču na iniciranje električnog proboja su Ar^+, Ar_2^+, Ar^* i Ar, pa su zbog toga i uključene u modelovanje relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja. Procesi koji su uzeti u obzir prilikom modelovanja dati su u tabeli 6.1, pri čemu ekscitacija i jonizacija atoma argona u sudaru sa elektronom nije uključena. Glavni proces gubitaka čestica u toku relaksacije tinjavog pražnjenja na niskom pritisku predstavlja difuzija čestica na zidove cevi za pražnjenje. Da bi se relaksacija gasa korektno opisala, prilikom modelovanja mora da se uzme u obzir promena režima difuzije čestica. U ranoj relaksaciji prostorno naelektrisanje čestica još uvek postoji između elektroda, pa je samim tim prisutan režim ambipolarne difuzije ili blizak ambipolarnoj. Kada koncentracije elektrona i jona počnu da opadaju, dolazi

do smene sa režima ambipolarne difuzije pa sve do režima slobodne difuzije. Za opisivanje promena režima difuzije korišćen je efektivni koeficijent difuzije elektrona (Alis, 1956):

$$D_{se} = D_a\left(\frac{D^{ele} + \Lambda^2 e n^{ele}\mu^{ele}/\varepsilon_0}{D_a + \Lambda^2 e n^{ele}\mu^{ele}/\varepsilon_0}\right), \tag{6.16}$$

gde je $D_a = (\mu^{ion}/\mu^{ele})D^{ele}$ koeficijent ambipolarne difuzije, n^{ele} koncentracija elektrona, Λ karakteristična difuziona dužina cevi za pražnjenje, μ^{ele} pokretljivost elektrona, μ^{ion} pokretljivost jona, ε_0 dielektrična konstanta vakuuma i e je elementarno naelektrisanje. Kada odnos karakteristične difuzione dužine Λ i Debye-evog poluprečnika padne na $\Lambda/\lambda_D < 100$, dolazi do promene sa ambipolarnog na prelazni režim difuzije. Tada je efektivni koeficijent difuzije jona dat sledećom relacijom (Phelps, 1990):

$$D_{eff} = D^{ion}\left(1 + \frac{T^{ele}}{T^{ion}}\right), \tag{6.17}$$

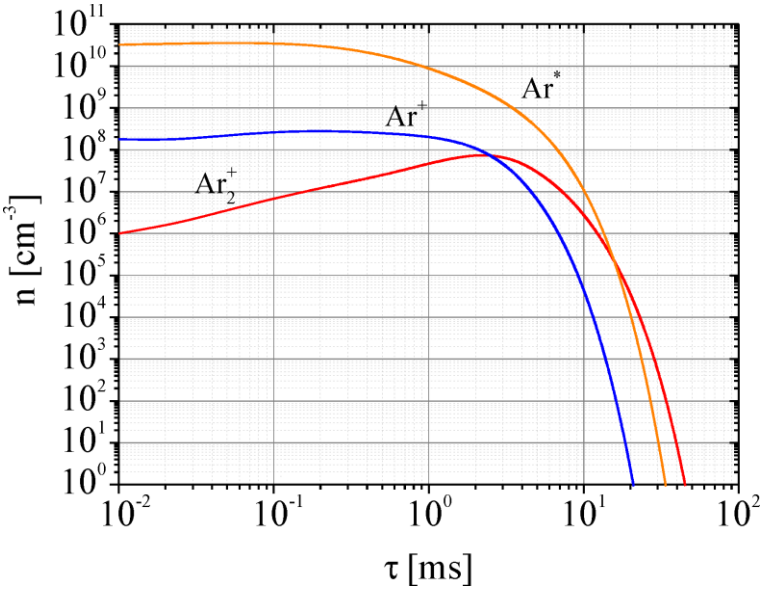
gde je D^{ion} koeficijent slobodne difuzije jona, T^{ele} temperatura elektrona i T^{ion} temperatura jona (približno jednaka temperaturi gasa T_g). Kako efektivni koeficijent jonske difuzije (6.17) zavisi od temperature elektrona (neizotermna difuzija), za njeno izračunavanje korišćen je analitički fit merenja opadanja elektronske temperature u relaksaciji (Sugawara i dr., 1986, Okada i Sugawara, 1993):

$$T^{ele} = T_0 + T_1 e^{-\nu_1\tau} + T_2 e^{-\nu_2\tau}, \tag{6.18}$$

gde je T_0 sobna temperatura, a T_1, T_2, ν_1 i ν_2 predstavljaju fitujuće parametre. Kada vrednost temperature elektrona padne na vrednost sobne temperature, difuzioni režim postaje izotermni i efektivni koeficijent difuzije iznosi $D_{eff} = 2D^{ion}$. Na kraju, difuzija ulazi u režim slobodne difuzije za vrednost relaksacije približno $45\,ms$ kada je $D_{eff} = D^{ion}$. Prelaz iz izotermne u slobodnu difuziju opisan je linearnom zavisnošću $D_{eff} \sim \Lambda/\lambda_D$ (Petrović i dr., 2001; Marković i dr., 1997).

Pored difuzionih gubitaka, konverzija atomskog jona Ar^+ u molekularni jon Ar_2^+ ima veliku ulogu u relaksaciji gasa nakon pražnjenja. U literaturi se može naći veliki broj podataka za vrednost koeficijenta konverzije (Sugawara i dr., 1986; Johnsen i dr., 1980), koji

se kreću u intervalu (0,69-4,7)·10^{-31} cm^3s^{-1} i čiji izbor dosta utiče na modelovanje relaksacije gasa nakon prekida električnog pražnjenja. Kada se primeni najniža vrednost koeficijenta konverzije (0,69·10^{-31} cm^3s^{-1}) tada dolazi to pojave smene dominantnog jona za vrednost vremena relaksacije 6 *ms*. Nasuprot ovome, izbor najveće vrednosti koeficijenta konverzije (4,7·10^{-31} cm^3s^{-1}) pomera smenu dominantnog jona na vreme relaksacije 1,5 *ms*. Najbolje slaganje sa eksperimentom se dobija primenom vrednosti koeficijenta konverzije 2,26·10^{-31} cm^3s^{-1} (Sugawara i dr., 1986). Na slici 6.9 prikazana je evolucija srednjih vrednosti koncentracija jona i metastabilnih stanja ispred površine katode dobijena iz modela primenom vrednosti koeficijenta konverzije atomskog u molekularni jon 2,26·10^{-31} cm^3s^{-1} (Stankov i dr., 2015c).



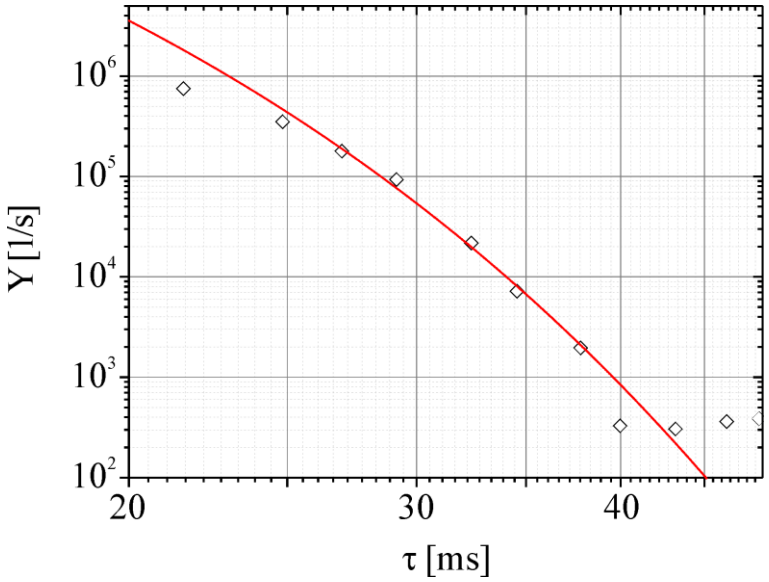
Slika 6.9. Evolucija dominantnih čestica ispred površine katode u relaksaciji tinjavog pražnjenja za vrednost primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g=130μA, pritiska p=200Pa i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm.

Može se primetiti da vrednost koncentracije jona atoma Ar^+ opada brzo posle nekoliko milisekundi usled difuzije i konverzije atomskog u molekularni jon, dok se vrednost koncentracije molekularnog jona Ar_2^+ održava na dužim vremenima relaksacije. Vrednosti koncentracija ovih jona su približno jednake za vrednost vremena relaksacije od oko 2,5 *ms*, nakon čega dolazi do promene dominantne čestice. Metastabilno stanje argona utiče na koncentraciju atomskog jona Ar^+ preko procesa Penning-ove jonizacije i održava je konstantnom na kraćim vremenima relaksacije, a što utiče na pomeranje smene dominantnog jona ka dužim vremenima relaksacije.

Efektivni elektronski prinos predstavlja broj elektrona koji se stvori u međuelektrodnom prostoru u jedinici vremena (Marković i dr., 1994b) i može se dobiti iz statističkog vremena kašnjenja. Elektronski prinos takođe se može izračunati iz numeričkog modela primenom sledeće relacije:

$$Y_{eff} = C\gamma\Gamma S = C\gamma n^{ion} w^{ion} S\,, \tag{6.19}$$

gde je γ koeficijent jonsko-elektronske sekundarne emisije, S čeona površina katode, Γ fluks čestica koje dovode do sekundarne emisije inicijalnih elektrona, n^{ion} koncentracija dominantnog jona, w^{ion} brzina drifta dominantnog jona i C je konstanta proporcionalnosti (koja uključuje i verovatnoću emisiju elektrona preko adsorbovanih slojeva na katodi (Hays i dr., 1974)). Sa slike 6.9 se vidi da za vrednosti vremena relaksacije od 20 *ms* do oko 45 *ms*, jedino molekularni jon Ar_2^+ ima visoku vrednost koncentracije i on izaziva emisiju elektrona sa površine katode. Korišćenjem relacije (6.19) izračunata je vrednost elektronskog prinosa, pri čemu su uzete sledeće vrednosti: za koeficijent jonsko-elektronske sekundarne emisije γ = 0,02, za brzinu drifta $w^{ion} = 2{,}3\cdot 10^5 cm\ s^{-1}$ i za čeonu površinu katode $S = 3{,}8\ cm^2$. Na slici 6.10 dato je poređenje eksperimentalno određenog elektronskog prinosa sa prinosom dobijenim iz modela i može se uočiti veoma dobro slaganje (Stankov i dr., 2015c).



Slika 6.10. Elektronski prinos za vreme relaksacije u intervalu (20ms - 45ms), pri čemu je vrednost primenjenog napona U_w=250V, struje pražnjenja I_g=130μA, pritiska p = 200 Pa i međuelektrodnog rastojanja d = 1cm (simboli predstavljaju eksperimentalne vrednosti, dok linija predstavlja rezultate modelovanja).

U ovoj glavi disertacije ispitivana je rana relaksacija gasa nakon prekida jednosmernog tinjavog pražnjenja u argonu na niskom pritisku. Izvršena su merenja vremena kašnjenja na cevi za pražnjenje sa ravnim paralelnim elektrodama punjenoj argonom na pritisku p = 200 Pa za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d =1cm, 1,5 cm i 2 cm. Prikazana je dvostruka Gauss-ova raspodela vremena formiranja pražnjenja izmerena za vrednost vremena relaksacije τ = 5 ms, primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm. Dobijena dvostruka Gauss-ova raspodela ukazuje na postojanje dve različite dominantne čestice, Ar^+ i Ar_2^+ jona. Iz linearnog fita statističkog vremena kašnjenja određena je približno ista vrednost koeficijenta difuzije Ar_2^+ jona za različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja. Nakon toga su primenjeni numerički modeli za modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja i modelovanje relaksacije gasa nakon prekida tinjavog pražnjenja. Na osnovu izračunatih koncentracija dominantnih čestica tokom relaksacije određen je elektronski prinos, koji pokazuje odlično slaganje sa eksperimentalnim vrednostima za vrednost koeficijenta konverzije atomskog u molekularni jon $2{,}26 \cdot 10^{-31}$ $cm^3 s^{-1}$ (Sugawara i dr., 1986).

7. Zaključak

Električna pražnjenja u argonu imaju široku praktičnu primenu u različitim oblastima nauke, tehnike i tehnologije zbog čega su česta tema istraživanja. U ovoj disertaciji je urađena analiza uspostavljanja pražnjenja, stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja, kao i relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja primenom različitih eksperimentalnih metoda i teorijskih modela.

Kako su merenja vršena na različitim uzorcima, u disertaciji je dat detaljan opis primenjenih eksperimentalnih metoda i korišćenih instrumenata. Merenja su vršena na cevima za pražnjenje punjenim argonom na različitim pritiscima, kao i sa konstantnim i promenljivim međuelektrodnim rastojanjem. Pored cevi za pražnjenje, za merenja je korišćena i vakumska komora sa mogućnošću promene pritiska gasa. Kako na rezultate merenja dosta utiče površina katode ugrađene u cevi za pražnjenje, urađena je njena detaljna analiza pomoću različitih eksperimentalnih metoda. Primenom skenirajuće elektronske mikroskopije (SEM - *scanning electron microscopy*) i mikroskopije međuatomskih sila (AFM - *atomic force microscopy*) određeni su podaci o hrapavosti površine katode (*Ra*, *Rq* i *Rmax*). Pored hrapavosti, na rezultate merenja utiče i prisustvo oksida i nečistoća na površini katode. Zbog toga je izvršena i analiza površine katode primenom metode difrakcije rentgenskog zračenja (XRD - *X-ray diffraction*), na osnovu koje je utvrđeno da se postupkom kondicioniranja katode vrši uklanjanje slojeva oksida bakra sa površine. Postupak pripreme cevi za pražnjenje i vakuumske komore, kao i procedura njihovog punjenja argonom, mogu dosta da utiču na rezultate kasnijih merenja, pa su zbog toga i detaljno prikazani u disertaciji. Merenja vremena kašnjenja električnih proboja vršena su primenom automatskog elektronskog sistema, kao i primenom brojača Tektronix FCA3000. Prikazana je elektronska šema automatskog elektronskog sistema, kao i način povezivanja brojača na sistem za merenje vremena kašnjenja. Pošto je izvršeno i spektroskopsko snimanje tinjavog pražnjenja, na kraju druge glave date su karakteristike primenjenog spektrometra.

Za modelovanje različitih režima tinjavog pražnjenja koristi se veliki broj numeričkih modela. U disertaciji je dat pregled fluidnih modela koji se najčešće sreću u literaturi. Prikazan je detaljan opis jednačina jednostavnog fluidnog modela, proširenog fluidnog modela i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Kako se fluidni modeli zasnivaju na rešavanju sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina, za njihovo rešavanje primenjene su numeričke metode. Pomoću metode konačnih razlika jednačine fluidnih modela svedene su na

sisteme linearnih jednačina. Kod jednodimenzionog modelovanja, matrica sistema linearnih jednačina je trodijagonalna, pa se za njeno rešavanje primenjuje direktna metoda Thomas-ovog algoritma. Ova metoda je primenjena zbog relativno kratkog vremena potrebnog za dobijanje rešenja. U slučaju dvodimenzionog modelovanja, matrica sistema je nešto složenija i rešavana je primenom iterativne SOR (Successive Over-Relaxation) metode. Kad je broj nepoznatih veliki, vreme potrebno za dobijanje rešenja sistema linearnih jednačina primenom ove metode je približno isto kao i kod direktnih metoda, npr. primenom Gauss-ove eliminacije. Za sisteme linearnih jednačina sa velikim brojem nultih elemenata, kao što je slučaj u ovoj disertaciji, SOR metoda je veoma brza i efikasna. Prilikom modelovanja veoma je bitan izbor graničnih uslova, pa su zbog toga prikazani granični uslovi za jednodimenziono i dvodimenziono modelovanje.

Merenje statičkih probojnih napona u argonu izvršeno je na različitim cevima za pražnjenje, kao i na vakuumskoj komori. Dobijene su Paschen-ove krive sa približno istim vrednostima statičkih probojnih napona čiji se minimumi relativno dobro poklapaju. Izvršeno je takođe i merenje Paschen-ove krive u slučaju sa i bez pojave zaobilaznih proboja. Iz prikazanih Pashen-ovih krivih pokazano je da u slučaju pojave zaobilaznih proboja dolazi do prividnog smanjenja statičkih probojnih napona za male vrednosti proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja *pd*. Za modelovanje razvoja pražnjenja primenjen je jednostavni fluidni model za primenjene napone manje od statičkog probojnog napona, kao i za napone koji su veći ili jednaki statičkom probojnom naponu. Modelovanje je vršeno sa različitim vrednostima transportnih parametara za čestice, kao i sa različitim vrednostima koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije. Na osnovu vremenskih evolucija koncentracija čestica izračunati su statički probojni naponi. Pokazano je da se najbolje slaganje sa eksperimentalno izmerenim statičkim probojnim naponima dobija primenom naponski zavisnog koeficijenta jonsko-elektronske sekundarne emisije dobijenog iz uslova električnog proboja gasa.

Merenje vremena kašnjenja električnog proboja vršeno je pri različitim eksperimentalnim uslovima. Prikazane su tri različite metode za određivanje vremena formiranja pražnjenja, pri čemu je upoređivanjem rezultata pokazano dobro slaganje sve tri metode. Po prvi put je izvršeno modelovanje vremena formiranja pražnjenja primenom jednostavnog fluidnog modela. Na osnovu modela dobijena je struja pražnjenja, pri čemu je vreme formiranja pražnjenja određeno kao vreme koje protekne od trenutka primene napona na elektrodama, pa sve do dostizanja 90% stacionarne struje pražnjenja. Prikazan je strujni signal tinjavog pražnjenja, kao i naponski (stop) signal koji definiše prekid pražnjenja,

snimljeni osciloskopom na cevi za pražnjenje na pritisku p = 133,3 Pa i međuelektrodnom rastojanju d = 0,9 cm, pri čemu je primenjeni napon U_w = 225 V, a struja pražnjenja I_g = 100 μA. Modelovani strujno-naponski signali upoređeni su sa signalima snimljenih osciloskopom na istim radnim uslovima i primećeno je relativno dobro slaganje njihovih oblika. Izvršeno je i upoređivanje izmernih vremena formiranja pražnjenja sa vremenima dobijenim modelovanjem na cevima za pražnjenje na različitim pritiscima (133,3 Pa i 226,6 Pa), gde su primenjeni naponi varirani od 400 V pa do vrednosti statičkih probojnih napona. U modelovanju je korišćena vrednost koeficijenta jonsko-elektronske emisije zavisna od redukovanog polja u blizini katode i na taj način je izvršeno poboljšanje primene fluidnog modela, koji se uglavnom primenjuje sa konstantnim vrednostima ovog koeficijenta.

Strujno-naponska karakteristika tinjavog pražnjenja u argonu na pritisku p = 200 Pa merena je za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d = 1,5 cm, 1,2 cm i 0,6 cm. Za njihovo modelovanje primenjeni su jednostavni, prošireni i fluidni model sa nelokalnom jonizacijom. Prilikom modelovanja korišćene su konstantne vrednosti transportnih koeficijenata jona i elektrona, kao i vrednosti zavisne od vrednosti redukovanog polja i srednje energije elektrona. Najbolje slaganje sa eksperimentalnim podacima, na svim vrednostima međuelektrodnog rastojanja, dobijeno je primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. Primećeno je da sa povećanjem struje dolazi do opadanja širine katodnog prostora u kome je vrednost električnog polja velika, tj. do povećavanja oblasti van katodnog prostora u kome se vrši jonizacija atoma elektronskim udarom brzih elektrona. Zbog toga se javlja veće odstupanje rezultata dobijenih iz jednostavnog i proširenog fluidnog modela na većim vrednostima struje pražnjenja.

Primenom proširenog fluidnog modela izvršeno je i modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja u argonu. Izvršena je analiza uticaja metastabilnog stanja argona $^3P_2$ na stacionarne koncentracije elektrona i jona dobijene modelovanjem za primenjene napone 300V-700V na pritisku 133,3 Pa. Postojanje metastabilnog stanja argona $^3P_2$ u tinjavom pražnjenju na približno istim uslovima pokazano je na osnovu snimljenog spektra i detektovanja prelaza u kojima učestvuje ovo stanje. Modelovanje je vršeno sa i bez uključenja ovog metastabilnog stanja i primećeno je da sa porastom napona raste uticaj kaskadne i Penning-ove jonizacije, a samim tim dolazi i do povećanja maksimalnih koncentracija elektrona i jona dobijenih sa metastabilnim stanjem u odnosu na koncentracije dobijene bez uključenog metastabilnog stanja.

Dvodimenziono modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja vršeno je primenom fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom na cevi za pražnjenje na pritisku p = 200 Pa sa međuelektrodnim rastojanjem d=1cm, za vrednosti primenjenog napona U = 350V i struje pražnjenja I_g = 110μA i 170 μA. Prikazane su dvodimenzione raspodele koncentracija jona i elektrona u stacionarnom stanju tinjavog pražnjenja dobijene primenom ovog modela, pri čemu se primećuje da je koncentracija jona i elektrona maksimalna na osi cevi za pražnjenje i da opada ka zidovima. Takođe je prikazana i raspodela potencijala unutar cevi za pražnjenje, gde se vidi formiranje katodnog pada potencijala zbog razlike u vrednostima koncentracije jona i elektrona u blizini katode. Radi poređenja je urađeno i dvodimenziono modelovanje primenom jednostavnog fluidnog modela na istim uslovima i izvršeno je upoređivanje koncentracije čestica na osi cevi. Primećeno je da jednostavni fluidni model daje umanjene koncentracije jona i elektrona van katodne oblasti pražnjenja, dok su u katodnoj oblasti te koncentracije približno jednake. Prikazana je i radijalna raspodela koncentracija čestica u blizini katode (z = 0,1cm) za vrednost primenjenog napona U_w = 350V i struje pražnjenja I_g = 110 μA i primećeno je da se prilično dobro poklapaju sa Bessel-ovim profilom koncentracija.

Ispitivanje memorijske krive tinjavog pražnjenja vršeno je za male vrednosti vremena relaksacije, tj. akcenat je stavljen na istraživanje rane relaksacije. Merenja memorijskih krivih vršena su na cevi za pražnjenje sa ravnim paralelnim elektrodama punjenoj argonom na pritisku p = 200 Pa za tri različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja d =1cm, 1,5 cm i 2 cm. Identifikovane su tri karakteristične oblasti memorijske krive: oblast I određena raspadom naelektrisanih čestica (elektrona, Ar^+ i Ar_2^+), oblast II određena raspadom neutralnih aktivnih stanja (površinska rekombinacija atoma azota prisutnih kao nečistoće) i oblast III koja predstavlja saturaciju memorijske krive usled kosmičkog zračenja i prirodne radioaktivnosti okoline. Prikazana je raspodela vremena formiranja pražnjenja dobijena za vrednost vremena relaksacije τ = 5 ms, pri čemu je vrednost primenjenog napona U_w = 250 V, struje pražnjenja I_g = 130 μA i međuelektrodnog rastojanja d = 1 cm. Raspodela vremena formiranja pražnjenja fitovana je mešovitom dvostrukom Gauss-ovom raspodelom, koja ukazuje na postojanje dve različite dominantne čestice, Ar^+ i Ar_2^+ jona. Vrednosti koeficijenta difuzije Ar_2^+ jona za različite vrednosti međuelektrodnog rastojanja dobijene su iz linearnog fita statističkog vremena kašnjenja. Na osnovu analize eksperimentalnih vrednosti izneta je pretpostavka o postojanju dominantnih jona i njihovoj smeni za vrednost vremena relaksacije oko 2,5 ms. Ova pretpostavka je dokazana na osnovu modelovanja stacionarnog stanja

tinjavog pražnjenja i relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja. Za modelovanje relaksacije gasa potrebne su početne koncentracije dominantnih čestica, koje su dobijene primenom jednodimenzionog fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom. U modelovanju su uključeni elektroni, atomski Ar^+ jon, molekulski Ar_2^+ jon i $^3P_2$ metastabilno stanje argona. Modelovanje relaksacije argona nakon prekida pražnjenja vršeno je dvodimenzionim numeričkim modelom. Početne dvodimenzione raspodele čestica dobijene su tako što su koncentracije na osi cevi za pražnjenje uzete iz modelovanja stacionarnog stanja, a radijalne raspodele su opisane Bessel-ovom funkcijom prve vrste nultog reda. Da bi se relaksacija gasa korektno opisala modelovanjem, u obzir je uzeta promena režima difuzije čestica, od ambipolarne pa do slobodne difuzije. Izbor vrednosti koeficijenta konverzije atomskog jona Ar^+ u molekulski jon Ar_2^+ dosta utiče na modelovanje relaksacije argona nakon prekida pražnjenja. Ispitivanjem velikog broja podataka koji se mogu naći u literaturi za vrednost ovog koeficijenta najbolje slaganje sa eksperimentom se dobija primenom vrednosti $2{,}26 \cdot 10^{-31}$ $cm^3 s^{-1}$ (Sugawara i dr., 1986), na osnovu koga se smena dominantnog jona dešava za vrednost vremena relaksacije oko $\tau = 2{,}5 ms$.

Na osnovu svega navedenog mogu se ukratko sumirati ključni rezultati ove disertacije:

- detaljna analiza površine elektroda pre ugradnje u cevi za pražnjenje i pokretanja eksperimenata,
- prikazana kompletna numerička procedura primene fluidnih modela za modelovanje različitih režima tinjavog pražnjenja u jednoj i dve prostorne dimenzije,
- merenje statičkih probojnih napona na različitim uzorcima,
- modelovanje razvoja pražnjenja za različite vrednosti primenjenih napona primenom jednostavnog fluidnog modela na osnovu kojeg su dobijene modelovane Paschen-ove krive,
- modelovanje strujno-naponskog signala tinjavog pražnjenja u argonu na osnovu jednostavnog fluidnog modela,
- po prvi put izvršeno numeričko modelovanje vremena formiranja tinjavog pražnjenja za različite vrednosti primenjenih napona,
- modelovanje strujno-naponske karakteristike tinjavog pražnjenja u argonu primenom jednostavnog, proširenog i fluidnog modela sa nelokalnom jonizacijom,

- određen je uticaj metastabilnog stanja argona $^3P_2$ na stacionarne koncentracije tinjavog pražnjenja dobijene primenom proširenog fluidnog modela,

- po prvi put je razvijen dvodimenzioni fluidni model sa nelokalnom jonizacijom i primenjen za modelovanje stacionarnog stanja tinjavog pražnjenja, pomoću koga su izračunate dvodimenzione raspodele koncentracija elektrona i jona,

- izvršeno je ispitivanje rane relaksacije argona nakon prekida tinjavog pražnjenja i određena vrednost koeficijenta difuzije dominantne čestice, u ovom slučaju molekulskog jona argona Ar_2^+,

- na osnovu modelovanja stacionarnog stanja dobijene su početne koncentracije za modelovanje relaksacije i, iz velikog broja podataka sa ogromnom disperzijom koji se sreću u literaturi, izvršen izbor koeficijenta konverzije atomskog Ar^+ jona u molekulski Ar_2^+ jon koji daje najbolje slaganje sa eksperimentom.

8. Prilog

8.1 Rešavanje difuzionih jednačina za modelovanje relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja

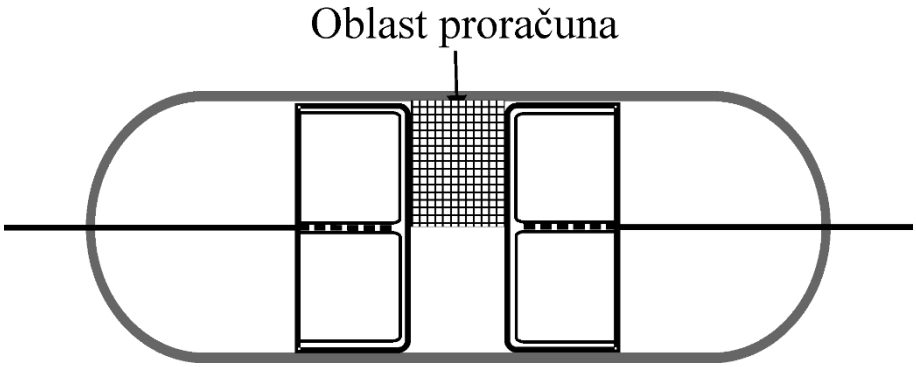
Kao što je rečeno u glavi 6, za modelovanje relaksacije gasa nakon prekida jednosmernog tinjavog pražnjenja primenjen je dvodimenzioni numerički model koji se zasniva na rešavanju difuzionih jednačina za dominantne čestice:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} - D_c \nabla^2 n_c = S_c . \tag{8.1}$$

gde indeks *c* predstavlja oznaku za tip čestica (elektroni, joni i metastabilna stanja). Kako je cev za pražnjenje cilindričnog oblika, jednačine su rešavane u cilindričnoj geometriji:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} - D_c \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_c}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 n_c}{\partial z^2} \right] = S_c . \tag{8.2}$$

Prethodne relacije predstavljaju sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina koje su rešavane primenom implicitne metode konačnih razlika (Jovanović, 2014). Zbog aksijalne simetrije, problem je rešavan samo za polovinu cevi čime se računanje značajno ubrzava. Oblast proračuna je podeljen u prostorne intervale i na taj način je stvorena mreža sa 30×30 čvorova, gde su dužine prostornih koraka $dr = 1{,}1cm/30$ i $dz = 1cm/30$. Šema oblasti na kojoj su vršena izračunavanja prikazana je na slici 8.1.



Slika 8.1. Šema oblasti na kojoj su vršena izračunavanja i primenjena mreža

Diskretizacija jednačine (8.2) izvršena je primenom metode prednje razlike, prvi izvod po *r* koordinati diskretizovan je primenom zadnje razlike, dok su drugi izvodi diskretizovani primenom centralne razlike čime je diferencijalna jednačina svedena na oblik:

$$\frac{n_{ij}^{k+1}-n_{ij}^{k}}{\Delta t}-D_r\frac{n_{ij-1}^{k+1}-2n_{ij}^{k+1}+n_{ij+1}^{k+1}}{\Delta r^2}-D_r\frac{1}{r_j}\frac{n_{ij+1}^{k+1}-n_{ij}^{k+1}}{\Delta r}-D_z\frac{n_{i-1j}^{k+1}-2n_{ij}^{k+1}+n_{i+1j}^{k+1}}{\Delta z^2}=S_{ij}^{k}. \tag{8.3}$$

Nakon sređivanja, prethodna jednačina dobija sledeći oblik:

$$an_{ij-1}^{k+1}+bn_{ij}^{k+1}+cn_{ij+1}^{k+1}+dn_{i-1j}^{k+1}+en_{i+1j}^{k+1}=n_{ij}^{k}+S_{ij}^{k}\Delta t. \tag{8.4}$$

gde je:

$$a=-\frac{D_r\Delta t}{\Delta r^2}, \tag{8.5}$$

$$d=e=\frac{D_z\Delta t}{\Delta z^2}, \tag{8.6}$$

$$b=1+2\frac{D_z\Delta t}{\Delta z^2}+2\frac{D_r\Delta t}{\Delta r^2}+\frac{D_r\Delta t}{j\Delta r^2}. \tag{8.7}$$

$$c=-\frac{D_z\Delta t}{\Delta z^2}-\frac{D_r\Delta t}{j\Delta r^2}. \tag{8.8}$$

Ovaj sistem linearnih jednačina rešen je primenom iterativne SOR metode (Burden i Faires, 2011; Press i dr., 1995).

8.2 Metode za rešavanje sistema linearnih jednačina

8.2.1 Thomas-ov algoritam

Za rešavanje sistema linearnih jednačina postoje direktne i iterativne metode. Direktnim metodama se dobijaju tačne vrednosti nepoznatih veličina sistema linearnih jednačina, dok se iterativnim metodama dobijaju rešenja sa nekom greškom koja zavisi od broja iteracija. Direktne metode koje se najviše koriste za rešavanje sistema lineranih jednačina su Gauss-ova metoda eliminacije, metoda LU dekompozicije, itd. Kada je broj nepoznatih veoma veliki, ove metode su gotovo neupotrebljive zbog veoma dugog vremena potrebnog za njihovu primenu. Kod jednodimenzionog modelovanja tinjavog pražnjenja,

sistem parcijalnih diferencijalnih jednačina nakon diskretizacije prelazi u sistem linearnih jednačina sledećeg oblika:

$$A_{ii+1}x_{i+1} + A_{ii}x_i + A_{ii-1}x_{i-1} = D_i\,, \tag{8.9}$$

gde je $i = 1,\ldots, n$.

Ako se jednačina (8.9) predstavi u matričnom obliku vidi se da matrica sistema ima trodijagonalni oblik:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & A_{32} & A_{33} & A_{34} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & A_{43} & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & A_{n-2\,n-1} & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & A_{n-1\,n-2} & A_{n-1\,n-1} & A_{n-1\,n} \\ 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 & A_{n\,n-1} & A_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ x_{n-1} \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ \cdots \\ D_{n-1} \\ D_n \end{bmatrix} \tag{8.10}$$

Sistemi linearnih jednačina sa trodijagonalnim oblikom matrice, najčešće se rešavaju primenom Thomas-ovog algoritma (Hirsch, 2007), za čiju je primenu potrebno relativno kratko vreme. Rešavanje jednačine (8.9) primenom Thomas-ovog algoritma opisano je sledećim koracima (Hirsch, 2007):

$$y_1 = A_{11}, \tag{8.11}$$

$$y_i = A_{ii} - \frac{A_{i\,i-1}A_{i-1\,i}}{y_{i-1}}, \qquad \text{za } i = 2,3,\ldots,n \tag{8.12}$$

$$z_1 = \frac{D_1}{A_{11}}, \tag{8.13}$$

$$z_i = \frac{D_i - a_{i\,i-1}z_{i-1}}{y_i}, \qquad \text{za } i = 2,3,\ldots,n \tag{8.14}$$

$$x_n = z_n\,, \tag{8.15}$$

$$x_i = z_i - \frac{a_{i\,i+1} x_{i+1}}{y_i}. \qquad \text{za } i = n-1, n-2, \ldots, 1 \tag{8.16}$$

8.2.2 SOR (Successive Over-Relaxation) metoda za rešavanje sistema linearnih jednačina

SOR metoda je korišćena za rešavanje sistema linearnih jednačina dobijenih diskretizacijom sistema parcijalnih diferencijalnih jednačina za dvodimenziono modelovanje tinjavog pražnjenja i relaksacije pražnjenja nakon prekida pražnjenja. Ova metoda predstavlja iterativnu metodu za rešavanje sistema linearnih jednačina i dobijena je modifikacijom Gaus-Seidel-ove iterativne metode (Burden i Faires, 2011). Thomas-ov algoritam nije bilo moguće primeniti za ovaj slučaj, zato što se on koristi u slučaju trodijagonalnih matrica sistema. U slučaju velikog broja nepoznatih, vreme potrebno za dostizanje zadovoljavajuće tačnosti primenom iterativnih metoda približno je isto kao i za neku od direktnih metoda, npr. Gauss-ova eliminacija. Međutim, za sisteme linearnih jednačina sa velikim brojem nultih elemenata (što je slučaj u ovoj disertaciji), iterativne metode su veoma brze i efikasne.

Neka je dat sistem linearnih jednačina:

$$\sum_{i=1}^{n} A_{ji} x_i = D_j, \tag{8.17}$$

gde je $j = 1,\ldots,n$. Matrična reprezentacija ovog sistema je sledeća:

$$\begin{bmatrix}
A_{11} & A_{12} & . & . & . & . & . & . & A_{1n-1} & A_{1n} \\
A_{21} & A_{22} & A_{23} & . & . & . & . & . & . & A_{2n} \\
. & A_{32} & A_{33} & A_{34} & . & . & . & . & . & . \\
. & . & A_{43} & . & . & . & . & . & . & . \\
. & . & . & . & . & . & . & . & . & . \\
. & . & . & . & . & . & . & . & . & . \\
. & . & . & . & . & . & . & . & . & . \\
. & . & . & . & . & . & . & . & . & . \\
. & . & . & . & . & . & . & . & A_{n-2\,n-1} & . \\
A_{n-11} & . & . & . & . & . & . & A_{n-1\,n-2} & A_{n-1\,n-1} & A_{n-1\,n} \\
A_{n1} & A_{n2} & . & . & . & . & . & . & A_{n\,n-1} & A_{nn}
\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ . \\ . \\ . \\ . \\ . \\ . \\ x_{n-1} \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \\ . \\ . \\ . \\ . \\ . \\ . \\ D_{n-1} \\ D_n \end{bmatrix} \tag{8.18}$$

Rešenje prethodnog sistema lineranih jednačina primenom SOR metode dobija se na osnovu relacije:

$$x_i^{k+1} = (1-w)x_i^k + \frac{w}{A_{ii}}\left[D_i - \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij}x_j^{k+1} - \sum_{j=i+1}^{n} A_{ij}x_j^k \right], \tag{8.19}$$

gde *k* predstavlja indeks koji označava broj primenjene iteracije. Iz relacije (8.19) se vidi da za dobijanje rešenja u jednoj iteraciji mora se iskoristiti dobijena vrednost iz prethodne iteracije. Ovo znači da za dobijanje rešenja u prvoj iteraciji mora se primeniti neka početna vrednost nepoznatih veličina. Koeficijent w predstavlja parametar za ubrzanje konvergencije i računa se na osnovu sledeće formule:

$$w = \frac{2 - 2\sqrt{1 - \left(\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right)\right)^2}}{\left(\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right)\right)^2}, \tag{8.20}$$

gde je *n* broj nepoznatih u sistemu linearnih jednačina. Izbor vrednosti ovog parametra utiče na brzinu konvergencije metode, pri čemu važi sledeće:

$$1 < w < 2, \quad \text{brza konvergencija} \tag{8.21}$$

$$0 < w < 1, \quad \text{spora konvergencija} \tag{8.22}$$

Broj iteracija koji će se izvršiti zavisi od željene tačnosti, pa se na kraju svake iteracije proverava razlika između dobijenih vrednosti u dve iteracije:

$$x^{k+1} - x^k \le t, \tag{8.23}$$

gde je *t* parametar koji određuje tačnost primenjene metode.

9. Literatura

Agrawal P. C., Ramsey B. D., i Weisskopf M. C., *Nucl. Istrum. Methods* **A277** (1989) 557

Alis W. P. *Handbuch der Physik, vol 21, Electron-Emission Gas Discharges I,* edited by Flügge S., (Springer-Verlag, Berlin, 1956)

Barnes M., Cotler T. i Elta M., *J. Appl. Phys.* **61** (1987) 81

Basha T. S. i Abbas A., *J. Phys. Soc. Jpn.* **62** (1993) 4255

Basting D. i Marowsky G., Eds., *Excimer Laser Technology* (Springer, Berlin, 2005)

Becker K. H., Schoenbach K. H. i Eden J.G., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** (2006) R55

Becker M. M., Loffhagen D. i Schmidt W., *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 1230

Benilov M., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-27** (1999) 1458

Benilov M. S., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** (2008) 144001

Boeuf J. P., *Phys. Rev. A* **36** (1987) 2782

Bogaerts A. i Gijbels R., *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 4

BOLSIG+ 2005 CPAT: http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/download

Bošan Đ. A., Razvoj prenaponskih odvodnika (Development of surge arresters), interna publikacija TD PO2, Zavodi RR Niš (Elektronska industrija) (1956)

Bošan Đ. A., Doktorska disertacija (Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Beogradu) 1975

Bošan Đ. A., Proc. 5th Int. Conference on Gas Discharges (Liverpool University, Liverpool, UK) (Stevenage: IEE Conf. Publ. No 165) (1978) 273

Bošan Đ. A. i Pejović M. M., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **12 (**1979) 1699

Bošan Đ. A., Pejović M. M. i Vujović M. V., *Acta Phys. Hung.* **49 (**1980) 23

Bošan Đ. A., Radović M. K. i Krmpotić Đ., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** (1986) 2343

Bošan Đ. A. i Jovanović T. V., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** (1992) 436

Bošan Đ. A., Radović M. K. i Jovanović T. V., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** (1994) 286

Bošan Đ. A., Invited Lecture 16th Summer School and Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases (September 25-28, Belgrade, Yugoslavia) 1993 (Nova Science Publishers Inc., Editors Milosavljević M. i Petrović Z.) 1996, str. 15 (i citirana literatura)

Braun D., Gibalovt V. i Pietsch G., *Plasma Sources Sci. Technol*. **7** (1992) 166

Bridges W. B., *Appl. Phys. Lett*. **4** (1964) 128

Bridges W. B., Chester A. N., Halsted A. S. i Parker J. V., *Proc. IEEE*. **59** (1971) 724

Burden R. L. i Faires J. D., *Numerical Analysis* (Boston, Brooks/Cole, 2011)

Chen D. i Pfender E., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-9** (1981) 265

Cvejić M., Spasojević Dj., Šišović N. M. i Konjević N., *J. Appl. Phys.* **110** (2011) 033305

Davies A. J., Davies C. S. i Evans C. J., *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* **118** (1971) 816

De Geyter N., Morent R., Leys C., Gengembre L. i Payen E., *Surf. Coat. Technol.* **201** (2007) 7066

Derzsi A., Hartmann A., Korolov I., Karacsony J., Bano G. i Donko Z., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (2009) 225204

Druyvesteyn M. J. i Penning F. M., *Rev.Mod. Phys*., **12** (1940) 87

Djurović, S., Nikolić, D., Mijatović, Z., Kobilarov, R. i Konjević, N., *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** (2002) A95

Ellis H. W., Pai R. Y. i McDaniel E. W., *At. Data Nucl. Data Tables* **17** (1976) 177

Economou J. D., *Thin Solid Films*, **365** (2000) 348

Economou J. D., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47** (2014) 303001

Ferreira C. M. i Ricard A., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** (1983) 2261

Ferreira C. M., Loureiro J. i Ricard A., *J. Appl. Phys.* **57** (1985) 82

Fiala A., Pitchford L. C. i Boeuf J. P., *Phys. Rev. E* **49 (**1994) 5607

Francis G., *Handbuch der Physik* vol 22, ed. S. Flugge (Springer, Berlin, 1956)

Golubovskii Y., Maiorov V., Behnke J. i Behnke J., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** (2003) 39

Graves D. i Jensen K., *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **PS-14** (1986) 78

Grubert G. K., Loffhagen D. i Uhrlandt D., *Proc. Femlab Conference* 6 (2005)

Guenther A., Kristiansen M. i Martin T., (eds.), *Opening Switches* (Plenum Press, New York, 1987)

Hagelaar G. J. M. i Pitchford L. C., *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** (2005) 722

Hays G. N., Tracy C. J. i Oskam H. J., *J. Chem. Phys.* **60** (1974) 2027

Henderson S. T. i Marsden A. M., *Lamps and Lighting* (Edward Arnold, London, 1972)

Hirsch C., *Numerical Computation of Internal and External Flows, Volume 1 Fundamentals of ComputationalFluid Dynamics Second edition* (JohnWiley & Sons, Oxford, 2007)

Hubbard J. C., *Phys. Rev.* (Series I) **22** (1906) 129.

Huo W. G., Jian S. J., Yao J. i Ding Z. F., *Phys. Plasmas* **21** (2014) 053505

Jaumann G., *Ann. Phys. (Leipzig)* **291** (1895) 656

Jovanović A. P., Popović B. Č., Marković V. Lj., S. N. Stamenković i M. N. Stankov, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **67** (2014) 20801

Jovanović A. P., *Doktorska disertacija* (Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Nišu) 2014

Jovanović T., *Magistarska teza* (Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu) 1992

Jovanović T., *Doktorska disertacija* (Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Nišu) 2004

Jovović J., Šišović N. M. i Konjević N., *Vacuum* **85** (2010) 187

Johnsen R., Chen A. i Biondi M., *J. Chem. Phys.* **73** (1980) 1717

Kiselev J. V., *Proc. 7th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, edited by D. Tošić, (Beograd: Gradjevinska knjiga, Belgrade, Yugoslavia, 1965) (na ruskom) 838

Kolts J. H. i Setser D. W., *J. Chem. Phys.* **68** (1978) 4848

Korolev Yu. D. i Mesyats G. A., *Physics of pulsed breakdown in gases* (URO-PRESS, Yekaterinburg, 1998)

Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., i NIST ASD Tim, *NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.2) http://physics.nist.gov/asd (2015)

Krasik S., Alpert D. i Mc Coubrey A. O., Phys. Rev. **76** (1949) 722

Kruithof A. A., *Physica* **7** (1940) 519

Kudryavtsev A. A., Morin A. V. i Tsendin L. D., *Tech. Phys.* **53** (2008) 1029

Li J. i Dhali S., *J. Appl. Phys.* **82** (1997) 4205

Lide D., *CRC Handbook of Chemistry and Physics. 90th ed.* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2009) 12

Lieberman M. A. i Lichtenberg S. A. J., *Principles of Plasma Discharges and Material Processing* (Wiley, New York, 1994)

Likhanskii A., Shneider M., Macheret S. i Miles R., *Phys. Plasmas* **14** (2007) 073501

Little P. F., *Handbook der Physik*, vol 21, ed S Flugge (Springer, Berlin, 1956)

Llewellyn-Jones F. i de la Perrelle E. T., *Proc. Roy Soc A* **216** (1953) 267

Lowke J. i Davies K., *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 4991

Lymberopoulos D. P. i Economou D. J., *J. Appl. Phys.* **73** (1993) 3668

Lyndon G. S. i Platcow P. A., in *Metal Processing and Metal Working*, M. McCann, Editor *Encyclopedia of Occupational Health and Safety*, J. M. Stellman, Editor-in-Chief. (International Labor Organization, Geneva, 2011)

Makabe T. i Petrović Z., *Plasma electronics: Application in Microelectronic device fabrication*, (Taylor & Francis, New York, 2005)

Maluckov Č. A., *Doktorska disertacija* (Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu) 2004

Maluckov Č. A., Karamarković J. P., Radović M. K. i Pejović M. M., *Phys. Plasmas* **11** (2004) 5328

Marković V. Lj., *Doktorska disertacija* (Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu) 1993

Marković V. Lj., Pejović M. M. i Petrović Z. Lj., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** (1993) 1611

Marković V. Lj., Petrović Z. Lj. i Pejović M. M., *J. Chem. Phys.* **100** (1994a) 8514

Marković V. Lj., Pejović M. M. i Petrović Z. Lj., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** (1994b) 979

Marković V. Lj., Petrović Z. Lj. i Pejović M. M., *J. Phys. III France* **6** (1996a) 959

Marković V. Lj., Pejović M. M. i Petrović Z. Lj., *Plasma Chem. Plasma Process.***16** (1996b) 195

Marković V. Lj., Petrović Z. Lj. i Pejović M. M., *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** (1997) 240

Marković V. Lj., Gocić S. R., i Stamenković S. N., *Metode bazirane na statistici u fizici jonizovanih gasova* (Prirodno matematički fakultet, Niš, 2004)

Marković V. Lj., Gocić S. R., Stamenković S. N. i Petrović Z. Lj., *Phys. Plasmas* **12** (2005) 073502

Marković V. Lj., Gocić S. R., Stamenković S. N. i Petrović Z. Lj., *Phys. Plasmas* **14** (2007) 103504

Marković V. Lj., Gocić S. R. i Stamenković S. N., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42 (2009) 015207

Marković V. Lj., Popović B. Č., Jovanović A. P., Stamenković S. N. i Stankov M. N., *Europhys. Lett.*, 109 (2015) 15002

Машкова Е. С., *Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел, сборник* (Мир, Москва, 1989)

Meek J. M. i Craggs J. D., *Electrical Breakdown of Gases,* (Clarendon press, Oxford, 1953)

Mesyats G. A., *Pulsed Power* (Springer Science+Business Media, Inc., New York, 2005)

Morgan C. G., u *Electrical Breakdown of Gases,* ed. Meek J. M. i Craggs J. D. (John Wiley & Sons, Chichester, 1978)

Mukkavilli S., Lee C., Varghese K. i Tavlarides L., *IEEE Trans. Plasma Sci*. **PS-16** (1988) 652

Okada T. i Sugawara M., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** (1993) 1680

Passchier J. D. P. i Goedheer W. J., *J. Appl. Phys.* **74** (1993) 3744

Patankar S. V., *Numerical heat transfer and fluid flow* (Hemisphere publishing corporation, 1980)

Pejović M. i Mijović B., Ž. Teh. Fiz. **58** (1988) 2124

Pejović M. M. i Ristić G. S., *Phys. Plasmas* **9** (2002) 364

Pejović M. M., Ristić G. S. i Karamarković J. P., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** (2002) R91

Petrović Z. Lj., Marković V. Lj., Pejović M. M. i Gocić S. R. *J., Phys. D: Appl. Phys.* **34** (2001) 1756

Phelps A. V., *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **95** (1990) 407

Phelps A. V. i Petrović Z. Lj., *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) R21

Phelps A. V., *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** (2001) 329

Pitchford L.C. i Phelps A.V., *Phys. Rev. A,* **25** (1982) 540

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T. i Flannery B. P., *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. (New York, Cambridge University Press, 1995)

Radović M. K., *Doktorska disertacija* (Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu) 1987

Radović M. K., 1990a Contributed papers of 15th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (Cavtat, Yugoslavia) 225

Radović M. K., *Zbornik radova Filozofskog fakulteta u Nišu, Serija fizika* **1** (1990b) 39

Raizer Yu. P., *Gas Discharge Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 1991)

Rafatov I. R., Akbar D. i Bilikmen S., *Phys. Lett. A* **367** (2007)114

Rafatov I., Bogdanov E. A. i Kudryavtsev A. A., *Phys. Plasmas* **19** (2012a) 093503

Rafatov I., Bogdanov E. A. i Kudryavtsev A. A., *Phys. Plasmas* **19** (2012b) 033502

Randall J. L. V., *Finite Difference Methods for Ordinary and Partial Differential Equations* (Philadelphia, SIAM, 2007)

Raju G. G., *Gaseous Electronics: Theory and Practice*, (New York, Taylor & Francis Group, 2006)

Richards A., Thompson B. i Sawin H., *Appl. Phys. Lett*. **50** (1987) 492

Sahin O., Tapan I., Ozmutlu E. N. i Veenhof R., *JINST* **5** (2010) P05002

Schäfer M., *Computational Engineering – Introduction to Numerical Methods*, (Berlin: Springer, 2006)

Sharfetter D. L. i Gummel H. K., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **ED-16 (**1969) 1

Shkurenkov I. A., Mankelevich Yu. A. i Rakhimova T. V., *Eur. Phys. J. D* **62** (2011) 213

Slusher R. E., *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) S471

Sobota A., van Dijk J. i Haverlag M., *J. Phys. D: Appl. Phys.,* **44** (2011) 224003

Spasić I. V., *Magistarska teza* (Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Nišu) 2003

Spasić I. V., Radović M. K., Pejović M. M. i Maluckov Č. A., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** (2003) 2615

Strigel R., Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus den Siemens Werken **11** (1932) 52

Stamenković S. N., *Doktorska disertacija* (Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Nišu) 2009

Stamenković S. N., Marković V. Lj. i Gocić S. R., *Eur. Phys. J AP* **45** (2009a) 11003

Stamenković S. N., Marković V. Lj. i Gocić S. R., *Int. Rev. Phys.,* **3** (2009b) 319

Stamenković S. N., Marković V. Lj., Gocić S. R. i Jovanović A. P., *Vacuum* **89** (2013) 62

Stankov M. N., *J. Phys.: Conf. Ser.* **565** (2014) 012016

Stankov M. N., Petković M. D., Marković V. Lj., Stamenković S. N. i A. P. Jovanović, *Rom. Journ. Phys.* **59** (2014) 328

Stankov M. N., Petković M. D., Marković V. Lj., Stamenković S. N. i A. P. Jovanović, *Chin. Phys. Lett.* **32** (2015a) 025101

Stankov M. N., Jovanović A. P., Marković V. Lj. i Stamenković S. N., *Facta Universitatis Series: Physics, Chemistry and Technology*, prihvaćen za publikovanje (2015b)

Stankov M. N., Jovanović A. P., Marković V. Lj. i Stamenković S. N., *Chin. Phys. B,* prihvaćen za publikovanje (2015c)

Strikwerda J. C., *Finite Difference Schemes and Partial Differential Equations* (Pacific Grove, SIAM, 2004)

Sugawara M., Okada T. i Kobayashi Y., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** (1986) 1213

Tachibana H., *Phys. Rev. A* **34** (1986) 1007

Thompson B. i Sawin H., *J. Appl. Phys*. **60** (1986) 89

Thomson J. J., *Philos. Mag.* **50** (1900) 2783

Tsai J. H. i Wu C., *Phys. Rev. A,* **41** (1990) 5626

von Laue M., *Ann. Phys.* **76** (1925) 721

Warburg E., *Annalen der Chemie und Physik* **59** (1896) 1

Warburg E., *Annalen der Chemie und Physik* **62** (1897) 385

Ward A. L., *Phys. Rev.* **112** (1958) 1852

Ward A. L., *J. Appl. Phys.* **33** (1962) 2789

Ward A. L., *Phys. Rev.* **138** (1965) A1357

Wijsman R. A., *Phys. Rev*. **75** (1949) 833

Wiese W. L., *Progress in atomic physics* ed. Hanle W and Kleinpoppen H (New York, Plenum, 1979)

Winkler R. i Wilhelm J., *Phys. Scr.* **23** (1988) 264

Yin M., Wu C., Lou Y., Burda C., Koberstein J. T., Zhu Y. i O'Brien S., *J. Am. Chem. Soc.* **127** (2005) 9506

Young F. i Wu C., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-21** (1993) 312

Zhang J., Adamiak K. i Castle G., *J. Electrostat.* **65** (2007) 174

Zhang Q., Xu D., Hung T. F. i Zhang K., *Nanotechnology* **24** (2013) 065602

Zissis G. i Kitsinelis S., *J. Phys. D: Appl. Phys*. **42** (2009) 173001

Zuber K., *Annalen der Physik* **76** (1925) 231

Biografija

Marjan Stankov rođen je 12.9.1985. u Nišu gde je pohađao osnovnu školu. Gimnaziju „Bora Stanković“ u Nišu završio je sa odličnim uspehom 2004. godine. Studije fizike na opštem smeru Departmana za fiziku na Prirodno-matematičkom fakultetu u Nišu upisao je školske 2004. godine. Diplomirao je sa prosečnom ocenom 8.57 na studijama i ocenom 10 na diplomskom. Doktorske studije fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Nišu upisao je 27.10.2011 i položio sve ispite sa prosečnom ocenom 10. Angažovan je na projektu Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja, ON171025 ”Električni proboj gasova, površinski procesi i primene”. U zvanje istraživač pripravnik izabran je 21.12.2011. godine, a u zvanje istraživač saradnik 27.03.2014. godine. Od 2012. godine bio je angažovan na izvođenju vežbi iz sledećih predmeta: Fizika jonizovanih gasova i lasera, Fizika jonizovanih gasova, Fizika lasera, Fizika za hemičare, Geofizika i Plazmene i laserske tehnologije. Od školske 2014/15 godine angažovan je i za rad sa učenicima sa posebnim sposobnostima za fiziku specijalnog odeljenja druge godine gimnazije Svetozar Marković“ iz predmeta „Laboratorijski praktikum 2“. Tokom svog istraživačkog rada objavio je i recenzirao više naučnih radova u međunarodnim časopisima.

Bibliografija

Spisak radova:

U klasi M_{21} (Rad u vrhunskom međunarodnom časopisu)

1. V. Lj. Marković, B. Č. Popović, A. P. Jovanović, and S. N. Stamenković i **M. N. Stankov**, Memory effect and time correlations in breakdown initiation of DC glow discharge in argon and synthetic air, *Europhys. Lett.*, (2015) **109** 15002

2. A. P. Jovanović, **M. N. Stankov**, V. Lj. Marković and S. N. Stamenković, The validity of the one-dimensional fluid model of electrical breakdown in synthetic air at low pressure, *Europhys. Lett.*, (2013) **104** 65001

U klasi M_{22} (Rad u istaknutom međunarodnom časopisu)

1. **M. N. Stankov**, A. P. Jovanović, V. Lj. Marković and S. N. Stamenković, The Study of Atomic to Molecular Argon Ion Conversion and Low Pressure Argon Relaxation, *Chin. Phys. B*, prihvaćen za publikovanje (2015)

U klasi M_{23} (Rad u međunarodnom časopisu)

1. M. N. **Stankov**, M. D. Petković, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković and A. P. Jovanović, The comparison between different fluid models applied to electrical breakdown and glow discharge modeling in argon, *Chin. Phys. Lett.*, (2015) **32** 025101

2. **M. N. Stankov**, M. D. Petković, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković and A. P. Jovanović, Numerical modelling of dc argon glow discharge at low pressure without and with Ar ($^3P_2$) metastable state, *Rom. J. Phys.*, (2014) **59** 328

3. A. P. Jovanović, B. Č. Popović, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković and **M. N. Stankov**, Mixture distributions for the statistical time delay in synthetic air at low pressure, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, (2014) **67** 20801

U klasi M_{51} (Rad u vodećem časopisu nacionalnog značaja):

1. **M. N. Stankov**, A. P. Jovanović, V. Lj. Marković and S. N. Stamenković, Two dimensional fluid modeling of dc glow discharge in argon at low pressure, *Facta Universitatis Series: Physics, Chemistry and Technology*, prihvaćen za publikovanje (2015)

U klasi M_{31} (Predavanje po pozivu sa međunarodnog skupa štampano u celini):

1. **M. N. Stankov**, Measurements and models of transient and stationary regimes of glow discharge in argon, *J. Phys.: Conf. Ser.*, (2014) **565** 012016

U klasi M_{33} (Saopštenje sa međunarodnog skupa štampano u celini)

1. **M. N. Stankov**, M. D. Petković, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković and A. P. Jovanović, Two dimensional glow discharge modelling in argon, THE 27th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2014) 347

2. V. Lj. Marković, A. P. Jovanović, S. N. Stamenković, **M. N. Stankov** and B. Č. Popović, Memory effect and time correlations in air and argon DC brekdown delay, THE 27th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2014) 351

3. A. P. Jovanović, B. Č. Popović, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković and **M. N. Stankov**, Formative time delay of electrical breakdown in air, THE 27th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2014) 343

4. S. N. Stamenković, V. Lj. Marković, A P Jovanović and **M. N. Stankov**, Nonstationary statistical time delay distributions in argon, THE 27th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2014) 355

5. A. P. Jovanović, V. Lj. Marković, **M. N. Stankov** and S. N. Stamenković, Stochastics of electrical breakdown in synthetic air, THE 26th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2012) 257

6. V. Lj. Marković, S. N. Stamenković, S. R. Gocić, A. P. Jovanović and **M. N. Stankov**, Transient regimes in argon at low pressure: Experiment and modelling, THE 26th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2012) 253

7. S. N. Stamenković, V. Lj. Marković, S. R. Gocić, A. P. Jovanović, **M. N. Stankov**, N. D. Nikolić, Influence on surface charge on DC glow discharge in Neon with Au-Ni cathode spots, THE 26th SUMMER SCHOOL AND INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON THE PHYSICS OF IONIZED GASES, CONTRIBUTED PAPERS, (2012) 301

U klasi M_{63} (Saopštenje sa nacionalnog skupa štampano u celini)

1. **M. N. Stankov**, M. D. Petković, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković, A. P. Jovanović, Zbornik radova, Jednodimenzionalni fluidni model uspostavljanja pražnjenja u argonu, XII Kongres fizičara Srbije, 28. april-02. maj, Vrnjačka Banja, Srbija, (2013) 355

2. A. P. Jovanović, B. Č. Popović, V. Lj. Marković, S. N. Stamenković, **M. N. Stankov**, Zbornik radova, Statistička karakterizacija vremena kašnjenja električnih proboja u vazduhu, XII Kongres fizičara Srbije, 28. april-02. maj, Vrnjačka Banja, Srbija, (2013) 333

3. V. Lj. Marković, A. P. Jovanović, B. Č. Popović, S. N. Stamenković, **M. N. Stankov**, Zbornik radova, Generalizovana statistika inicijalnih elektrona kod električnih probojnih procesa, XII Kongres fizičara Srbije, 28. april-02. maj, Vrnjačka Banja, Srbija, (2013) 341

4. S. N. Stamenković, V. Lj. Marković, A. P. Jovanović, **M. N. Stankov**, Zbornik radova, Nestacionarna eksponencijalna raspodela probojnih napona i vremean kašnjenja u argonu, XII Kongres fizičara Srbije, 28. april-02. maj, Vrnjačka Banja, Srbija, (2013) 351

Прилог 1.

ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом
Мерења и модели прелазних и стационарних режима тињавог пражњења у аргону

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација, ни у целини, ни у деловима, није била предложена за добијање било које дипломе, према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

У Нишу, 11. 9. 2015

Аутор дисертације: Марјан Н. Станков

Потпис докторанда:
Станков М.

Прилог 2.

ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНЕ И ЕЛЕКТРОНСКЕ ВЕРЗИЈЕ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Име и презиме аутора:
Марјан Н. Станков

Студијски програм:
Физика

Наслов рада:
Мерења и модели прелазних и стационарних режима тињавог пражњења у аргону

Ментор:
проф. др. Видосав Љ. Марковић

Изјављујем да је штампана верзија моје докторске дисертације истоветна електронској верзији, коју сам предао/ла за уношење у **Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу.**

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, 11.9.2015.

Аутор дисертације:
Марјан Н. Станков

Потпис докторанда:

Прилог 3.

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла" да, у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

Мерења и модели прелазних и стационарних режима тињавог пражњења у аргону која је моје ауторско дело.

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

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство
2. Ауторство – некомерцијално
3. Ауторство – некомерцијално – без прераде
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима
5. Ауторство – без прераде
6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да подвучете само једну од шест понуђених лиценци; кратак опис лиценци је у наставку текста).

У Нишу, 11. 9. 2015.

Аутор дисертације: Марјан Н. Станков

Потпис докторанда: