

Univerzitet u Beogradu
Elektrotehnički fakultet

Marija Puač

Modelovanje proboja u gasovima Monte
Karlo tehnikom

Doktorska disertacija

Beograd, 2019.

University of Belgrade
School of Electrical Engineering

Marija Puač

Modeling of a gas breakdown by Monte
Carlo technique

Doctoral dissertation

Belgrade, 2019.

MENTORI:

dr Zoran Lj Petrović, naučni savetnik, Univerzitet u Beogradu - Institut za fiziku

dr Jovan Cvetić, redovni profesor, Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički
fakultet

ČLANOVI KOMISIJE:

dr Zoran Lj Petrović, naučni savetnik, Univerzitet u Beogradu - Institut za fiziku

prof. dr Jovan Cvetić, redovni profesor, Univerzitet u Beogradu -
Elektrotehnički fakultet

prof. dr Antonije Đorđević, redovni profesor Univerzitet u Beogradu -
Elektrotehnički fakultet

DATUM ODBRANE:

Doktorska disertacija pod nazivom "Modelovanje proboja u gasovima Monte Karlo tehnikom" je urađena u Laboratoriji za gasnu elektroniku Instituta za fiziku u Beogradu, pod rukovodstvom mentora prof. dr Zorana Lj. Petrovića i prof. dr Jovana Cvetića. Prof. Petrović je rukovodio izradom disertacije, odabirom teme, predmeta i metode izučavanja, kao i fizičkim tumačenjem rezultata a prof. Cvetić je koordinirao doktorske studije i finalizaciju odbrane disertacije na Elektrotehničkom fakultetu. Veliku zahvalnost dugujem prof. dr Zoranu Lj. Petroviću na činjenici da me je uveo u svet nauke, fizike plazme i fizike naelektrisanih čestica, na obezbeđivanju uslova za rad, definisanju teme istraživanja, korisnim savetima i prenetom iskustvu i znanju. Zahvaljujem prof. dr Jovanu Cvetiću na strpljenju i uloženom trudu i podršci. Zahvaljujem se i dr Mariji Radmilović-Rađenović na ko-mentorstvu pri izradi master teze koja predstavlja početni korak za rad na ovoj disertaciji i na saradnji tokom rane faze izrade ove disertacije; dr Milovanu Šuvakovu koji je rukovodio razvojem inicijalnog računarskog koda korišćenog za simulacije proboja prikazane u disertaciji; dr Srđanu Marjanoviću na diskusijama i tehničkoj pomoći pri razvoju koda korišćenog u ovoj disertaciji; svim kolegama iz Laboratorije za Gasnu elektroniku na svakodnevnom druženju i podršci; porodici i prijateljima na strpljenju, razumevanju i podršci.

Beograd, 2019.

Marija Puač

Naslov disertacije: „Modelovanje proboja u gasovima Monte Karlo tehnikom“

Sažetak:

Zbog velike zastupljenosti radiofrekvencijskih (RF) plazmi u industriji javila se potreba za definisanjem osnovnih fizičkih principa koji određuju proboj u RF električnim poljima. Uslovi, u vidu probojnog napona i pritiska, mogu se prikazati naponskom probojnom krivom, predstavljenom u $V-p$ ravni. Oblik i položaj krive definisani su kako prirodom pozadinskog gasa tako i karakteristikama spoljašnjeg RF električnog izvora.

Ova disertacija ima za cilj da nedvosmisleno definiše fizičke procese koji su odgovorni za proboj pri RF električnim poljima. Za to je korišćena Monte Karlo tehnika. Odabirom slučajnih brojeva, uz poznavanje preseka za određene procese, moguće je verno (čak se može tvrditi egzaktno) opisati kretanje roja naelektrisanih čestica između dve elektrode koje su pobuđene RF generatorom.

Izgradnja modela je započeta posmatranjem kretanja elektrona u argonu pri frekvenciji od 13,56 MHz. Na primeru argona objašnjeni su osnovni mehanizmi proboja koji definišu oblik naponske probojne krive. Nadogradnja modela, kao verodostojne predstave RF proboja, uključuje efekte na površinama elektroda (refleksiju i emisiju sekundarnih elektrona), uticaj promene frekvencije i dvofrekvencijskih izvora, kao i teških čestica. Model je primenjen na različite gasove: helijum, kiseonik, sintetički vazduh i atmosfera Marsa.

Ključne reči: radiofrekvencijski proboj, radiofrekvencijske plazme, kretanje naelektrisanih čestica, Monte Karlo tehnika

Naučna oblast: Elektrotehnika

Uža naučna oblast: Pražnjenje u gasovima, Transport naelektrisanih čestica, Monte Karlo modelovanje proboja

UDK broj: 621.3

Title: “Modeling of gas breakdown by Monte Carlo technique“

Abstract:

The wide range of radiofrequency (RF) plasma applications in industry rely on research of fundamental physical processes responsible for the RF breakdown. Conditions, such as the breakdown voltage and pressure, can be presented by breakdown voltage curves in the V - p plane. The shape and coordinates of the curve are defined by the nature of the background gas and characteristics of the applied RF electric field.

The goal of this dissertation is to define physical processes responsible for the RF breakdown. For that purpose a Monte Carlo computational code has been used. If one knows cross sections for different processes by employing a random number generator, the transport of electrons between two electrodes can be determined.

The development of the RF breakdown model begun by observing the motion of electrons in argon at the field frequency of 13.56 MHz. Argon was used to explain the basic mechanisms that define the shape of the breakdown voltage curve. Further upgrade of the model involved inclusion of the surface effects on electrodes (reflection and secondary electron emission), the influence of frequency and dual frequency RF power supplies, as well as the influence of heavy particles on the breakdown. The model was applied to different gases: helium, oxygen, and synthetic air, as well as the atmosphere of Mars.

Key words: Radiofrequency breakdown, Radiofrequency plasma, Charged particles transport, Monte Carlo technique

Scientific field: Electrical Engineering

Scientificsubfield: Gas breakdown, Charged particles transport, Breakdown modeling by Monte Carlo technique

UDK number: 621.3

Sadržaj

1. Uvod.....	1
Istorijat	1
1.1 Osnovna fenomenologija proboja u gasovima.....	4
1.1.1 Koeficijent jonizacije.....	6
1.1.2. Prinos sekundarnih elektrona i Felps-Petrović model.....	8
1.1.3. Pašenov zakon	9
1.2. Proboj u radiofrekvencijskom polju.....	11
1.3. Fizika rojeva	21
1.3.1 Funkcija raspodele brzine elektrona i longitudinalna i transverzalna difuzija u vremenski promenljivim električnim poljima	25
1.3.2. Vremenske relaksacije u RF električnim poljima	28
1.3.3. Relaksacija srednje energije roja elektrona u RF poljima.....	30
1.3.4. Negativna diferencijalna provodnost i brzina drifta elektrona	31
1.3.5. Negativna apsolutna provodnost	36
1.3.6. Anomalna difuzija u RF poljima	37
2. Monte Karlo tehnika	39
2.1. Monte Karlo simulacija.....	39
2.2. Monte Karlo kod.....	40
2.2.1. Modelovanje putanje elektrona u RF električnom polju.....	41
2.2.2. Određivanje trenutka sudara.....	41
2.2.3. Određivanje tipa sudara.....	43
2.2.4. Obrada sudara: elastični i neelastični sudari.....	44
3. Elektronski podržan proboj u argonu u promenljivom električnom polju.....	46

3.1. Određivanje trenutka proboja	49
3.2. Naponska probojna kriva – prostorne raspodele koncentracije elektrona i jonizacija kao potencijal za postizanje proboja	51
3.3. Promena prostorno-vremenskih profila duž naponske probojne krive.....	55
3.4. Zaključak	58
4. Proboj u promenljivom električnom polju pri različitim frekvencijama polja – zakon skaliranja probojnih krivih.....	59
4.1. Proboj sa napajanjima na dve učestanosti	61
4.2. Skaliranje RF probojnih profila: zavisnost naponskih probojnih krivi od međuelektrodnog rastojanja i od frekvencije	66
4.3. Zaključak	70
5. Funkcije raspodele po energijama pri RF proboju.....	71
5.1. Analiza funkcije raspodele po energijama pri konstantnoj frekvenciji od 13,56 MHz primenjenog promenljivog električnog polja	71
5.2. Analiza funkcije raspodele energije pri različitim frekvencijama primenjenog promenljivog električnog polja kada nije održan zakon skaliranja	79
5.3. Zaključak	83
6. Brzine drifta pri RF proboju i poređenje sa jednostavnim modelom	84
7. Efekti na površinama elektroda pri RF proboju	91
7.1. Relevantni procesi na površinama.....	91
7.2. Uticaj efekata na površinama na oblik probojnih naponskih krivih.....	97
7.3. Poređenje prostorno-vremenskih profila, funkcija raspodela po energijama i brzina drifta sa i bez efekata na površinama.....	102
7.4. Zaključak	107
8. Proboj u različitim gasovima u RF poljima	108
8.1. Helijum	108
8.2. Kiseonik	113
8.3. Zaključak	119
9. Proboj u smešama gasova u RF poljima.....	120
9.1. Sintetički vazduh: 80% N ₂ i 20% O ₂	120
9.1.1. Uticaj teških čestica na naponsku probojnu krivu – sintetički vazduh	124
9.1.2. Uticaj teških čestica na naponsku probojnu krivu – poređenje modela sa eksperimentalnim rezultatima u slučaju kiseonika i azota	131

9.2. Proboj u atmosferi Marsa u RF poljima.....	133
9.3. Zaključak	139
10. Zaključak i pregled naučnih doprinosa	140
Literatura	143

1. Uvod

ISTORIJAT

Proboj u gasu je proces pri kome jonizovani gas, koji je inače neprovodan, postaje provodan pod uticajem električnog (ili magnetskog) polja. Termin „proboj“ se vezuje za bilo koji protok električne struje kroz jonizovani gas, kao i za bilo koji proces jonizacije gasa primenom električnog polja. Često se koristi i termin „paljenje“ pražnjenja, koji je proizašao iz procesa emisije vidljive svetlosti u pražnjenju kada je gas jonizovan do određenog stepena. Sam termin proboj zvuči kao nagla promena stanja gasa što je i tačno, jer da bi gas postao provodan potrebno je da neki agens izazove nastanak manjeg broja slobodnih elektrona koji se potom lavinski umnožavaju pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja.

U prirodi postoje brojne pojave gasnih pražnjenja i sa tim povezanog nastanka plazme. Počev od pojava u visokim slojevima atmosfere (gde je nizak pritisak i lakše dolazi do proboja) gde se, na primer, javlja Aurora Borealis (nesamostalno pražnjenje podržano česticama velike energije koje dolaze iz kosmosa, pretežno sa sunca), preko munja i sa munjama vezanim pojavama iznad oblaka, pa do vatre svetog Elma (korona pražnjenja koje nastaje na šiljatim metalnim predmetima, naročito na brodovima), gasna pražnjenja su svuda prisutna i deo su opšteg iskustva. Zato se ne može govoriti o „otkriću“ gasne plazme ali se može govoriti o otkriću tehnika da se naprave pojedini oblici gasnih pražnjenja od strane ljudi i da se ona kontrolišu i primene.

Istorijski gledano, u XIX veku razvojem jakih baterija omogućeno je postavljanje eksperimenata sa lučnim pražnjenjem. 1803. godine V. V. Petrov je prijavio otkriće lučnog pražnjenja. Luk je dobijen povezivanjem dve elektrode od ugljenika na baterije, njihovim približavanjem da bi ostvarile kontakt, a zatim njihovim razdvajanjem kako bi se formirao luk u vazduhu. Naziv „luk“ opisuje izgled pražnjenja. Razlog zašto je luk prvi otkriven (naravno ako izuzmemo prirodne pojave pražnjenja), iako je za njega potrebno postići najveće struje, je u činjenici da je u toku kontakta, usled velikog

otpora, moguće zagrijati elektrode do usijanja, pa se protok struje obezbeđuje termalnom emisijom prilikom razdvajanja. Lučne plazme su, međutim, bliske termodinamički ravnotežnom stanju, dok su savremene primene plazme upravo bazirane na neravnotežnim plazmama, koje su i za nas od posebnog interesa.

Brojni naučnici su u XVII, XVIII i XIX veku izučavali neravnotežna gasna pražnjenja. Najpoznatiji je svakako Faradej (eng. *Faraday*) koji je istraživao tinjavo pražnjenje (eng. *glow discharge*). i pokazao da ono ima strukturu. Posle njega veoma značajne doprinose u XIX veku su dali i Vilijam Kruks (eng. *William Crookes*) i Džon Vilhelm Hitorf (eng. *Johann Wilhelm Hittorf*).

Početak 1900-ih Džon Sili Taunzend (eng. *John Sealy Townsend*) (Townsend, 1915.) i Džozef Džon Tomson (eng. *Joseph John Thomson*) su otkrili i postavili zakone pri kojima dolazi do jonizacije u gasu i gasnog pražnjenja pod uticajem uniformnog električnog polja (poznato kao Taunzendovo pražnjenje). Zahvaljujući njihovom radu prikupljeni su različiti podaci koji obuhvataju: preseke za sudare elektrona i atoma, brzine drifta elektrona i jona, koeficijenti rekombinacije itd. Njihova zaostavština predstavlja temelj daljim istraživanjima fizike pražnjenja.

Sam naziv „plazma“ predstavljen je od strane Irvinga Langmira (eng. *Irving Langmuir*) i Levia Tonksa (eng. *Lewi Tonks*) (Tonks i Langmuir, 1929) na osnovu ponašanja pozitivnog stuba tinjavog pražnjenja. Langmir je dao veliki doprinos fizici gasnih pražnjenja, pre svega preko Langmirovih proba, koje se mnogo koriste za dijagnostiku plazme.

Radiofrekvencijska (RF) pražnjenja je prvi primetio Nikola Tesla 1891. godine, dok je razumevanje RF pražnjenja usledilo značajno kasnije, nakon istraživanja koje je sproveo Tomson (1926-1927). Induktivno spregnuta RF pražnjenja su dobijena 1940-ih u Lenjingradu od strane G. I. Babata. U tom periodu se javljaju i istraživanja S. S. Brauna (eng. *S. S. Brown*) koji se bavio fenomenima vezanim za mikrotalasnu tehniku.

Nastavak istraživanja Tomsona, pa potom i Taunzenda koja su bila motivisana dokazivanjem da je elektron elementarna čestica i dobijanjem njegovih osobina, je tekao kroz primenu elektrohemijskih tehnika u kojima su merene osobine jona rastvorenih u

tečnostima. Na sličan način je praćeno kretanje jona kroz gasove u kojem su učestvovali mnogi naućnici (zanimljivo je napomenuti da je rodonaćelnik nuklearne fizike Raderford i sam učestvovao u ovim eksperimentima). Iz ove linije istraživanja, nakon 1960. godine, nastali su i eksperimenti sa „rojevima“ elektrona (eng. *swarm experiments*), koji imaju za zadatak da mere transportne koeficijente sa velikom preciznošću i na osnovu tih podataka da odrede preseke za rasejanje, koji se pak mogu dalje koristiti za modelovanje plazmi. Tu su, pre svega, eksperimenti koje je razvijao Artur Felps (eng. *Arthur Phelps*) a kao najprecizniji i najdetaljniji pokazali su se uređaji koje je napravio i primenjivao Krompton (eng. *Robert Crompton*) u Australiji.

Znaćajan napredak u oblasti eksperimenata sa rojevima, iako retko korišćen, jeste Kavaljerijev difuzioni eksperiment (Cavalleri, 1969) koji zaobilazi dotadašnje prepreke koje su se odnosile na formiranje roja ćestica i određivanje njegovog oblika. Prva prepreka je izbegnuta time što se roj formira direktno u gasu, a ne na katodi. Dok se oblik roja određuje uzorkovanjem ukupnog broja elektrona u eksperimentalnoj ćeliji. Takođe, postavka eksperimenta je omogućila merenje difuzionih koeficijenata, kako termalnih elektrona, tako i netermalnih. Primanjeno je konstantno RF polje kako bi se povećala efektivna energija roja elektrona. Pored difuzionih koeficijenata, Kavaljerijev eksperiment je omogućio merenje i koeficijenta za elektronski zahvat za različite gasove (Petrović *et al.*, 1985; Petrović, PhD Thesis 1985).

Intenzivni industrijski i tehnološki razvoj je stvorio potrebu za sveobuhvatnijim istraživanjima pražnjenja, koja su vodila ka fenomenima koje prvobitna Taunzendova teorija nije mogla objasniti. Pojavile su se i nove mogućnosti za praktićnu primenu pražnjenja, a samim tim, i za razvoj teorijskih i numerićkih modela koji će davati dovoljno dobra opis uoćenih fenomena.

katode, se ubrzava u spoljašnjem električnom polju sve dok od polja ne dobije dovoljno energije da pređe prag za jonizaciju (na primer, prag za jonizaciju za argon iznosi 16 eV). Sada, kada elektron ima dovoljno energije, on pri sudaru sa česticom pozadinskog gasa jonizuje tu česticu. Nastaje novi elektron sa malom energijom, dok prvobitni elektron gubi energiju koja odgovara energiji za jonizaciju. Pri daljem kretanju ka anodi, ova dva elektrona se ponovo ubrzavaju u spoljašnjem električnom polju, sve dok ne dobiju dovoljno energije da jonizuju i ceo proces se ponavlja. Ovakvo umnožavanje inicijalnog elektrona puštenog sa katode naziva se proces multiplikacije, odnosno nastaje lavinsko (eng. *avalanche*) umnožavanje elektrona. Upravo proces lavinskog umnožavanja elektrona je osnova za prelazak pražnjenja iz nesamostalnog u samostalno pražnjenje. Ovaj proces je opisan prvim Taunzendovim koeficijentom α koji se naziva koeficijent jonizacije. α se definiše kao broj parova elektron-jon koje napravi elektron po jedinici puta, u pravcu električnog polja. Ukoliko je polje jednosmerno, lavine nastaju i nestaju i pražnjenje se ne može razviti u samostalno pražnjenje bez nekog povratnog mehanizma, koji će obezbediti neprekidni izvor novih elektrona na katodi. Drugim rečima, neophodne su čestice koje se kreću u suprotnom smeru od elektrona. Pri daljem povećanju spoljašnjeg električnog polja, teške čestice mogu dobiti dovoljnu energiju da izazovu efekte na površinama, koji obezbeđuju novi izvor slobodnih (sekundarnih) elektrona sa katode. Taj izvor je proporcionalan proizvedenim elektronima u lavini i odgovarajućim koeficijentima površinskih procesa. Verovatnoća emisije sekundarnog elektrona sa površine elektroda naziva se prinos sekundarnih elektrona i označava se sa γ (drugi Taunzendov koeficijent¹). Ukoliko se obezbedi da sekundarni elektroni mogu proizvesti novi elektron u sledećem ciklusu za svaki početni elektron, nastaje samostalno pražnjenje.

Jednačina koja opisuje gustinu struje elektrona i jona naziva se Taunzendovom jednačinom i može se predstaviti na sledeći način:

$$j = j_0 \frac{\exp(\alpha d)}{[1 - \gamma(\exp(\alpha d) - 1)]} \quad (1.1.1)$$

¹Taunzend je smatrao da mehanizam koji omogućava prelazak nesamostalnog pražnjenja u samoodrživo pražnjenje jeste jonizacija u gasu izazvana jonima. Koeficijent koji to opisuje jeste β . Kasnije je pokazano da teške čestice velike kinetičke energije nisu efikasne u jonizaciji pozadinskog gasa. Da bi jonizovali neophodne su brzine uporedive sa brzinama elektrona. Zato je Taunzend uveo koeficijent γ koji opisuje drugi bitan proces prinosa elektrona, emisiju sekundarnih elektrona sa površine elektroda.

gde je j_0 početna gustina struje (nastala od inicijalnih elektrona puštenih sa katode), d je rastojanje između elektroda, α jonizacioni koeficijent i γ prinos elektrona nastalih sekundarnom emisijom. Brojilac u jednačini (1.1.1) prikazuje koliko novih elektrona nastane jonizacijom pri prelasku inicijalnog elektrona od katode do anode (rastojanje d). Imenilac opisuje povratnu spregu koja je neophodna da bi se održalo pražnjenje, drugim rečima, koliko sekundarnih elektrona izbace joni, nastali u procesima jonizacije inicijalnog elektrona, pri udaru u katodu. Ukoliko znamo da pri probou dolazi do naglog povećanja struje, odnosno $j \rightarrow \infty$, iz Taunzendove jednačine možemo dobiti uslov za probou u gasu tako što imenilac izjednačimo sa nulom:

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1. \quad (1.1.2)$$

Ono što nam ovaj uslov govori jeste sledeće: da bi se ostvario samostalan probou u gasu, svaki elektron, koji je pušten sa katode, mora u procesima multiplikacije obezbediti polazak još jednog elektrona sa katode. Odnosno, broj novonastalih elektrona se mora izjednačiti sa brojem nestalih elektrona. Treba navesti da je eksponent αd ovde dat uslovno, jer implicira uniformno polje i uniformne osobine roja elektrona u celoj zapremini. Za realne sisteme sa prostorno-vremenskom relaksacijom potrebno je ovaj eksponent zameniti ukupnim integralnim koeficijentom multiplikacije.

1.1.1 Koeficijent jonizacije

Pored definisanja koeficijenta jonizacije, Taunzend je predložio i analitički izraz koji daje aproksimativnu vrednost jonizacionog koeficijenta, koji je kasnije korišćen u literaturi pod nazivom Taunzendova formula (von Engel, 1965) i može se napisati u sledećem obliku:

$$\frac{\alpha}{N} = A \exp \left[-\frac{B}{E/N} \right], \quad (1.1.3)$$

gde su A i B konstante koje su karakteristične za određeni gas. Koeficijenti A i B su dobijani fitovanjem eksperimentalnih rezultata pomoću jednačine (1.1.3). Primena ove dve analitičke formule omogućuje analitičko rešenje za uslove probouja (Pašenova kriva,

eng. *Paschen curve*). Moramo napomenuti da ova formula ima niz problema u upotrebi i mora se pažljivo koristiti. Nešto kasnije, Felps i Petrović (Phelps i Petrović, 1999) su predložili poluempirijsku formulu za računanje jonizacionog koeficijenta:

$$\frac{\alpha}{N} = \sum_i A_i \exp\left[-\frac{B_i}{E/N}\right]. \quad (1.1.4)$$

Vrednosti koje su dobijene na ovaj način su predstavljene u tabeli 1 (Marić *et al.*, 2005). Ukoliko posmatramo mešavine gasova, jednačina za jonizacioni koeficijent se mora dodatno modifikovati (Marić *et al.*, 2005). Kako eksponencijalni oblik Taunzendove formule predstavlja, u neku ruku, rešenje za Maksvel-Bolcmanovu (eng. *Maxwell Boltzmann*) funkciju raspodele za jednu fiksnu energiju, formula sa više članova omogućava razvoj sa više karakterističnih energija, što je mnogo realnije, a takođe je sa negativnim predznakom moguće obezbediti da jonizacioni koeficijent opada na veoma visokim E/N .

Tabela 1: Konstante A i B iz jednačine (1.1.4) za različite gasove i opseg u kojem važe (D. Marić *et al.*, 2005).

gas	$A_1[10^{-21} \text{ m}^2]$	$B_1[\text{Td}]$	$A_2[10^{-21} \text{ m}^2]$	$B_2[\text{Td}]$	$A_3[10^{-21} \text{ m}^2]$	$B_3[\text{Td}]$	$A_4[10^{-21} \text{ m}^2]$	$B_4[\text{Td}]$	opseg E/N [Td]
He	1.7	75	8	350	-	-	-	-	10-900
Ne	0.6	45	4	150	10	560	-36	23000	10-9000
Ar	0.11	72	5.5	187	32	700	-15	10000	15-6000
Kr	0.8	115	13	300	43	1200	-	-	15-6000
Xe	6	250	30	700	57	2250	-	-	40-7000
H ₂	15	413	-	-	-	-	-	-	45-900
N ₂	20	800	26	1800	-70	10000	-	-	90-4000
O ₂	9	490	9	630	100	10000	-	-	70-400
CH ₄	27	600	30	1780	-	-	-	-	70-4000
CF ₄	33	646	-	-	-	-	-	-	80-600

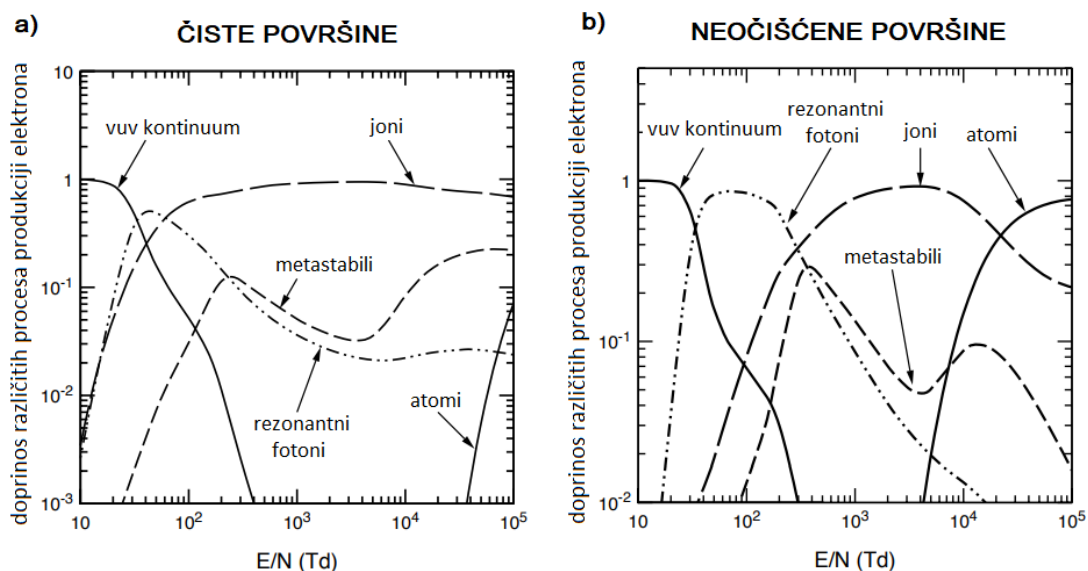
Pravilnom primenom jednačina (1.1.3) i (1.1.4) i, naravno, odgovarajućih koeficijenata A i B za traženi opseg redukovano električnog polja, koeficijenti jonizacije se mogu jednostavno izračunati.

1.1.2. Prinos sekundarnih elektrona i Felps-Petrović model

Izraz za prinos sekundarnih elektrona, drugi Taunzendov koeficijent, se može dobiti iz uslova za proboj u gasu (jednačina (1.1.2)) i iznosi:

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{1}{[\exp(ad) - 1]} \quad (1.1.5)$$

Treba napomenuti da je Taunzend uzeo u obzir jedino emisiju sekundarnih elektrona indukovanu jonima. Međutim, neophodno je ispitati koliko ostale teške čestice (brzi neutrali, metastabili) doprinose efektivnom prinosu sekundarnih elektrona, kao i fotoni, u uslovima pražnjenja u homogenom električnom polju. Upravo to su uradili Felps i Petrović razvivši model za proboj u argonu, koji ćemo u nastavku nazivati model Felps-Petrović (Phelps i Petrović, 1999). Pored uticaja različitih vrsta čestica na sekundarnu emisiju, Felps i Petrović su posmatrali i uticaj površina, odnosno stanja u kom se površine elektroda nalaze. Posmatrali su očišćene i neočišćene površine. Na slici 1.1.2 su prikazani njihovi rezultati.



Slika 1.1.2: Doprinos različitih procesa produkciji sekundarnih elektrona na površini katode (Phelps i Petrović, 1999).

Model Felps-Petrović predstavlja analizu različitih elementarnih procesa sekundarne emisije elektrona u oblasti tamnog Taunzendovog pražnjenja. Kao što se može videti na slici 1.1.2, upoređivanjem rezultata za očišćene i neočišćene površine, Felps i Petrović su pokazali da vrednost koeficijenta sekundarne emisije jako zavisi od uslova na površini katode. Ukoliko posmatramo svaki grafik posebno, pri različitim vrednostima redukovano električnog polja (E/N), udeo određenog tipa čestica u ukupnoj vrednosti efektivnog koeficijenta sekundarne emisije se razlikuje. Na primer, fotoni bitno učestvuju u γ_{eff} na nižim vrednostima E/N , dok atomi na višim vrednostima E/N .

Analiza koju su sprovedi Felps i Petrović je od velikog značaja za modelovanje proboja u gasovima. U različitim modelima se često koriste efektivne vrednosti za koeficijent sekundarne emisije što ne daje dobre rezultate u svim uslovima i za sve opsege redukovano električnog polja. Pre svega, mora se voditi računa o česticama koje su „odgovorne“ za izbacivanje sekundarnih elektrona pri konkretnom primenjenom električnom (redukovano) polju. A zatim, i o elektrodama koje se koriste i u kakvom se stanju nalaze (da li su adekvatno očišćene pre svakog merenja ili ih u modelu treba tretirati kao neočišćene površine).

1.1.3. Pašenov zakon

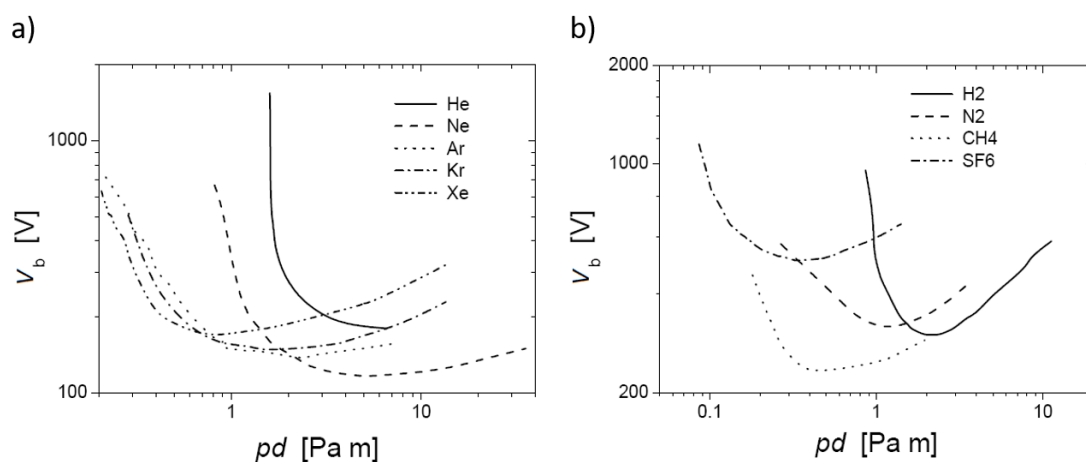
Na kratko ćemo se vratiti na početne Taunzendove jednačine. Kada se analitički oblik jonizacionog koeficijenta (1.1.3) unese u uslov proboja (jednačina (1.1.2)) možemo odrediti probojni napon:

$$V_b = \frac{B(pd)}{\ln \frac{A}{\ln(1/\gamma+1)} + \ln(pd)}. \quad (1.1.6)$$

Ova jednačina predstavlja Pašenov zakon. Probojni napon predstavlja funkciju proizvoda pritiska i rastojanja između elektroda (pd). U slučaju proboja pri direktnim strujama (DC), proizvod pd predstavlja parametar skaliranja. Kasnije ćemo videti da u slučaju pražnjenja pri radiofrekvencijskim poljima je neophodno uvesti još jedan parametar skaliranja. Analitički oblik Pašenovog zakona je vezan za niz pojednostavljenja, pre svega u analitičkom obliku za jonizacioni koeficijent. Stoga se u

savremenoj literaturi (Phelps *et al.*, 1999; Marić *et al.*, 2014) često pod Pašenovim zakonom podrazumevaju numerički podaci/krive za probojni napon (oblika latiničnog slova „U“), a ne sam analitički oblik (jednačina 1.1.6).

Na slici 1.1.3 su prikazane Pašenove krive za DC proboj. Za svaki gas pri određenoj vrednosti pd postoji minimum Pašenove krive. Pri smanjenju vrednosti pd u odnosu na minimum (leva strana Pašenove krive), opada broj sudara elektrona sa atomima pozadinskog gasa (usled manjeg pritiska manja je koncentracija čestica pozadinskog gasa). Da bi došlo do proboja pri ovim uslovima, moramo povećati napon. Ukoliko krenemo desno od minimuma i povećamo vrednost pd , povećaćemo i broj sudara. Veliki broj sudara sa česticama pozadinskog gasa onemogućava elektrone da dobiju dovoljno energije između dva sudara. Povećanje napona je potrebno da bi se obezbedio transfer dovoljne količine energije od spoljašnjeg polja ka elektronu, kako bi se povećao broj jonizacionih sudara elektrona i čestica pozadinskog gasa, samim tim, povećava se i broj slobodnih elektrona koji su neophodni da bi se pražnjenje održalo.



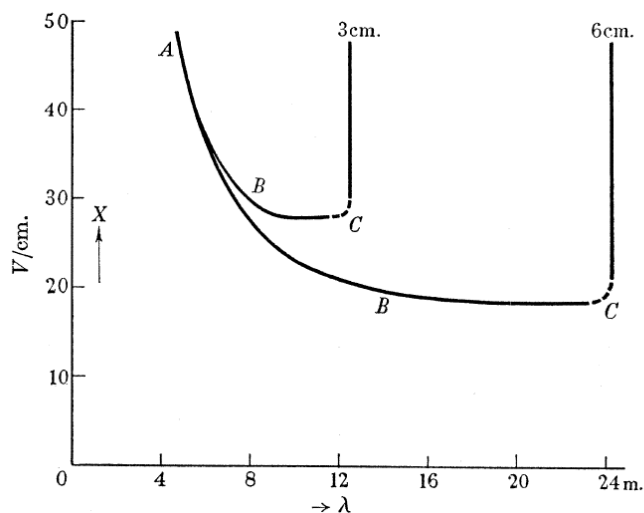
Slika 1.1.3: Primer Pašenovih krivih za DC proboj. a) atomski gasovi, b) molekulski gasovi (Marić, doktorska disertacija 2006)

1.2. PROBOJ U RADIOFREKVENCIJSKOM POLJU

Radiofrekvencijske plazme imaju jako širok opseg primena. Među najzastupljenijim jeste primena u nanotehnologijama (Makabe i Petrović, 2006) kao što su plazma nagrizanje poluprovodničkih materijala, deponovanje tankih slojeva i slično. Poslednjih decenija raste interesovanje za primenu plazme i u biološkim sistemima, prvenstveno, u medicini i stomatologiji. A zadnjih godina postoje velika ulaganja u razvoj primene plazme u agronomiji i tehnologijama prerade hrane (Puač N. *et al.*, 2018). Na osnovu zastupljenosti RF plazmi u različitim oblastima industrije, razumno je očekivati da je i teorijsko istraživanje RF plazmi podjednako rasprostranjeno. To i nije sasvim tačno. Postoji jako veliki broj istraživanja koja se bave modelovanjem RF plazmi, odnosno sistema kada je plazma već formirana i postoje oblasti prostornog naelektrisanja. Ono što prethodi plazmi, trenutak kada dolazi do proboj u gasu, nije dovoljno istraženo.

Prve teorije koje su se bavile probojem u promenljivim poljima javile su se 1940-ih godina. Margenau i Hartman objavili su seriju od četiri rada pod naslovom „Teorija visokofrekvencijskih proboja u gasovima“ (Margenau, 1948a; Margenau i Hartman 1948, Hartman, 1948; Margenau, 1948b). Sva četiri rada predstavljaju teorijska istraživanja i imaju za osnovu proračune i opise elektronskih funkcija raspodele (eng. *Electron Distribution Functions - EDF*) (Margenau, 1948a), njihovih harmonijskih komponenti (Margenau i Hartman, 1948), proboja u visokofrekvencijskim poljima (Hartman, 1948), dok poslednji rad daje osvrt na zakone skaliranja koji direktno slede iz funkcija raspodele. Jedno od opširnijih istraživanja jeste urađeno od strane A. fon Engela (von Engel, 1965) koje je zatim prošireno u radovima sa Gilom na proboje u RF poljima. U prvom radu (Gill i von Engel, 1948) posmatrali su pražnjenja na jako niskim pritiscima, reda mTorr. Oni su u eksperimentima merili napon na kom dolazi do proboja u funkciji od talasne dužine (frekvencije) promenljivog polja pri konstantnom pritisku. Uticaj sekundarnih elektrona na probojni napon je zatim izdvojen i analiziran. Nešto kasnije, isti autori (Gill i von Engel, 1949), daju teoriju (kako su je autori nazvali „Jednostavna teorija“) koja ostaje prihvaćena i od strane novijih istraživanja. Kratak pregled ove fenomenologije dat je u nastavku.

Kao što smo pomenuli, Gil i Engel su merili jačinu polja pri kojoj dolazi do proboja u funkciji od talasne dužine (frekvencije) polja. Rezultat koji su dobili je prikazan na slici 1.2.1.



Slika 1.2.1: Jačina polja proboja u funkciji od talasne dužine za cilindričnu cev dužine 3 cm i 6 cm osama paralelnim sa električnim poljem. Pozadinski gas je vodonik i pritisak je 1mTorr (Gill i von Engel, 1948). Sa „X“ je označena jačina električnog polja.

Na osnovu oblika krive sa slike 1.2.1 može se zaključiti da od tačke A do tačke B proizvod $E\lambda$ je skoro konstantan. Od tačke B do C postoji blagi pad vrednosti E , dok se u tački C javlja diskontinuitet. U nastavku ćemo tačku C nazivati prekidnom (eng. *cut-off*) talasnom dužinom (frekvencijom), λ_c , na kojoj, pri konstantnom pritisku, dolazi do gašenja pražnjenja. Jednostavnije rečeno, daljim povećanjem talasne dužine ne može se upaliti plazma. Pokazano je (Gill i von Engel, 1949) da λ_c zavisi od stanja u kom se nalaze površine i da je prekidna talasna dužina proporcionalna sa rastojanjem između elektroda.

Autori su krenuli od već pomenutih osnova. Da bi došlo do proboja u gasu, neophodno je da se elektroni, koji se već nalaze u gasu, umnože nekoliko hiljada, pa i miliona puta, pod dejstvom spoljašnjeg promenljivog električnog polja. Potom može doći do formiranja plazme sa prilagođenim električnim poljem i tom prilikom dolazi do još većeg uvećanja broja slobodnih nosilaca naelektrisanja.

Najefikasniji način umnožavanja elektrona u gasu je svakako jonizacija pozadinskog gasa elektronima. Drugi mehanizam je emisija sekundarnih elektrona sa površina elektroda. Pored umnožavanja elektrona kroz ove procese, naravno, postoje i mehanizmi njihovog nestanka: na površinama i rekombinacijom (koja postaje značajna na višim pritiscima). Konačan bilans nastajanja i nestajanja mora biti pozitivan u korist nastajanja kako bi se plazma održala, u suprotnom, dolazi do gašenja plazme.

Na jako niskim pritiscima elektroni mogu preći gotovo celu dužinu međuelektrodnog rastojanja bez sudara (samim tim, nema ni jonizacije). Na osnovu rezultata svojih merenja autori su zaključili da probojni napon (polje) na jako niskim pritiscima ne zavisi od tipa gasa, samim tim, jonizacija nije dominantan mehanizam umnožavanja elektrona (jer jonizacioni potencijal zavisi od prirode gas). U tim uslovima, mora se naći drugi izvor elektrona da bi se pražnjenje održalo. Taj izvor jesu sekundarni elektroni izbačeni sa površina elektroda.

Pretpostavimo da je pritisak dovoljno nizak da gotovo svaki elektron pređe celu dužinu cilindra bez sudara sa pozadinskim gasom. Tada oscilujuće polje „gura“ elektrone od jednog ka drugom kraju, dok elektroni udaraju uvek istom brzinom o površine. Ta brzina, naravno, direktno zavisi od intenziteta polja i lako je pretpostaviti da je umnožavanje elektrona na ovaj način jedino moguće ako je vreme potrebno da elektron pređe sa jednog na drugi kraj jednako poluperiodu polja.

Uslovi koje treba da ispuni elektron kako bi se održavalo pražnjenje jesu: treba preći od jedne do druge elektrode u jednom poluperiodu polja; brzina/energija kojom udari o površinu mora biti dovoljna da izbací više od jednog sekundarnog elektrona (kako bi se broj elektrona povećavao, a ne samo održavao). Neophodna brzina v zavisi od karakteristika površine, kao i od komponente brzine v_0 u pravcu polja (x) kojom sekundarni elektroni bivaju emitovani. Ukoliko krenemo od jednačine kretanja $m\ddot{x} = qE\sin(\omega t)$ (m je masa elektrona a q njegovo naelektrisanje), pretpostavimo da sekundarni elektron biva emitovan u trenutku $t = \phi/\omega$ (tada je $x = 0$ i $\dot{x} = v_0$), integracijom jednačine kretanja za poluperiod dobijamo (Gill i von Engel, 1948):

$$v = v_0 + \frac{2qE}{m\omega} \cos\phi, \quad (1.2.1)$$

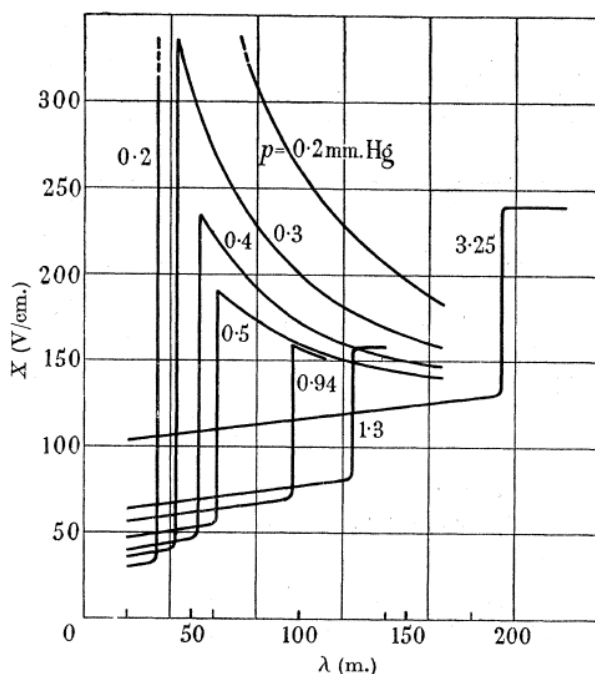
$$d = \left(v_0 + \frac{qE}{m\omega} \cos\phi \right) \frac{\pi}{\omega} + \frac{2qE}{m\omega^2} \sin\phi.$$

Kako su obe brzine fiksne, možemo uvesti njihov odnos kao konstantu $k = v/v_0$ i zamenom ω sa talasnom dužinom λ dobijamo:

$$E\lambda \cos\phi = \text{const} \times v, \quad (1.2.2)$$

$$\left(\frac{k+1}{k-1} \cos\phi + \frac{2\sin\phi}{\pi} \right) E\lambda^2 = \text{const} \times d.$$

Jednačina (1.2.2) pokazuje da rastojanje d koje pređe elektron u poluperiodu za dato ϕ je proporcionalno sa $E\lambda^2$ i konačna brzina je jednaka proizvodu konstante i $E\lambda$. Ukoliko E zamenimo sa E/n , λ sa $n\lambda$, konačna brzina ostaje nepromenjena, ali rastojanje postaje jednako nd . Sledi da, ukoliko povećamo dimenzije cevi n puta, uslovi za brzinu v kojom elektron udara o površinu i vreme za koje pređe dužinu d su održani ukoliko je λ uvećano za faktor n a polja E smanjeno za isti faktor n . Što odgovara eksperimentalnim rezultatima Gila i fon Engela.



Slika 1.2.2: Zavisnost probojnog polja E (označeno sa „ X “) od talasne dužine primenjenog polja λ . Merenja su urađena u cilindru sa ravnim krajevima i dužine 3.55 cm (Gill i von Engel, 1948).

Svi prethodno navedeni rezultati i zaključci odnose se za uslove jako niskih pritisaka. U slučaju visokih pritisaka, brzina elektrona je skoro u fazi sa poljem, tako da je gotovo nemoguće da elektroni imaju dovoljnu brzinu pri udaru u elektrodu kako bi oslobodili sekundare, a istovremeno, da je polje odgovarajućeg smera kako bi se sekundari odvojili od elektrode. Na visokim pritiscima priroda pozadinskog gasa postaje ključna. Na slici 1.2.2 prikazani su rezultati zavisnosti probojnog polja E (označeno sa „X“ na grafiku preuzetom iz (Gill i von Engel, 1948)) u funkciji od talasne dužine polja (frekvencije) za vodonik kao pozadinski gas. Na slici 1.2.2 se, kao i na slici 1.2.1 za niske pritiske, može uočiti diskontinuitet na određenoj talasnoj dužini (frekvenciji) polja λ_c .

Posmatrajmo slučaj kada je proizvodnja sekundarnih elektrona isključena (zanemarena), tada je jedini mehanizam nastanka elektrona jeste sudarna jonizacija u gasu, brzina drifta elektrona zavisi od primenjenog promenljivog električnog polja i može se napisati na sledeći način:

$$\frac{dx}{dt} = kE \sin(\omega t), \quad (1.2.3)$$

gde je $k = v/v_0$. Integracijom dobijamo da je totalna amplituda oscilovanja elektrona $2kE/\omega$, dok je maksimalna brzina kE . Da bi se jonizacija dogodila, drift brzina mora dostići određenu vrednost, recimo da je tv , tako da proizvod kE ne može biti manji od ove vrednosti. Iz ovoga sledi da je totalna amplituda oscilacija elektrona jednaka $2v/\omega$. Totalna amplituda može imati najveću vrednost koja je jednaka rastojanju između elektroda d , tako da pri ograničavajućoj talasnoj dužini važi:

$$d = \frac{2v}{\omega}. \quad (1.2.4)$$

Pri kretanju između dve elektrode, elektroni imaju neku svoju trenutnu brzinu usled sudara sa pozadinskim gasom, koja raste sa povećanjem intenziteta polja. Zbog toga, elektrone moramo posmatrati kao roj čestica koje se kreću u svim pravcima, dok se roj kao celina kreće harmonično između elektroda brzinom drifta. Autori su naglasili potrebu za detaljnom analizom roja, ali nisu nastavili u tom smeru.

Sa druge strane, postojanje prekidne talasne dužine se može iskoristiti za merenje pokretljivosti elektrona. Na malo nižim talasnim dužinama od prekidne talasne dužine, može se pretpostaviti da je amplituda oscilovanja elektrona jednaka rastojanju između elektroda. Iz jednačine (1.2.4) se dobija da je:

$$\omega = \frac{2v}{d}, \quad (1.2.5)$$

gde je v maksimalna brzina drifta. Za dato polje E ovo važi kada je pritisak p dovoljno velik. Ako se pritisak smanji, tada se E/p poveća (u radu je korišćeno E/p , mada bi bilo ispravno koristiti E/N , gde je N koncentracija čestica gasa), dužina srednjeg slobodnog puta postaje veća i srednja brzina između sudara je proporcionalna \sqrt{E} . Tako da je za visoke vrednosti E/p :

$$\frac{dx}{dt} = k_1 \sqrt{E} \sin(\omega t). \quad (1.2.6)$$

Za uslove niskog pritiska dobija se relacija:

$$\frac{d}{1.2} = \frac{2v}{\omega}, \quad (1.2.7)$$

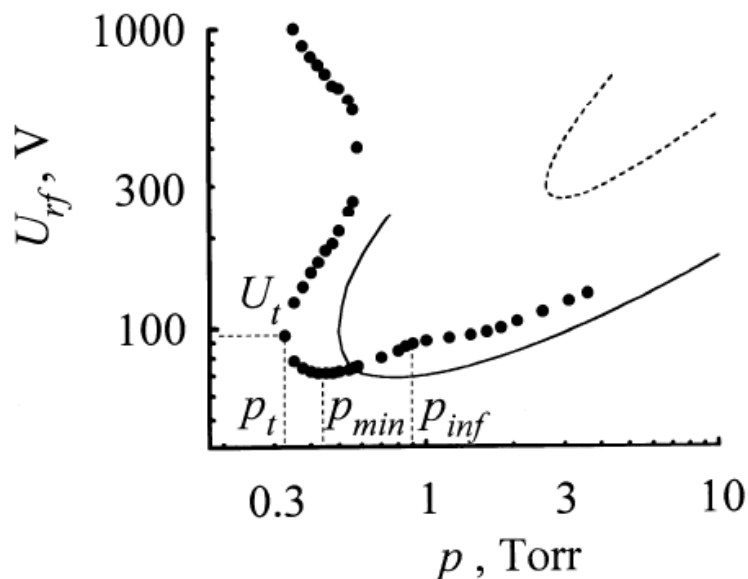
gde je $v = k_1 \sqrt{E}$, gde je k_1 koeficijent proporcionalnosti (Gill i von Engel, 1949).

Kada povećavamo pritisak emisija sekundarnih elektrona prestaje da bude značajna i elektroni se vraćaju na prethodnu aproksimaciju kada je brzina proporcionalna sa E .

Upravo pomenuto istraživanje koje je uradio fon Engel, iskoristili su Lisovski i saradnici (Lisovskiy *et al.*, 1998) kako bi razvili metod za izračunavanje brzine drifta iz naponskih probojnih krivih. Kasniji radovi (Lisovskiy *et al.*, 2006a; Lisovskiy *et al.*, 2006b) daju detaljnije izvođenje izračunavanja brzine drifta. U nastavku je dat pregled istraživanja koje je uradio Lisovski sa saradnicima.

Na početku, treba napomenuti da su Lisovski i saradnici pre svega eksperimentalni naučnici. Gotovo sva istraživanja su zasnovana na merenjima naponskih probojnih krivih u promenljivim poljima i u velikom broju gasova i različitim geometrijama

(Lisovskiy i Yegorenkov, 1994; Lisovskiy, 1998; Lisovskiy i Yegorenkov, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a). Njihova merenja su prva koja su zabeležila region u RF probojnim naponskim krivama gde jednom pritisku odgovaraju dva (ili više) proboja napona. Kao primer, na slici 1.2.3 prikazana je kriva dobijena u vodoniku i rastojanje između elektroda je 20 mm.



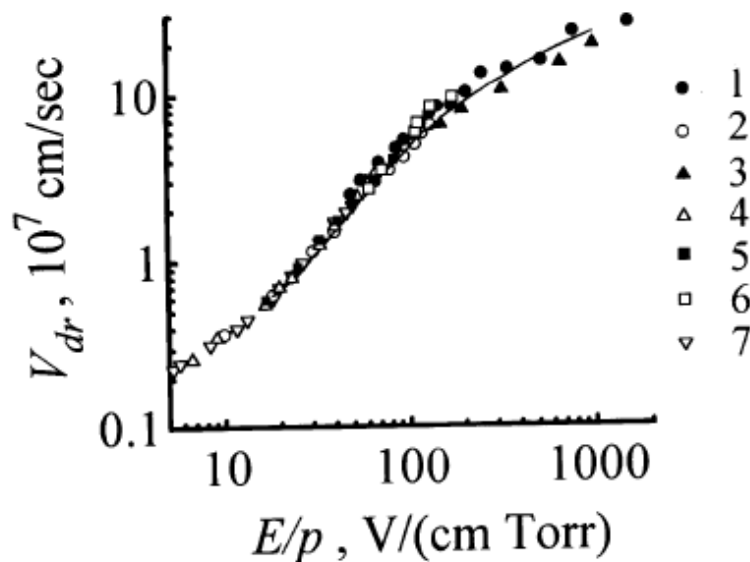
Slika 1.2.3: Naponska probojna kriva za vodonik, rastojanje između elektroda je 20 mm i frekvencija je 13,56 MHz. Tačkama su prikazane merene krive, puna linija je izračunata na osnovu jednačine (1.2.8) i izlomljena linija je izračunata na osnovu Kiharine jednačine (Kihara, 1952). Slika preuzeta iz (Lisovskiy i Yegorenkov, 1998).

Lisovski je izdvojio tri značajne tačke na ovako snimljenim krivama (slika 1.2.3). Idući sa desne strane ka levoj, prva tačka je tačka infleksije (V_{inf} , p_{inf}), druga tačka minimuma (V_{min} , p_{min}) i treća tačka okretanja (eng. *turning point*, V_t , p_t). Na osnovu ovih tačaka (obeležene na slici 1.2.3), kriva je podeljena na karakteristične regione u zavisnosti od procesa koji učestvuju u činu proboja. Grana desno od tačke infleksije ne zavisi od površina od kojih su izrađene elektrode, samim tim, emisija sekundarnih elektrona ne učestvuje u probouju, tako da su ovu granu nazvali grana bez emisije (eng. *emission-free branch*). Između tačke infleksije i tačke okretanja postoji grana u kojoj su zastupljeni difuzija i drift čestica (eng. *diffusion-drift branch*). U ovom delu javljaju se uticaji površina, zajedno sa jonizacijom u gasu, driftom elektrona u RF polju i gubicima na elektrodama. Na region nakon tačke okretanja najviše uticaja imaju površine i emisija

sekundarnih elektrona. Sekundarni elektroni se javljaju kao novi izvor elektrona, dok jonizacija u gasu je značajno redukovana zbog malog pritiska, samim tim i malog broja sudara elektrona sa pozadinskim gasom. Kako se jednačina za proboj u RF poljima izvedena od strane Kihare (Kihara, 1952) ne slaže sa zabeleženim rezultatima (takođe prikazano na slici 1.2.3), Lisovski daje tri razloga za neslaganje: Kihara nije uključio emisiju sekundarnih elektrona; Kihara je pretpostavio da je koeficijent difuzije elektrona direktno proporcionalan intenzitetu RF polja (dok je D_e u stvari komplikovana funkcija zavisna od odnosa polja i pritiska, E/p); Kihara je pretpostavio da je elektronska difuzija izotropna (difuzija elektrona je anizotropna, D_L u pravcu električnog polja i D_e normalna na polje, i nisu jednake). Lisovski daje modifikovanu jednačinu proboja u RF poljima:

$$\frac{v_i}{D_e} = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \frac{D_L}{D_e} \frac{\pi^2}{[L - (2V_e/\omega)]^2} + \frac{V_{DC}^2}{4D_e D_L}. \quad (1.2.8)$$

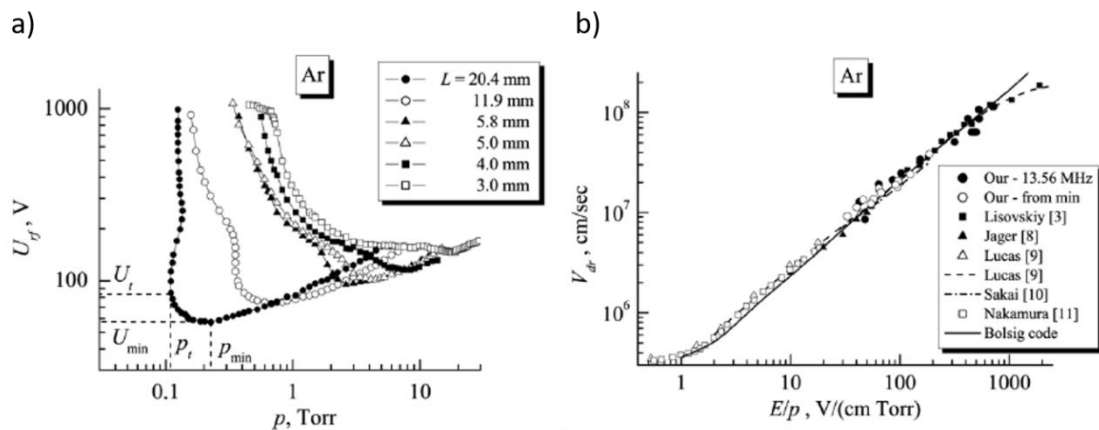
Kada je zadovoljen uslov za izotropnu difuziju elektrona, $D_e \approx D_L$, dobija se Kiharina jednačina za uslov proboja u RF poljima. Jednačina (1.2.8) je takođe prikazana na slici 1.2.3 punom linijom.



Slika 1.2.4: Brzina drifta elektrona u vodoniku. 1: rezultati Lisovski (Lisovskiy i Yegorenkov 1998), 2:(Saelee i Lucas, 1977), 3: (Schlumbohm, 1965), 4: (Blevin et al., 1978), 5: (Roznerski i Leja, 1984), 6: (Gill i von Engel, 1949), 7: (Lowke, 1963). Grafik preuzet iz (Lisovskiy i Yegorenkov, 1998).

Za trenutak, podsetimo se rezultata koje su izložili Gil i fon Engel. Pojava diskontinuiteta, λ_c pri kojoj dolazi do naglog rasta probojnog polja, javlja se kada amplituda oscilovanja elektrona biva izjednačena sa rastojanjem između elektroda (slike 1.2.1 i 1.2.2). Probojno polje naglo raste dok pritisak i talasna dužina (frekvencija) ostaju konstantni. Ako sada posmatramo naponsku probojnu krivu na slici 1.2.3, tačka okretanja ima slične osobine, nagli porast probojnog napona pri konstantnoj frekvenciji (talasnoj dužini) i pri pritisku $p = p_t$. Na osnovu izloženih sličnosti, Lisovski predlaže novi metod računanja brzine drifta iz podataka koji se mogu očitati sa naponskih probojnih krivi, tj. pomoću koordinata tačke okretanja, V_t, p_t .

Sličnom analizom koja vodi do jednačina (1.2.4) i (1.2.7), Lisovski daje izraze za brzine drifta za slaba polja ($E/p \leq 200$ V/cm Torr, odnosno za visoke pritiske, jednačina (1.2.4)) $V_{dr} = L\pi f$. Za jaka polja ($E/p > 200$ V/cm Torr, odnosno za niske pritiske, jednačina (1.2.7)) i $V_{dr} = L\pi f/1.2$. Gde je L rastojanje između elektroda i f je frekvencija primenjenog električnog polja. Koristeći ovaj metod, iz izmerenih krivih, Lisovski je dobio dobra slaganja sa objavljenim rezultatima, slika 1.2.4.



Slika 1.2.5: a) Naponske probojne krive za pozadinski gas argon i frekvencu 13,56 MHz. b) Brzine drifta za argon računane Lisovski metodom (Lisovskiy et al., 2006a).

Osam godina kasnije, isti autor, dopunjuje svoj metod za računanje brzine drifta (Lisovskiy et al., 2006a). Pored pomenute tačke okretanja, Lisovski predlaže da iz koordinata minimuma naponske probojne krive se takođe može izračunati brzina drifta. Predložena jednačina je sledeća:

$$V_{\text{dr}} = \frac{\omega L B - (1/\sqrt{2})(E/p)_{\text{min}}}{2 B + (1/\sqrt{2})(E/p)_{\text{min}}}. \quad (1.2.9)$$

Dobijeni rezultati za argon dati su na slici 1.2.5.

Kao što se vidi na slici 1.2.5b, dobijeno je dobro slaganje sa ranije objavljenim rezultatima. Ono što je na prvi pogled problematično jeste to što autor u ovom radu (Lisovskiy *et al.*, 2006a) za dobijanje izraza za brzinu drifta, kreće od Kiharine jednačine za proboj u RF poljima (Kihara, 1952), a to je ista jednačina za koju je u ranijem radu (Lisovskiy i Yegorenkov, 1998) naveo razloge zbog kojih se ne dobija dobro slaganje sa eksperimentima. Način računanja brzine drifta i diskusija o rezultatima prikazanim ovde, biće obrađeni kasnije u poglavlju 6.

Upravo jednostavnost i nepotpunost teorije koju je izložio fon Engel predstavlja jedan od motiva za izradu ove disertacije. Iako je fon Engel dao početna razmišljanja na temu RF proboja, kojima je Lisovski objasnio naponske probojne krive koje je snimio, smatramo da je neophodna detaljnija analiza. Analiza koja će uključivati kako oblike naponskih probojnih krivih tako i detaljniji opis fizičkih procesa i njihovog pojedinačnog uticaja na oblik naponske probojne krive. Ovakva detaljna i precizna analiza se može uraditi Monte Karlo simulacijom. Čak će se pokazati da je posmatranje samo elektrona, kao čestica koje učestvuju u proboju, dovoljno da se objasne osnovni mehanizmi samoodrživog proboja pri primenjenom spoljašnjem RF električnom polju.

1.3. FIZIKA ROJEVA

Poznavanje transporta naelektrisanih čestica je neophodno kako bi smo shvatili bazične osobine neravnotežnih pražnjenja. Postoje dva teorijska pristupa transportu naelektrisanih čestica. To su rešavanje Bolcmanove jednačine (eng. *Boltzmann*) i stohastička simulacija čestica pomoću Monte Karlo metode.

Da bismo pričali o transportu naelektrisanih čestica moramo pre svega definisati pojam roja čestica. Kao što ime kaže, roj čestica predstavlja ansambl naelektrisanih čestica koje se kreću u elektroneutralnom gasu. Pretpostavlja se da je pozadinski gas u stanju ravnoteže na sobnoj temperaturi i da prisustvo roja naelektrisanih čestica ne remeti tu ravnotežu. Međusobni sudari naelektrisanih čestica su gotovo nepostojeći, i jedini sudarni procesi su između naelektrisane čestice roja i neutralne čestice pozadinskog gasa. Prostorni i vremenski razvoj roja je definisan sudarnim procesima i spoljašnjim poljem, bilo da je električno, magnetsko ili kombinacija ova dva.

Ovako definisan ansambl naelektrisanih čestica se može opisati sedmodimenzionom funkcijom raspodele u faznom prostoru $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ gde se \mathbf{r} odnosi na koordinate (konfiguracioni prostor) a \mathbf{v} na brzinski prostor. Jednačina koja opisuje kretanje roja naelektrisanih čestica jeste Bolcmanova jednačina i može se napisati u obliku:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = -J(f, f_0). \quad (1.3.1)$$

Prvi član sa leve strane jednačine predstavlja promenu fazne funkcije raspodele u vremenu. Drugi član je posledica gradijenta u konfiguracionom prostoru. Treći član predstavlja promenu gradijenta u brzinskom prostoru usled delovanja spoljašnje sile (gde je q naelektrisanje čestice roja a m njena masa). Sa desne strane jednačine nalazi se operator $J(f, f_0)$ koji opisuje sudarne procese naelektrisanih čestica roja sa elektro-neutralnim česticama pozadinskog gasa koji uključuju sledeće procese: elastične i neelastične sudare i nekonzervativne procese. Pod nekonzervativnim sudarnim procesima podrazumevaju se procesi gde broj čestica nije održan, kao što su jonizacija i elektronski zahvat. f_0 predstavlja funkciju raspodele pozadinskog gasa. Kao što je

pomenuto, pozadinski gas je u ravnoteži na sobnoj temperaturi tako da njegova funkcija raspodele odgovara Maksvel-Bolcmanovoj raspodeli na zadatoj temperaturi.

Rešenje Bolcmanove jednačine jeste funkcija raspodele $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ koja opisuje roj naelektrisanih čestica i ona je normirana tako da je: $\int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{r} d\mathbf{v} = \int n(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$. Međutim, u eksperimentima je nemoguće meriti funkciju raspodele, tako da je neophodno pronaći vezu između nje i realnih, merljivih veličina. Ta veza jeste upravo jednačina kontinuiteta:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = S(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.2)$$

gde je $\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = n\langle \mathbf{v} \rangle$ fluks roja čestica a $S(\mathbf{r}, t)$ predstavlja produkciju po jedinici zapremine i u jedinici vremena, koja proizilazi iz nekonzervativnih sudarnih procesa. Gustina naelektrisanih čestica je definisana kao:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (1.3.3)$$

Da bismo definisali transportne koeficijente (npr. difuziju i brzinu) posmatraćemo roj čestica koji je u hidrodinamičkom režimu. Hidrodinamički režim podrazumeva da se roj nalazi daleko od bilo koje oblasti gde čestice intenzivno nastaju ili nestaju (eng. *source/sink*), kao i da se nalazi u beskonačnom prostoru (ne postoje granice ili zidovi). Takođe, neophodno je da se spoljašnja polja dovoljno sporo menjaju u vremenu i prostoru tako da je moguće uspostaviti ravnotežu između energije koju čestica dobije od polja i energije koju čestica predaje prilikom sudara. U vremenski zavisnom hidrodinamičkom režimu zavisnost od prostora i vremena se ogleda u koncentraciji naelektrisanih čestica $n(\mathbf{r}, t)$ i tada je funkcija raspodele definisana gradijentnim razvojem:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} f^{(k)}(\mathbf{v}, t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t). \quad (1.3.4)$$

Fluks naelektrisanih čestica roja i član koji opisuje produkciju čestica možemo prikazati na sledeći način:

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \Gamma^{(k+1)}(t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.5)$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} S^{(k)}(t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.6)$$

gde su superskripti (k) i $(k+1)$ rang tenzora. Ukoliko je $k=1$ dobijamo relaciju za *fluks*:

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{W}^{(*)}(t)n(\mathbf{r}, t) - \mathbf{D}^{(*)}(t) \cdot \nabla n(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.7)$$

gde je $\mathbf{W}^{(*)}(t)$ *fluks* drift brzina i $\mathbf{D}^{(*)}(t)$ *fluks* difuzioni tenzor. Ove dve komponente se mogu predstaviti izrazima iz (Petrović *et al.*, 2002) i odnose se na usrednjavanje u prostoru brzina:

$$\mathbf{W}^{(*)}(t) = \left\langle \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right\rangle = \langle \mathbf{v} \rangle, \quad \text{fluks drift brzina} \quad (1.3.8)$$

$$D_{ii}^{(*)}(t) = \langle r_i v_i \rangle - \langle r_i \rangle \langle v_i \rangle, \quad \text{komponente fluks difuzionog tenzora} \quad (1.3.9)$$

gde i označava ose x , y i z .

Zamenom jednačina (1.3.5) i (1.3.6) u jednačinu kontinuiteta (1.3.2) dobijamo vremenski zavisnu difuzionu jednačinu:

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \sum_{k=0}^{\infty} \omega^{(k)}(t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.10)$$

$$\omega^{(k)}(t) = \Gamma^{(k)} - S^{(k)}(t), \quad (1.3.11)$$

gde je $\omega^{(0)}(t)$ efektivna jonizacija, $\omega^{(1)}(t)$ drift brzina i $\omega^{(2)}(t)$ je difuzioni tenzor. Ili, ukoliko jednačinu (1.3.10) odredimo za $k=2$ dobijamo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{W}(t) \cdot \nabla n - \mathbf{D}(t) : \nabla \nabla n = -R_a(t)n. \quad (1.3.12)$$

Jednačina (1.3.12) definiše *balk* (u realnom prostoru) transportne koeficijente:

$$R_a(t) = -\omega^{(0)}(t) = \frac{d}{dt}(\log N(t))(t), \quad \text{gubici} \quad (1.3.13)$$

$$W(t) = \omega^{(1)}(t) = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle \mathbf{r}(t) \rangle (t), \quad \text{balk drift brzina} \quad (1.3.14)$$

$$\begin{aligned} D(t) &= \omega^{(2)}(t) = \\ &= \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\mathbf{r}(t) - \langle \mathbf{r} \rangle (t)) (\mathbf{r}(t) - \langle \mathbf{r} \rangle (t)) (t), \quad \text{balk difuzioni tenzor} \end{aligned} \quad (1.3.15)$$

gde je:

$$N(t) = \int n(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}. \quad (1.3.16)$$

Fizička interpretacija *fluks* i *balk* transportnih koeficijenata može biti sledeća. *Fluks* brzina drifta predstavlja srednju brzinu naelektrisanih čestica roja, dok se *balk* brzina drifta odnosi na brzinu centra mase roja naelektrisanih čestica. Sa druge strane *fluks* difuzioni tenzor $\mathbf{D}^{(*)}(t)$ predstavlja „brzinu“ širenja roja usled $\mathbf{E}_i \nabla n$. *Balk* difuzioni tenzor $\mathbf{D}(t)$ predstavlja „brzinu“ promene širine roja, tačnije, srednje vrednosti kvadrata širine roja. U slučajevima kada ne postoje nekonzervativni sudari (broj naelektrisanih čestica je održan) tada su *fluks* i *balk* transportni koeficijenti jednaki.

Za kraj treba napomenuti da u postojećim eksperimentima karakteristike roja koje se mogu meriti pripadaju *balk* transportnim koeficijentima (Robson, 1991). Na primer, ukoliko merimo brzinu drifta da bismo dobili *fluks* vrednost drift brzine neophodno je uporedno brojati i naelektrisane čestice koje sačinjavaju roj. Kako to nije slučaj u eksperimentima, brzina koja se dobija jeste *balk* drift brzina.

1.3.1 Funkcija raspodele brzine elektrona i longitudinalna i transverzalna difuzija u vremenski promenljivim električnim poljima

Iz Bolcmanove jednačine može se kao rešenje dobiti funkcija raspodele brzine elektrona u RF polju (Chapman i Cowling, 1970):

$$\frac{\partial}{\partial t} g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{q\mathbf{E}(t)}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = J[g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)], \quad (1.3.17)$$

gde \mathbf{r} , \mathbf{v} i t predstavljaju koordinate, brzinu i vreme, respektivno, dok su q i m naelektrisanje i masa elektrona. $J[g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)]$ predstavlja sudarni član između elektrona i neutralnih čestica pozadinskog gasa. Spoljašnje električno polje ima sledeću zavisnost:

$$\mathbf{E}(t) = E \cos(\omega t) \mathbf{i}_z. \quad (1.3.18)$$

$g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ u RF polju se može napisati na sličan načina kao i u DC polju:

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} g^{(k)}(\mathbf{v}, t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t). \quad (1.3.19)$$

Svaki tenzor je normalizovan u svakom trenutku t na sledeći način:

$$\int g^{(k)}(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = \begin{cases} 1, & (k = 0) \\ 0, & (k \neq 0) \end{cases}. \quad (1.3.20)$$

Jednačina kontinuiteta je u ovom slučaju data u obliku:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\mathbf{r}, t) - \sum_{k=0}^{\infty} \boldsymbol{\omega}^{(k)}(t) \cdot (-\nabla)^k n(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.3.21)$$

U slučaju DC polja transportni koeficijenti $\boldsymbol{\omega}^{(0)}(t)$, $\boldsymbol{\omega}^{(1)}(t)$ i $\boldsymbol{\omega}^{(2)}(t)$ su nakon konačnog vremena relaksacije nezavisni od vremena. U slučaju RF polja, ovi transportni koeficijenti su zavisni od promene polja i njihova relaksacija zavisi od sudarnih procesa.

Uključivanjem jednačine (1.3.19) u Boltzmanovu jednačinu (1.3.17) uz jednačinu kontinuiteta (1.3.21) dobija se set parcijalnih diferencijalnih jednačina sa funkcijom raspodele brzine zavisnom od vremena $\mathbf{g}^{(k)}(\mathbf{v}, t)$. Prve dve parcijalne jednačine imaju oblik:

$$\frac{\partial}{\partial t} g^0(\mathbf{v}, t) + \frac{qE(t)}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} g^0(\mathbf{v}, t) + \omega^0(t) g^0(\mathbf{v}, t) - J[g^0(\mathbf{v}, t)] = 0, \quad (1.3.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} g^1(\mathbf{v}, t) + \frac{qE(t)}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} g^1(\mathbf{v}, t) + \omega^0(t) g^1(\mathbf{v}, t) - J[g^1(\mathbf{v}, t)] \\ = \mathbf{v} g^0(\mathbf{v}, t) - \omega^1(t) g^0(\mathbf{v}, t). \end{aligned} \quad (1.3.23)$$

Ukoliko uzmemo u obzir aksijalnu simetriju $\mathbf{g}^{(k)}(\mathbf{v}, t)$ u odnosu na \mathbf{i}_z , raspodela brzine prvog reda $\mathbf{g}^{(1)}(\mathbf{v}, t)$ se može podeliti na dve komponente koje su paralelne i normalne na polje $E(t)$, longitudinalna komponenta $g_L^1(\mathbf{v}, t)$ i transverzalna komponenta $g_T^1(\mathbf{v}, t)$:

$$g_L^1(\mathbf{v}, t) = \mathbf{g}^{(1)}(\mathbf{v}, t) \cos\theta, \quad g_T^1(\mathbf{v}, t) = \mathbf{g}^{(1)}(\mathbf{v}, t) \sin\theta, \quad (1.3.24)$$

gde je θ polarni ugao od v_z ose.

Makroskopski koeficijenti, jonizacija i drift brzina, se mogu napisati na sledeći način:

$$R_{i_{\text{eff}}}(t) = \omega^0(t) = N \int [Q_i(v) - Q_a(v)] v g^0(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad (1.3.25)$$

$$\mathbf{v}_d(t) = \omega_z^1(t) = \int \mathbf{v} g^0(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v} + N \int [Q_i(v) - Q_a(v)] \mathbf{v} g_L^1(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad (1.3.26)$$

gde je N gustina pozadinskog gasa, $Q_i(v)$ i $Q_a(v)$ su presek za jonizaciju i presek za elektronski zahvat. Brzina drifta se sastoji od dva člana. Ukoliko posmatramo konzervativni slučaj, brzina drifta je jednaka prvom članu koji predstavlja srednju brzinu ansambla elektrona. Drugi član opisuje uticaj produkcije i gubitaka elektrona na centar mase. Srednja energija ansambla se može predstaviti u obliku:

$$\langle \varepsilon(t) \rangle = \int \frac{1}{2} m v^2 g^0(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (1.3.27)$$

Longitudinalni i transverzalni difuzioni koeficijenti, $D_L(t)$ i $D_T(t)$, se mogu napisati u obliku:

$$\omega^2(t) = \int \mathbf{v} \mathbf{g}^1(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = \begin{bmatrix} D_T(t) & 0 & 0 \\ 0 & D_T(t) & 0 \\ 0 & 0 & D_L(t) \end{bmatrix}, \quad (1.3.28)$$

$$D_L(t) = \omega_{zz}^2(t) = \int v \cos\theta g_L^1(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v}, \quad (1.3.29)$$

$$D_T(t) = \omega_{xx}^2(t) = \omega_{yy}^2(t) = \frac{1}{2} \int v \sin\theta g_T^1(\mathbf{v}, t) d\mathbf{v}. \quad (1.3.30)$$

Vremenski zavisni transportni koeficijenti su funkcija od redukovanog efektivnog polja E/N i redukovane ugaone frekvencije ω/N . Maeda i saradnici (Maeda *et al.*, 1997) su predložili način računanja longitudinalnog i transverznog difuzionog koeficijenta koji je numerički manje „osetljiv“ i daje bolju statistiku. Predloženi izrazi za uzorkovanje u Monte Karlo simulaciji su sledeći:

$$D_L(t) = \langle zv_z \rangle - \langle z \rangle \langle v_z \rangle, \quad (1.3.31)$$

$$D_T(t) = \frac{1}{2} (\langle yv_y \rangle + \langle xv_x \rangle). \quad (1.3.32)$$

Upravo longitudinalna komponenta difuzionog tenzora će pokazati zanimljive karakteristike u RF polju. O ovom kinetičkom fenomenu koji se naziva anomalna difuzija biće reči nešto kasnije.

1.3.2. Vremenske relaksacije u RF električnim poljima

Kada posmatramo roj naelektrisanih čestica u promenljivim poljima različitih frekvencija, možemo izvesti generalan zaključak. Pri nižim frekvencijama roj se ponaša slično DC roju. To je posledica relaksacije funkcije raspodele energije elektrona kroz sudare sa neutralnim česticama, odnosno roj ima dovoljno vremena da dođe do relaksacije impulsa ili energije roja pre promene smera RF polja. Pri povećanju frekvencije javljaju se zanimljiviji efekti koji su posledica nedovoljnog vremena da dođe do relaksacije impulsa ili energije roja na vremenskoj skali promene RF polja. Pri jako visokim frekvencijama, elektroni ne uspevaju da reaguju na promene RF polja na vremenskoj skali jednakoj periodu oscilacija polja, pa se roj ponaša slično kao DC roj.

Da bismo lakše razumeli šta se dešava sa rojem naelektrisanih čestica u RF poljima krenućemo od vremena relaksacije koja se mogu izvesti iz razvoja Bolcmanove jednačine u dva člana, preko raspodele brzine $g^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})$. Jednačina za relaksaciju energije ima oblik:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{t}} g_0^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}) + \zeta[E_0, \omega, g_1^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})] = -\frac{1}{\tau_e(\mathbf{v})} g_0^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}), \quad (1.3.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{t}} g_1^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}) + \xi[E_0, \omega, g_0^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})] = -\frac{1}{\tau_m(\mathbf{v})} g_1^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}), \quad (1.3.34)$$

gde su $g_0^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})$ i $g_1^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})$ izotropni i direkcioni delovi raspodele brzine $g^0(\mathbf{v}, \mathbf{t})$ koja je izražena aproksimacijom razvoja sa dva člana:

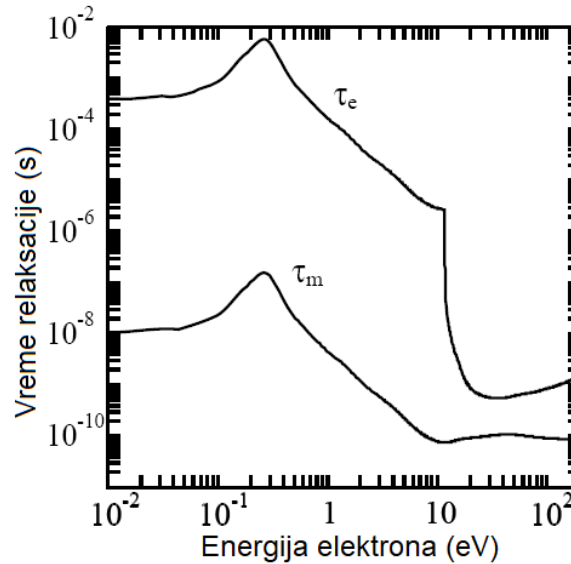
$$g^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}) = g_0^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}) + g_1^0(\mathbf{v}, \mathbf{t}) \cos\theta, \quad (1.3.35)$$

gde je θ ugao između vektora brzine \mathbf{v} i polja $-\mathbf{E}$. Iz jednačine (1.3.35) mogu se izraziti ove dve vremenske konstante:

$$\begin{aligned} \tau_e(\mathbf{v})^{-1} \sim Nv \left[\frac{2m}{M} Q_m(\mathbf{v}) + \sum \sqrt{\frac{\varepsilon_v}{\varepsilon}} \frac{d}{d\mathbf{v}} (Q_v(\mathbf{v}) \mathbf{v}) \right. \\ \left. + \sum Q_j(\mathbf{v}) + Q_i(\mathbf{v}) + Q_a(\mathbf{v}) \right], \end{aligned} \quad (1.3.36)$$

$$\tau_m(v)^{-1} = Nv \left[Q_m(v) + \sum Q_v(v) + \sum Q_j(v) + Q_i(v) + Q_a(v) \right]. \quad (1.3.37)$$

Ukoliko posmatramo argon kao pozadinski gas vremena relaksacije imaju vrednosti predstavljene na slici 1.3.1.



Slika 1.3.1: Koliziona relaksaciona vremena za argon na pritisku od 1 Torr (Makabe i Petrović, 2006).

Karakteristike transporta elektrona u RF poljima mogu se podeliti u tri oblasti u zavisnosti od vrednosti vremena relaksacije i perioda oscilovanja RF polja.

1. Niske frekvencije: $\langle \tau_m(v) \rangle \ll \langle \tau_e(v) \rangle \ll \omega^{-1}$.

Pri ovim uslovima roj elektrona je sve vreme relaksiran do DC vrednosti. Ovaj režim se naziva aproksimacije trenutnog polja (eng. *instantaneous field approximation*).

2. Visoke frekvencije: $\langle \tau_m(v) \rangle \ll \omega^{-1} \ll \langle \tau_e(v) \rangle$.

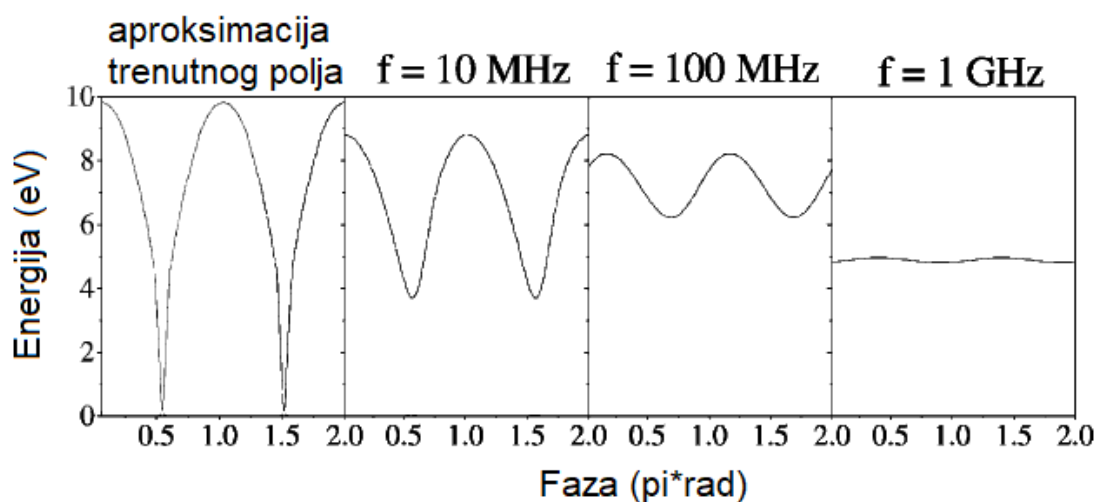
Impuls je relaksiran gotovo sve vreme, dok energija nije relaksirana. Usled nemogućnosti energije da se relaksira, javljaju se različiti fenomeni. U svim slučajevima postoji kašnjenje između polja i transportnih koeficijenata.

3. Ultravisoke frekvencije: $\omega^{-1} \ll \langle \tau_m(v) \rangle \ll \langle \tau_e(v) \rangle$.

Ni impuls ni energija ne stižu da se relaksiraju, tako da svi transportni koeficijenti imaju značajno fazno kašnjenje u odnosu na polje.

1.3.3. Relaksacija srednje energije roja elektrona u RF poljima

Ukoliko pogledamo vremena relaksacije na slici 1.3.1, možemo videti da je vreme relaksacije impulsa znatno kraće od vremena relaksacije energije. Povećanjem frekvencije, energija je prva koja neće uspeti da relaksira. Vremenska zavisnost energije za različite frekvencije prikazana je na slici 1.3.2 (Petrović *et al.*, 2002).



Slika 1.3.2: Zavisnost srednje energije od frekvencije. Proračuni su urađeni Monte Karlo kodom u metanu (CF_4), na pritisku od 1 Torr i vrednosti redukovano polja $E_0/N=282$ Td (Petrović *et al.*, 2002).

Na prvoj slici prikazana je srednja energija u slučaju aproksimacije trenutnog polja. U tom slučaju energija relaksira do nule. Pri povećanju frekvencije mogu se uočiti dve stvari kod prikazane vrednosti srednje energije koja je modulirana eksternim poljem. Prva je da minimalna vrednost srednje energije raste sa povećanjem frekvencije, što odgovara nemogućnosti potpune relaksacije energije. Druga je da maksimum srednje energije opada, što je posledica smanjenog prenosa energije od spoljašnjeg polja ka čestici u toku jednog poluperioda. Takođe, javlja se i očekivano povećanje kašnjenja maksimuma srednje energije u odnosu na maksimum polja. Kada elektroni više ne mogu da prate promene polja, srednja energija ima gotovo konstantnu vrednost, slično DC vrednosti srednje energije (slika 1.3.2 grafik za 1 GHz).

1.3.4. Negativna diferencijalna provodnost i brzina drifta elektrona

Sa inženjerske strane gledano, provodnost predstavlja meru sposobnosti materijala da provodi električnu struju. Sa strane fizike rojeva, pojava negativne diferencijalne provodnosti predstavlja kinetički fenomen. Kinetički fenomen je kolektivni fenomen koji se ne može jednostavno objasniti kretanjem jednog elektrona pri primenjenom spoljašnjem polju (električnom, magnetskom), već se javlja isključivo kao posledica kretanja velikog broja naelektrisanih čestica. Da bi se pojavila negativna diferencijalna provodnost (eng. *negative differential conductivity* - NDC) neophodno je da pri porastu električnog polja dođe do smanjenja struje. Gustina struje i provodnost (σ) u slabo jonizovanim plazmama su definisani kao:

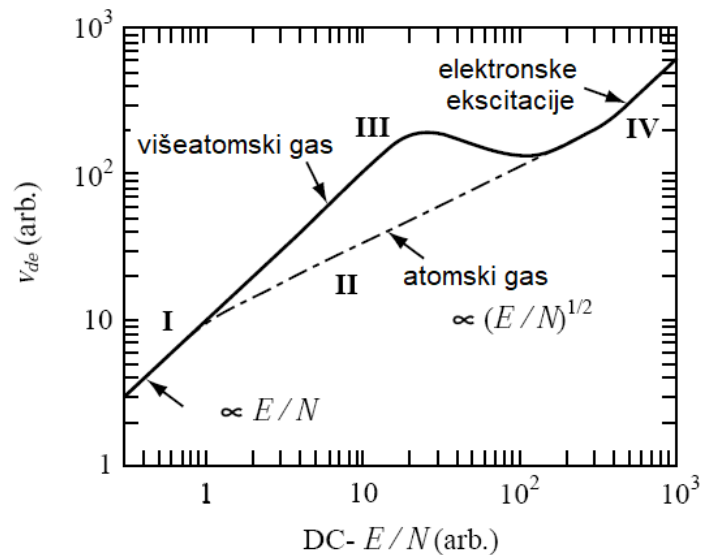
$$j_e = qn_e v_d = \sigma E. \quad (1.3.38)$$

Iz jednačine (1.3.17) možemo zaključiti da je provodnost proporcionalna broju elektrona i brzini drifta, iz čega slede dva očigledna načina za dobijanje negativne diferencijalne provodnosti. Prvi je da dođe do smanjenja broja elektrona, odnosno da postoje nekonzervativni procesi (jonizacija ili elektronski zahvat). To se može lako kontrolisati elektronskim zahvatom sa visokim pragom. Drugi način je da brzina drifta ima negativnu vrednost. Sa istraživačke strane, drugi slučaj je zanimljiviji jer tada brzina drifta ima negativan nagib u funkciji od redukovanoeg električnog polja E/N . Zbog toga se negativan nagib brzine drifta najčešće izjednačava sa pojmom NDC i istražuje se kao kinetički fenomen. Tipični gasovi u kojima se javlja NDC jesu CF_4 , SiH_4 , CH_4 i mešavine argona sa gasovima kao što je N_2 .

Na slici 1.3.3 prikazana je brzina u funkciji od redukovanoeg DC električnog polja (Makabe i Petrović, 2006). Slika je opisnog karaktera i služi da se istaknu karakteristične oblasti redukovanoeg električnog polja gde se oblik krive menja.

Na malim vrednostima E/N postoje uslovi gde elektron svu energiju koju dobije od polja preda pri jednom elastičnom sudaru, tako da je brzina drifta proporcionalna E/N (prikazano na slici 1.3.3 kao region I). U ovom regionu srednja energija elektrona je

jednaka termalnoj energiji $3kT_g/2$ i raspodela ima oblik Maksvelove raspodele. Kinetička energija elektrona je održana balansom između energije koju elektron dobije od polja i energije koju preda u elastičnom sudaru. Daljim rastom vrednosti redukovano električnog polja javljaju se rotacione i vibracione ekscitacije kod višeatomskih gasova. Njihova pojava omogućava postojanje regiona III koji predstavlja kombinaciju regiona I i II. Vrednost brzine drifta u regionu III je određena veličinom vibracionog preseka, dok je nagli porast brzine drifta u regionu IV posledica elektronskih ekscitacija i jonizacije koji imaju veliki gubitak energije, od nekoliko eV do 20 eV.

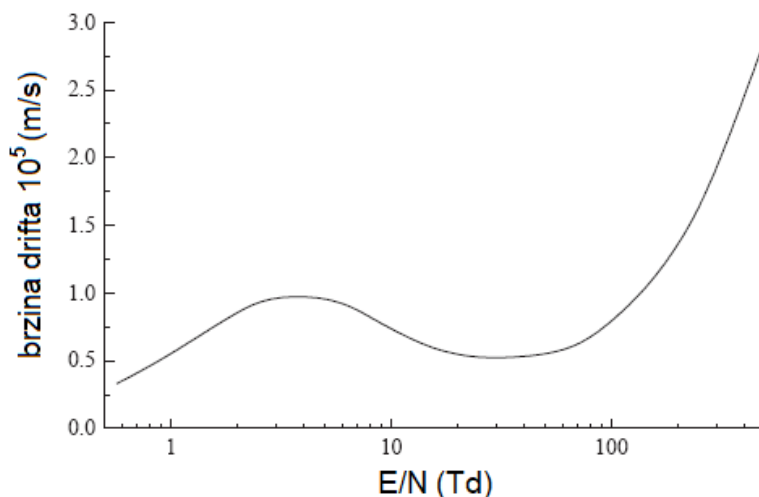


Slika 1.3.3: Karakterističan izgled brzine drifta elektrona u funkciji od DC redukovano električnog polja (Makabe i Petrović, 2006).

Region gde se javlja NDC odgovara regionu gde elektroni prvo bivaju usporeni vibracionim ekscitacijama, a zatim njihova energija počinje da raste, ali smer njihove brzine je još uvek proizvoljan (usled rastućeg preseka za transfer impulsa), što vodi smanjenju srednje brzine, dok srednja energija još uvek raste. Opadajući region se dešava tako što usled povećanja energije elektroni dođu u oblast gde opada uticaj neelastičnih sudara, a raste rasejanje u svim pravcima usled rastuće frekvence elastičnih sudara. Tada usmerena komponenta brzine (drift) opada, dok intenzitet vektora brzine (od koga zavisi energija) raste.

Detaljniju analizu NDC i brzine drifta u RF poljima uradili su Bzenić i saradnici (Bzenić *et al.*, 1999). Kratak pregled rada je dat u nastavku.

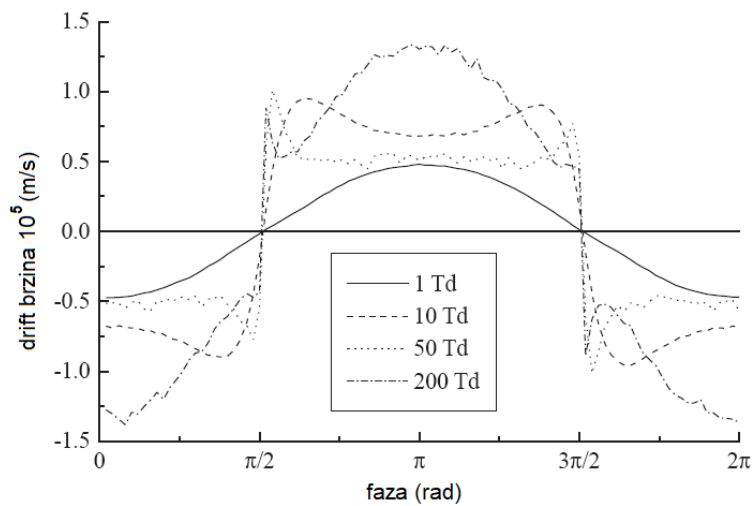
U radu (Bzenić *et al.*, 1999) analiziran je metan (CH_4) kao pozadinski gas. Na slici 1.3.4 prikazana je zavisnost v_{dr} od redukovanog DC električnog polja (E/N). Brzina drifta je izračunata Monte Karlo simulacijom.



Slika 1.3.4: Brzina drifta u funkciji od E/N za DC polje izračunata Bolcmanovim kodom (Bzenić *et al.*, 1999).

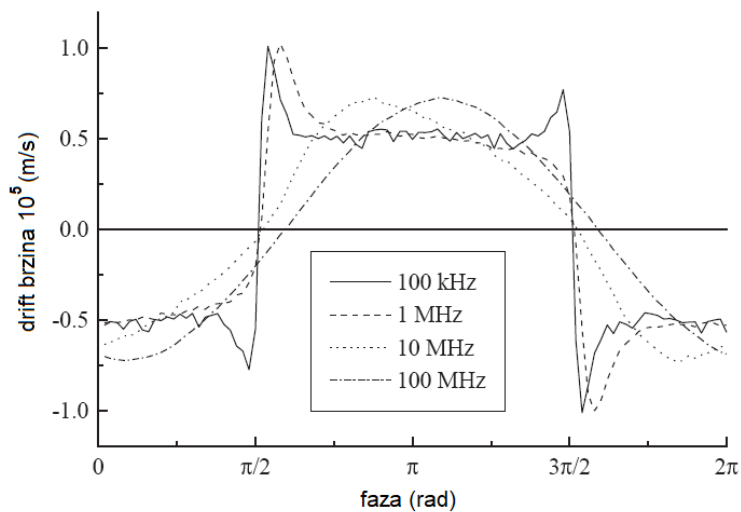
Sa slike 1.3.4 možemo primetiti da postoji region kada drift brzina ima negativan nagib. U tom opsegu vrednosti redukovanog električnog polja, autori su prikazali vremenski razloženu brzinu drifta u funkciji faze, za različite vrednosti E_0/N , za primenjeno RF polje u obliku $E(t)=E_0 \cos \omega t$, frekvencije 100 kHz i pritiska 1 Torr (slika 1.3.5).

Za najnižu vrednost $E_0/N=1$ Td vremenska zavisnost brzine drifta ima kosinusni oblik, što se može očekivati jer je pritisak od 1 Td ispod praga za NDC (slika 1.3.4). Za vrednost redukovanog polja od 10 Td javlja se široki minimum brzine drifta na mestu gde polje ima maksimum. Daljim povećanjem redukovanog polja na 50 Td maksimumi postaju oštriji. Povećanjem na 200 Td, prelazimo u region nakon minimuma brzine drifta sa slike 1.3.4 i pojavljuje se treći maksimum na slici 1.3.5 u trenutku kada polje ima maksimum.



Slika 1.3.5: Vremenski razložena brzina drifta $v_{dr}(t)$ u funkciji faze za različite vrednosti E_0/N . Vrednosti su dobijene Monte Karlo kodom za frekvenciju 100 kHz i pritisak 1 Torr (Bzenić et al., 1999).

Druga zavisnost koja je ispitivana od strane ovih autora jeste vremenski razložena brzina drifta u funkciji faze za različite primenjene frekvencije RF polja i vrednost redukovano polja od 50 Td (slika 1.3.6).

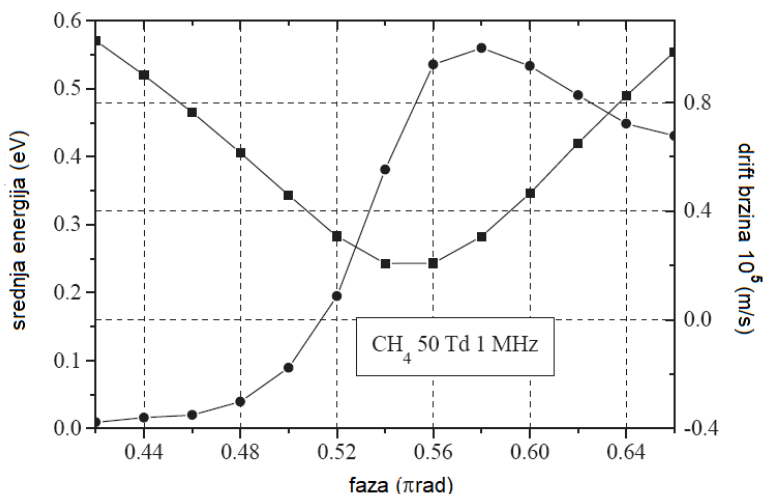


Slika 1.3.6: Vremenski razložena brzina drifta u funkciji faze za različite vrednosti frekvencije RF polja (100 kHz, 1 MHz, 10 MHz i 100 MHz). Rezultati su dobijeni Monte Karlo kodom za vrednost redukovano polja od 50 Td (Bzenić et al., 1999).

Vrednost redukovano polja na slici 1.3.6 je izabrana tako da se izbegne formiranje trećeg maksimuma u trenutku kada polje ima maksimum. Asimetrija između

maksimuma može se primetiti i na najnižoj frekvenciji od 100 kHz (slika 1.3.6). Pri povećanju frekvencije na 1 MHz prvi maksimum postaje širi, pomeren je kasnije u fazi, dok, u isto vreme, drugi maksimum nestaje. Daljim povećanjem frekvencije na 10 MHz NDC pikovi nisu razvijeni. Međutim, oblik $v_{dr}(t)$ je i dalje asimetričan i ima maksimum koji se javlja pre maksimuma polja. Ovaj maksimum predstavlja prvi maksimum drift brzine koji je pomeren ka kasnijem vremenu kao posledica ograničenog vremena relaksacije, koje je karakteristično za više frekvencije. Na frekvenciji od 100 MHz javlja se simetrični profil brzine drifta. Autori su zaključili da pikovi potiču od prvog maksimuma brzine drifta koji je pomeren ka kasnijoj fazi i nije imao dovoljno vremena da razvije svoju maksimalnu vrednost. Za još više frekvencije može se očekivati povećanje kašnjenja u fazi sve dok srednja energija ne padne dovoljno da počne da utiče na vrednost maksimuma brzine drifta.

Na slici 1.3.7 prikazana je zavisnost srednje energije i brzine drifta u trenucima kada polje menja znak. Primenjena frekvencija je 1 MHz, redukovano polje je 50 Td i pritisak 1 Torr (Bzenić *et al.*, 1999).



Slika 1.3.7: Zavisnost srednje energije elektrona (kvadrati) i brzine drifta elektrona (krugovi) u trenucima kada polje menja znak. Primenjena frekvencija je 1 MHz, redukovano polje je 50 Td i pritisak 1 Torr. Rezultati su dobijeni Monte Karlo kodom (Bzenić *et al.*, 1999).

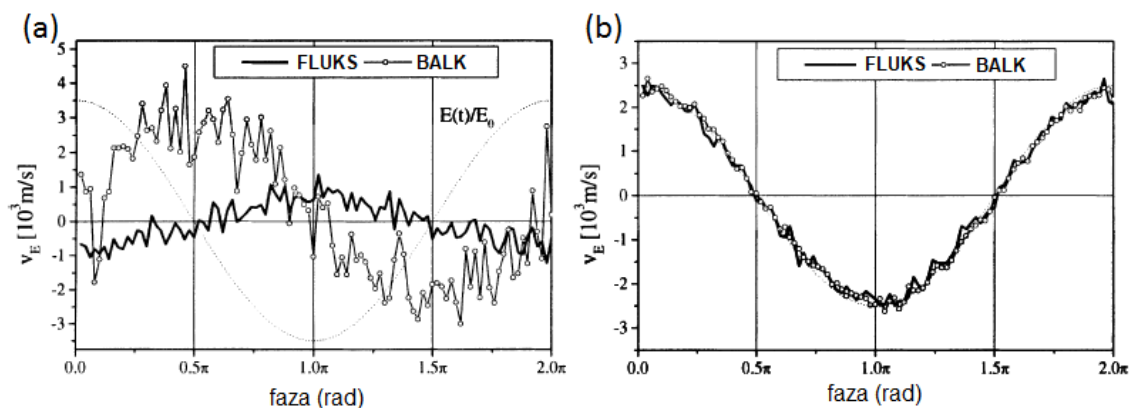
Sa slike 1.3.7 možemo videti da su obe karakteristike roja (srednja energija elektrona i brzina drifta elektrona) pomerene u vremenu u odnosu na polje. Minimum energije se

javlja na $0,56\pi$. Kada srednja energija ima minimum brzina drifta naglo raste. U isto vreme, kada srednja energija počne da raste drift brzina počne da opada i javlja se NDC. Autori su zaključili da je relaksacija energije na niske vrednosti je neophodna kako bi došlo da naglog porasta brzine drifta pri povećanju električnog polja (koje je i dalje malo).

Značaj vremenski razloženih brzina drifta jeste u njihovoj povezanosti sa deponovanom snagom od strane spoljašnjeg električnog polja roju elektrona. Deponovana snaga je jednaka konvoluciji brzine drifta i električnog polja i samim tim jako zavisi od oblika brzine drifta koji se može značajno razlikovati od očekivanog sinusoidnog oblika.

1.3.5. Negativna apsolutna provodnost

Još jedan od kinetičkih fenomena jeste negativna apsolutna provodnost. U preglednom radu (Petrović *et al.*, 2002) autori su pokazali da se negativna apsolutna provodnost može javiti u smeši F_2 (0.5%) i Ar (99.5%). Na slici 1.3.8 prikazane su fluks i balk drift brzine u RF polju sa vrednošću maksimuma od $E_0/N=0,141$ Td (Petrović *et al.*, 2002).



Slika 1.3.8: Vremenski profil brzine drifta i mešavini F_2 (0,5%) i Ar i $E_0/N=0,141$ Td pri frekvenciji od 200 MHz. Rezultati su dobijeni Monte Karlo kodom u slučaju kada je elektronski zahvat tretiran kao: a) nekonzervativni b) konzervativni proces (Petrović *et al.*, 2002).

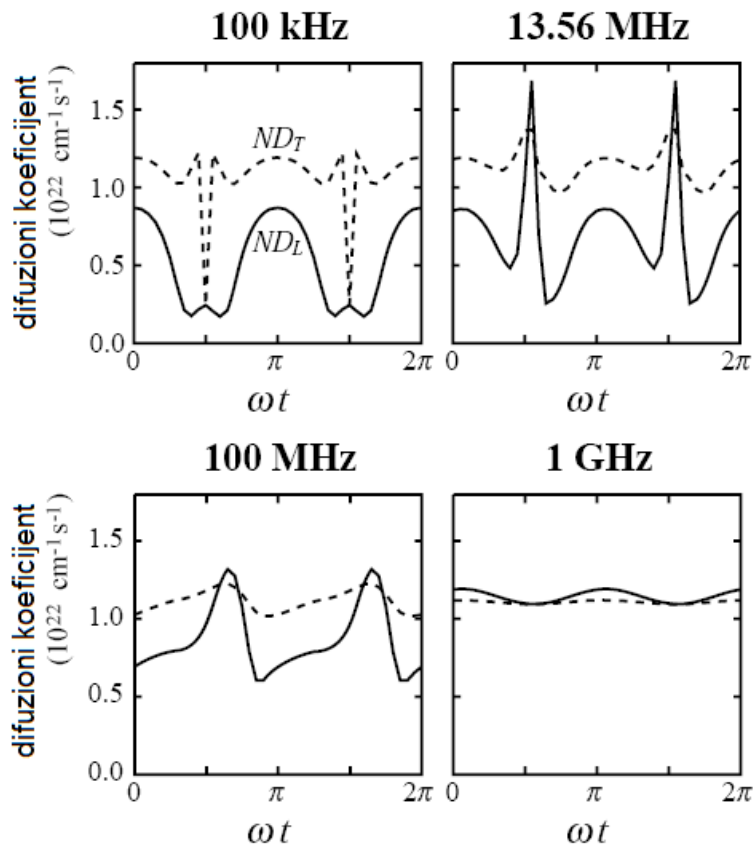
U slučaju kada postoje nekonzervativni procesi, fluks i balk brzine drifta su u suprotnim fazama, što je i slučaj sa mešom prikazanom na slici 1.3.8a, gde F_2 doprinosi

elektronskim zahvatom koji je nekonzervativni proces. Balk drift brzina je gotovo u fazi sa poljem (ima određeno kašnjenje u odnosu na RF polje), dok je fluks drift brzina u suprotnoj fazi (slika 1.3.8a). U čistom argonu fluks i balk drift brzine bi se poklopile, jer nema nekonzervativnih procesa, što se može videti i na slici 1.3.8b, gde je prikazan slučaj kada je elektronski zahvat tretiran kao konzervativan proces. Ovakvo ponašanje je posledica toga da je potrebno više vremena da se uspostavi front elektronskog zahvata koji pravi rupu u delu sa nižim energijama prostornog profila, kada polje promeni smer. Sa druge strane, relaksacija pravca kretanja je značajno brža, pa fluks drift brzina menja znak brže.

Istraživanje negativne apsolutne provodnosti (negativne mobilnosti) u RF poljima je od značaja jer mešavine gasova koje se koriste u industriji pokazuju ovu osobinu.

1.3.6. Anomalna difuzija u RF poljima

Još jedan zanimljiv kinetički fenomen koji se javlja u RF poljima jeste anomalna difuzija. Ako u svakom trenutku i impuls, i energija roja relaksiraju brže od promene RF polja, dobijamo kvazi DC situaciju. U ovom slučaju parametri roja odgovaraju aproksimaciji trenutnog polja i mogu se dobiti iz DC proračuna za dato polje. Takođe, očekivano je da oba difuziona tenzora (i longitudinalni, i transverzalni) budu jednaka termalnim izotropnim koeficijentima kada polje prolazi kroz nulu, što znači da oba difuziona tenzora treba da imaju minimum kada polje prolazi kroz nulu. Druga stvar koja je očekivana, a možemo je pretpostaviti na osnovu dela o relaksaciji energije, jeste da sa povećanjem frekvencije minimum postaje „plići“ jer roj ne stiže da relaksira. Pod anomalnom vremenskom zavisnošću longitudinalnog difuzionog tenzora podrazumevamo suprotno od pomenutog: kada polje prolazi kroz nulu, longitudinalni tenzor ima maksimum. Ova pojava je ilustrovana na slici 1.3.9 za slučaj SiH_4 kada je redukovano polje $E_0/N=160\sqrt{2}$ Td i za različite frekvencije: 100 kHz, 13,56 MHz, 100 MHz i 1 GHz (Makabe i Petrović, 2006).



Slika 1.3.9: Vremenska zavisnost longitudinalnog i transverznog difuzionog tenzora za SiH_4 kada je redukovano polje $E_0/N=160\sqrt{2} \text{ Td}$ a frekvencije: 100 kHz, 13,56 MHz, 100 MHz i 1 GHz (Makabe i Petrović, 2006).

Kao što se može videti na slici 1.3.9, transverzalna komponenta difuzionog tenzora prati očekivan trend sa malim kašnjenjem minimuma u odnosu na polje i sa nešto većom vrednošću u minimumu usled nemogućnosti roja da relaksira. Longitudinalna komponenta difuzionog tenzora pokazuje dve neočekivane osobine. Prva je da se javlja maksimum na mestu gde se očekuje minimum. Druga osobina je da sa povećanjem frekvencije, vrednost longitudinalne komponente difuzionog tenzora biva čak i veća od transverzalne vrednosti, što nikako nije očekivano pri zadatim uslovima.

Značaj anomalne difuzije jeste da se javlja kada polje menja znak, što se ne može predvideti bilo kojim efektom koji se javlja pri DC poljima. Takođe, efekat se može pokazati značajnim pri proračunima snage koju dobijaju elektroni u RF plazmama.

2. Monte Karlo tehnika

2.1. MONTE KARLO SIMULACIJA

Monte Karlo metod (eng. *Monte Carlo*, u nastavku skraćeno MC) je tehnika koja se koristi za rešavanje matematičkih i statističkih problema. Monte Karlo simulacija je skup kompjuterskih algoritama koji, koristeći Monte Karlo tehniku, reprezentuju realan sistem koji se modeluje. MC simulacija je pre svega stohastičko modelovanje koje koristi veliki broj uzorkovanja kako bi se dobile statističke karakteristike nekog sistema (događaja). Za stvaranje statistički nezavisnih uzoraka koristi se niz pseudo nasumično generisanih brojeva. Termin pseudo nasumični niz brojeva se koristi jer ne postoji potpuno nasumično izabrani niz brojeva, već se koristi deterministička procedura koju određuje kompjuter. Niz pseudo-nasumičnih brojeva se određuje iz „semena“ (eng. *seed*) i ima dugačak period pre nego što se sekvenca ponovi, dok generator ovakvog niza mora dati vrednosti koje mogu proći test za nasumičnost.

Moderna verzija MC metoda razvijena je 1940-ih od strane Stanislava Ulama i Džona fon Nojmana za potrebe izračunavanja dubine prodiranja zračenja u različitim materijalima. Ideja se zasnivala na korišćenju nasumičnih brojeva u određivanju determinističkih veličina (Forsythe i Leibler, 1950; von Neumann, 1951).

Monte Karlo tehnika u fizici rojeva i u neravnotežnoj plazmi je drugačije prirode od standardnih numeričkih MC tehnika. Tu se praktično radi simulacija realnog eksperimenta gde slučajni brojevi služe da odrede karakteristike pojedinačnih događaja posle sudara, ali tako da se zadovolje zakoni održanja i kvantnomehanička ograničenja data kroz diferencijalne i totalne preseke. MC je prvi put primenjen za transport naelektrisanih čestica u gasovima 1960-ih godina, što su uradili Ito i Muša (Itoh i Musha, 1960). Oni su MC metod koristili kako bi procenili jonizacioni koeficijent α/p_0 i brzinu drifta elektrona v_{dr} za različite vrednosti redukovano polja E/p_0 u helijumu. Nešto kasnije, Skulerud uvodi pojam nultog sudara (eng. *nullcollision*) između naelektrisane čestice i pozadinskog gasa. Pojam „nulti“ odnosi se na činjenicu da se u ovom sudaru ne menjaju komponente brzine naelektrisane čestice (Skullerud, 1968). Pri

ovakvoj obradi sudara, adekvatnim odabirom verovatnoće, naelektrisana čestica u električnom polju ima konstantnu ukupnu sudarnu frekvencu, pa jedan broj sudara, zapravo, nema nikakvog efekta (jer ne menja fizičke karakteristike čestica koje su učestvovala u sudaru). Pojam nultog sudara je uveden u trenutku kada su kompjuterski resursi bili jako ograničeni. Svrha je bila ubrzavanje koda. Međutim, postojanje prevelikog broja nultih sudara može imati suprotan efekat. Današnji kompjuterski resursi dozvoljavaju fleksibilnije kodove koji nemaju ograničenja ovog tipa.

Kod koji je korišćen u izradi ove disertacije je razvijen u Grupi za gasnu elektroniku Instituta za fiziku, Univerziteta u Beogradu. Ova grupa ima tradiciju primene MC koda na različite probleme iz oblasti fizike plazme i transporta naelektrisanih čestica, počev od transporta elektrona na visokim vrednostima E/n_0 (Stojanović i Petrović, 1998), preko modelovanja prostornih raspodela ekscitacija, u uslovima kada ekscitacija teškim česticama dominira nad elektronskim ekscitacijama (Stojanović *et al.*, 1997; Petrović i Stojanović, 1998). Dalje, ispitivan je efekat negativne mobilnosti elektrona u jednosmernim (Dyatko *et al.*, 2000) i RF poljima (Dujko *et al.*, 2003). Ono što je bitno za izradu ove disertacije i koda kojim je urađena, jesu MC kodovi koji modeluju različite kinetičke fenomene u RF poljima kao što su: anomalna anizotropna difuzija (Maeda *et al.*, 1997), vremenski razložena negativna diferencijalna provodnost (Bzenić *et al.*, 1999), vremenska relaksacija funkcije raspodele u RF poljima (Bzenić *et al.*, 1999a), test proračuni (eng. *benchmark*) u jednosmernim i RF poljima (Raspopović *et al.*, 1999), negativna pokretljivost elektrona (Šuvakov *et al.*, 2005) kao i transport jona (Ristivojević *et al.*, 2012).

2.2. MONTE KARLO KOD

Kod koji je korišćen u izradi ove doktorske disertacije je napisan u programskom jeziku C++. Osnovu koda čine procedure za određivanje trenutka sudara, tipa sudara, kao i rešavanje rasejanja kod elastičnih i neelastičnih sudara. Jedna od kritičnih komponenti svake MC simulacije jeste kvalitet generatora pseudo nasumičnih brojeva. U našem slučaju, korišćen je *ran3* algoritam (Vetterling, 2002), kojem se pri svakom pokretanju dodeljuje drugačije „seme“ iz sistemskog časovnika.

2.2.1. Modelovanje putanje elektrona u RF električnom polju

Jedan od prvih koraka u modelovanju proboja jeste izračunavanje putanje naelektrisane čestice (elektrona) pod uticajem električnog polja. Jednačina kretanja pojedinačnog elektrona je određena silama koje deluju na elektron i može biti napisana u obliku:

$$m \frac{dv}{dt} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (2.2.1)$$

gde je q naelektrisanje a m masa elektrona, \mathbf{E} je električno a \mathbf{B} magnetsko polje (u našem slučaju $\mathbf{B}=0$). Pretpostavimo da je električno polje usmereno duž x -ose, i da ima oblik $\mathbf{E} = E\cos(\omega t + \varphi)$, tako da jednačinu (2.2.1) možemo napisati u skalarnom obliku:

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{E} \quad \rightarrow \quad \frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m}E\cos(\omega t + \varphi). \quad (2.2.2)$$

Kako su nam početni uslovi x_0 i v_{x0} poznati, ukoliko jednačinu (2.2.2) rešimo sa uslovima $x(t=0) = x_0$ i $v_x(t=0) = v_{x0}$, sa unapred određenim korakom Δt , možemo jednostavno izračunati Δx i Δv_x .

2.2.2. Određivanje trenutka sudara

Nakon izračunavanja putanje kojom se kreće naelektrisana čestica neophodno je odrediti trenutak u kome čestica doživi sudar. Vremenska gustina verovatnoće da se sudar dogodi data je jednačinom:

$$p(t) = v(\varepsilon(t)) \exp\left(-\int_{t_0}^t v(\varepsilon(t')) dt'\right), \quad (2.2.3)$$

gde je v koliziona frekvencija za pojedinačni sudar data sa

$$v_i(\varepsilon(t)) = n\sigma_i(\varepsilon(t))v(t), \quad (2.2.4)$$

ε je kinetička energija čestice, v je brzina čestice, n je koncentracija čestica pozadinskog gasa, a σ_i je presek za pojedinačni sudar. Jednačina (2.2.4) je aproksimacija koja važi za čestice sa energijom daleko većom od termalne energije, odnosno pretpostavlja se da je pozadinski gas nepokretan.

Totalna koliziona frekvencija je suma pojedinačnih kolizionih frekvencija za svaki sudarni događaj i data je jednačinom

$$v_t(v) = \sum_i v_i(v). \quad (2.2.5)$$

Ukoliko se pozadinski gas sastoji iz dva ili više različitih gasova, totalna koliziona frekvencija predstavlja sumu svih kolizionih frekvencija, s tim što je svaki od pojedinačnih procesa otežinjen udelom odgovarajućeg činioca smeše.

Trenutak sudara se dalje određuje tako što iz raspodele koja je data jednačinom (2.2.3) generišemo nasumičan (slučajan) broj na intervalu $(t_0, +\infty)$ koji predstavlja trenutak sudara t_c . Pomoću generatora slučajnih brojeva, odabiramo slučajan broj r iz uniformne raspodele na intervalu $(0,1)$ za koji važi:

$$r = \int_{t_0}^{t_c} p(t) dt, \quad (2.2.6)$$

odakle, zamenom u (2.2.3), dobijamo

$$1 - r = \exp\left(-\int_{t_0}^{t_c} v_t(\varepsilon(t)) dt\right). \quad (2.2.7)$$

Logaritmovanjem obe strane jednačine (2.2.7) dolazimo do jednačine:

$$-\ln(1 - r) = \int_{t_0}^{t_c} v_t(\varepsilon(t)) dt. \quad (2.2.8)$$

U opštem slučaju, jednačina (2.2.8) nije analitički rešiva. Zato se mora pristupiti numeričkom određivanju trenutka sudara t_c . Mi ćemo koristiti pristup sudarne sume.

Za svaku česticu pojedinačno, na početku simulacije i nakon svakog sudara, određuje se ciljana vrednost sudarne sume

$$S_0 = -\ln(r), \quad (2.2.9)$$

a zatim se vrednost integrala iz jednačine (2.2.8) aproksimira sumom

$$S = \sum v_t(t)\Delta t, \quad (2.2.10)$$

tako što se vreme подели na male intervale Δt . Zatim se čestica pomera za konačno malo vreme Δt dok se ne dobije $S_0=S$. Da bismo što preciznije odredili trenutak sudara, koristimo metodu polovljenja. U iteraciji u kojoj vrednost sudarne sume premaši ciljanu vrednost S_0 , čestica se vraća jedan korak unazad, a vremenski korak Δt se prepola. Ovaj postupak se ponavlja sve dok se vrednost sudarne sume dovoljno ne približi ciljanoj vrednosti. Kada se to postigne, sudar se dogodio, sudarna suma se vraća na nultu vrednost, dok u kodu nastavljamo sa obradom sudara.

2.2.3. Određivanje tipa sudara

Nakon što se odredi trenutak sudara na prethodno objašnjen način, treba odrediti koji se tip sudara dogodio. Verovatnoća da se određeni sudar dogodi proporcionalna je kolizionoj frekvenci za dati sudar. Koliziona frekvencija za pojedinačni i -ti tip sudara se može odrediti iz jednačine za totalnu kolizionu frekvenciju (2.2.5) i data je jednačinom

$$P_i = \frac{v_i(\varepsilon)}{v_t(\varepsilon)}, \quad \sum_i P_i = 1, \quad (2.2.11)$$

Odabirom slučajnog broja r može se odrediti da će se proces k desiti ako je zadovoljena relacija

$$\sum_{j=1}^{k-1} P_j < r < \sum_{j=1}^k P_j. \quad (2.2.12)$$

2.2.4. Obrada sudara: elastični i neelastični sudari

Sledeći korak nakon određivanja trenutka i tipa sudara jeste njegova obrada, odnosno rešavanje jednačina rasejanja u slučajevima elastičnih i neelastičnih sudarnih procesa. Pod rešavanjem se podrazumeva određivanje brzina (intenziteta i smer) nakon sudara. U slučaju konzervativnih sudara brzine se određuju iz zakona održanja energije i impulsa. Definišaćemo sledeće promenljive:

\vec{v} i m - brzina i masa čestice projektila,

\vec{V} i M - brzina i masa čestice mete,

\vec{v}_{cm} - brzina centra mase sistema,

$\underline{\vec{v}} = \vec{v} - \vec{v}_{cm}$ - brzina čestice projektila definisana u sistemu centra mase,

$\underline{\vec{V}} = \vec{V} - \vec{v}_{cm}$ - brzina čestice mete definisana u sistemu centra mase,

$\underline{\vec{v}}'$ - brzina projektila nakon sudara definisana u sistemu centra mase,

$\underline{\vec{V}}'$ - brzina mete nakon sudara definisana u sistemu centra mase.

Impuls unutar sistema centra mase jednak je nuli, iz čega sledi

$$m|\underline{\vec{v}}| = M|\underline{\vec{V}}|. \quad (2.2.13)$$

Iz zakona održanja energije sledi

$$\frac{1}{2} \left[\underline{M} |\vec{v}_{cm}|^2 + m |\underline{\vec{v}}|^2 + M |\underline{\vec{V}}|^2 \right] = \frac{1}{2} \left[\underline{M} |\vec{v}_{cm}|^2 + m |\underline{\vec{v}}'|^2 + M |\underline{\vec{V}}'|^2 \right] + \Delta E, \quad (2.2.14)$$

gde je $\underline{M} = m + M$ ukupna masa sistema, a ΔE je energija praga za posmatrani proces. Za slučaj konzervativnih sudara ukupna masa i brzina centra mase ostaju iste pre i posle sudara, pa jednačina (2.2.14) dobija jednostavniji oblik

$$m |\underline{\vec{v}}|^2 + M |\underline{\vec{V}}|^2 = m |\underline{\vec{v}}'|^2 + M |\underline{\vec{V}}'|^2 + 2\Delta E. \quad (2.2.15)$$

Ukoliko jednakost (2.2.13) iskoristimo u jednačini (2.2.15), dobijamo intenzitet brzine čestice projektila nakon sudara u sistemu centra mase:

$$|\underline{v}'| = \sqrt{|\underline{v}|^2 - \frac{\mu}{m^2} 2\Delta E}, \quad (2.2.16)$$

gde je $\mu = mM/(m + M)$. Kada smo odredili intenzitet brzine čestice projektila nakon sudara, treba odrediti smer vektora brzine. Ugao pod kojim se rasejava čestica definisan je diferencijalnim presekom za proces $\sigma(v, \theta, \varphi)$ koji predstavlja verovatnoću da se čestica raseje u jedinični prostorni ugao i povezan je sa presekom za sudar sledećim izrazom:

$$\sigma_0(v) = \iint \sigma(v, \theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (2.2.17)$$

Kako je rasejanje po azimutalnom uglu uniformno, jednačina (2.2.17) se može napisati u pojednostavljenom obliku:

$$\sigma_0(v) = 2\pi \iint \sigma(v, \theta) \sin\theta d\theta. \quad (2.2.18)$$

Konačno, jedinični vektor \vec{i} za brzinu rasejane čestice u sistemu centra mase dobijamo slučajnim odabirom ugla θ iz raspodele definisane diferencijalnim presekom i uniformnim odabirom ugla $\varphi \in (0, 2\pi)$. Konačna brzina čestice projektila je data jednačinom

$$\vec{v}' = \vec{v}_{\text{cm}} + \vec{i}|\underline{v}'|. \quad (2.2.19)$$

3. Elektronski podržan proboj u argonu u promenljivom električnom polju

Izučavanje rojeva u RF poljima traje već preko osamdeset godina, počevši od radova Alisa, Holstina, Gureviča i drugih (Alis, 1956; Alis i Brown, 1952; Holstein, 1948; Ginburg i Gurevich, 1960), pa sve do novijih istraživanja i dalje baziranih na približnim razvojima Bolcmanove jednačine, ali uz realno predstavljanje sudarnih procesa (Goto i Makabe, 1990; Makabe *et al.*, 1992; Wilhelm i Winkler, 1969). Prvi tačni proračuni osobina rojeva u vremenski promenljivim poljima urađeni su pomoću Monte Karlo simulacija (Bzenić *et al.*, 1999) i numeričkim rešavanjem vremenski zavisne Bolcmanove jednačine (Dujko *et al.*, 2011; White *et al.*, 2002), ovde pod terminom „tačni“ podrazumevamo proračune koji nisu ograničeni nekom aproksimacijom, kao što je to momentum transfer teorija ili rešavanje Bolcmanove jednačine sa rojevima do dva člana po prostornim harmonicima (Makabe *et al.*, 1992).

Pored ovih istraživanja, tekla su i aproksimativna kombinovana eksperimentalna i teorijska istraživanja proboja koja su se oslanjala na pojednostavljene poluanalitičke formule (Kihara, 1952; Raizer, 1991; Klas *et al.*, 2015). U isto vreme, objavljeni su hibridni i PIC (eng. *Particle-In-Cell*) modeli RF plazmi koji uključuju rane faze porasta jonizacije (Goto i Makabe, 1990; Lee *et al.*, 2008; Kushner, 2009). Poslednjih godina, nameće se kompjutersko modelovanje i simulacije kao efikasno sredstvo koje upotpunjuje eksperimente i analitičke modele. PIC simulacije koje su spregnute sa MC simulacijama koriste se za istraživanje fundamentalnih procesa u kapacitivno spregnutim RF pražnjenjima (Donko, 2011; Varbonecoeur, 2005; Birdsall i Langdon, 1985; Birdsall, 1991). Moramo napomenuti da se Monte Karlo simulacije u PIC kodovima sprovode sa veoma različitim nivoom pažnje posvećene procesu sudara i praćenja trajektorija kao procesima uzorkovanja različitih transportnih osobina roja.

Nakon pregleda literature nameću se dve tehnike: Monte Karlo i PIC (koji je verifikovan detaljnim test proračunima – eng. *benchmark*). Odgovor na pitanje koju od tehnika treba primeniti na modelovanje RF proboja, dobićemo kratkim opisom početka proboja. Zamislimo slučaj kada se ansambl elektrona ubaci između dve elektrode koje

su napajane promenljivim električnim poljem. Elektroni će krenuti ka pozitivno napajanoj elektrodi sve dok se ne promeni smer polja, koje će ih „naterati“ da krenu ka suprotnoj elektrodi. U zavisnosti od amplitude primenjenog promenljivog električnog polja i od rastojanja između elektroda, ansambl elektrona će se kretati između dve elektrode bez kontakta sa elektrodama ili će trpeti određene gubitke pri sudaru sa istima.

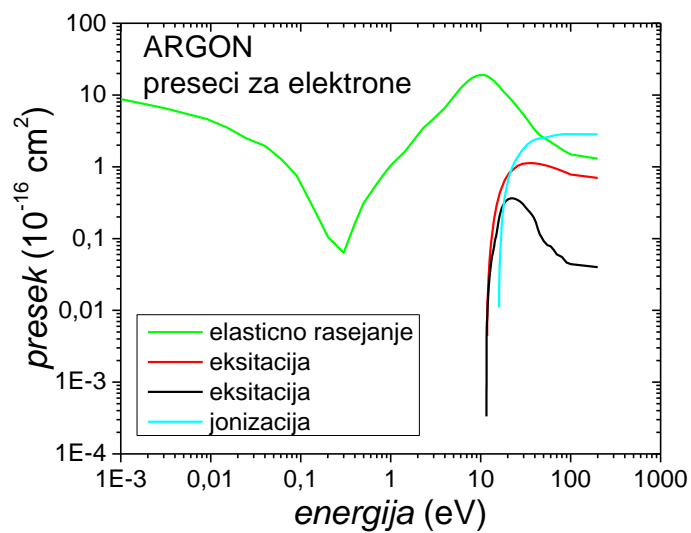
U trenutku proboja, kada postoji uvećanje broja elektrona, usled malog nivoa jonizacije još uvek ne postoji nagomilano prostorno naelektrisanje u blizini elektroda, te nema ni prielektrodne oblasti sa prostorno zavisnim električnim poljem. U slučaju samog proboja, kretanje ansambla elektrona je definisano jedino spoljašnjim promenljivim električnim poljem. Drugim rečima, posmatramo roj naelektrisanih čestica u vremenski promenljivom električnom polju.

Iako PIC računarski kodovi mogu da sadrže i MC deo kojim se obrađuju sudari, prednost PIC-a jeste u mogućnosti izračunavanja polja u svakoj tački u prostoru između dve napajane elektrode. Tačke su određene odabirom mreže po kojoj će se vršiti proračuni. Kao što smo pomenuli, u trenutku proboja smatramo da je polje određeno isključivo spoljašnjim električnim poljem tako da ova prednost PIC kodova ne dolazi do izražaja u našem slučaju. Sa druge strane, kretanje roja naelektrisanih čestica u prethodno definisanom spoljašnjem električnom polju se veoma lepo može modelovati MC tehnikom. Shodno tome, MC predstavlja očigledan izbor za modelovanje proboja u gasovima.

Rezultati koji će biti prezentovani u ovoj disertaciji urađeni su MC kodom koji je dobro testiran i u mogućnosti je da izračuna vremenski zavisne transportne podatke (Raspopović *et al.*, 1999; Petrović *et al.*, 2002). U isto vreme, posmatraćemo vremenski razvoj plazme kroz slabo jonizovane faze kako bismo testirali primenljivost transportnih koeficijenata i fluidnih modela u opisu slabo jonizovanih plazmi.

Prva izračunavanja su urađena u argonu, kao pozadinskom gasu, i na frekvenciji od 13,56 MHz. Argon je izabran jer je atomski gas sa jednostavnih spektrom energetskih prelaza. Samim tim, sa njim se lako radi. Sa druge strane, argon je veoma dobro analiziran gas, odnosno set potrebnih preseka za sudare elektrona sa česticama pozadinskog gasa dobro je ispitan i pouzdan. Set uključuje presek za elastični sudar, dva

preseka za ekscitacije i presek za jonizaciju (slika 3). Ovo je efektivni set preseka gde svaki od neelastičnih procesa uključuje efekte velikog broja pobuđenih stanja, ali, kako nećemo posmatrati pojedinačne preseke između stanja, ovaj set je dovoljan jer na jednostavan način predstavlja argon kao gas i daje tačne funkcije raspodele. Kao test se može navesti analiza transportnih koeficijenata koju je sproveo Phelps sa saradnicima (Morgan, 1990; Phelps i Petrović, 1999).

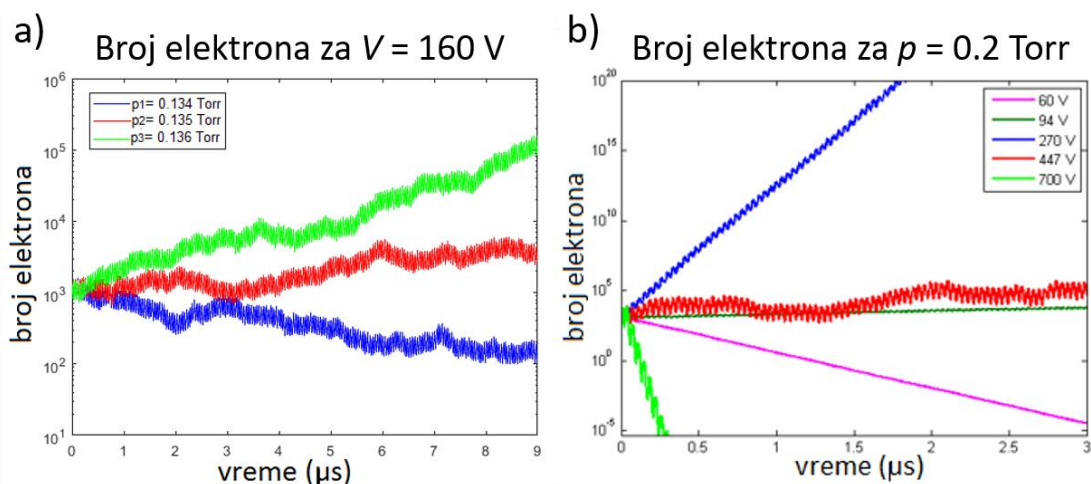


Slika 3: Set preseka za sudare elektrona sa česticama pozadinskog gasa za argon (https://jila.colorado.edu/~avp/collision_data/electronneutral/). Set obuhvata elastično rasejanje, dve ekscitacije i jonizaciju.

U početnom trenutku, elektroni kreću iz sredine međuelektrodnog rastojanja dve planparalelne elektrode beskonačnih dimenzija. Sredina međuelektrodnog rastojanja je izabrana da smer električnog polja ne utiče na simulaciju. Ako bismo izabrali početni položaj bliži nekoj od elektroda morali bismo da vodimo računa da smer polja bude usmeren ka daljoj elektrodi. U suprotnom, u zavisnosti od amplitude polja, dešavalo bi se da već u prvoj polovini perioda gotovo svi elektroni budu apsorbirani na bližoj elektrodi. Svi elektroni kreću bez početne energije. Svako dalje kretanje elektrona zavisi od primenjenog RF polja, generatora slučajnih brojeva i na osnovu rešenja kinetičkih jednačina i jednačina balansa. Za početak, ne postoje efekti na površinama elektroda (emisija sekundarnih elektrona i refleksija), tako da svaki elektron koji dođe do elektrode biva obrisan iz sistema.

3.1. ODREĐIVANJE TRENUTKA PROBOJA

Generalno gledano, proboj se dešava u trenutku kada broj naelektrisanih čestica krene da raste pri povećanju spoljašnjeg polja, bilo da je reč o DC ili promenljivim poljima. U DC poljima se jednostavno može postaviti granična vrednost broja elektrona koja je jednaka početnom broju elektrona puštenih sa katode. Kada se broj novonastalih elektrona izjednači sa ovim brojem, možemo reći da je došlo do proboja. Pri promenljivim poljima broj naelektrisanih čestica (u našem slučaju elektrona) osciluje u toku jednog perioda polja. Amplituda oscilovanja zavisi od amplitude (jačine) polja, tako da je gotovo nemoguće odrediti graničnu vrednost, kao fiksni broj, iznad koje se može reći da je došlo do proboja. Na osnovu navedenog, može se zaključiti da je potreban drugačiji pristup, ili bar modifikovan. Osnova ostaje ista, broj nofonastalih elektrona mora prevazići broj nestalih. Razlika je u tome što nećemo posmatrati posebno mehanizme koji stvaraju i one koji brišu elektrone iz sistema, već ćemo posmatrati kako se efektivni broj elektrona ponaša u dužem vremenskom periodu (minimum par stotina perioda polja), a ne njihovu trenutnu vrednost. Ukoliko kriva koja predstavlja broj elektrona u dužem vremenskom intervalu eksponencijalno raste (u logaritamskoj skali je monotono rastuća), kažemo da, pri datim početnim uslovima, imamo proboj. Na slici 3.1. prikazana su dva primera odrađivanja probojne tačke (V , p).

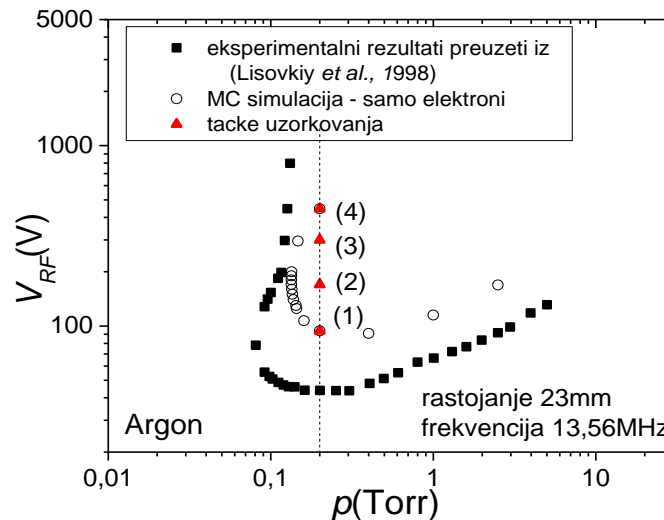


Slika 3.1.1: Vremenska zavisnost simuliranog broja elektrona za: a) fiksiran napon od 160 V i različite pritiske i b) za fiksiranu vrednost pritiska od 0,2 Torr i različite napone. Pozadinski gas je argon, frekvencija 13,56 MHz, a rastojanje između elektroda je 23 mm (Puač et al., 2018).

Na slici 3.1.1a je prikazano određivanje probojne tačke u uslovima niskih pritisaka i visokih napona (leva grana naponske probojne krive). Probojna tačka se određuje fiksiranjem napona (160 V) i menjanjem pritiska za prethodno definisani korak $\Delta p=0,001$ Torr (što predstavlja rezoluciju našeg određivanja pritiska). Pri $p=0,134$ Torr (plava kriva na slici 3.1.1a) broj elektrona opada sa vremenom, odnosno nema proboja. Međutim, već pri malom povećanju na $p=0,135$ Torr (crvena kriva na slici 3.1.1b) možemo primetiti blag porast broja elektrona i sa sigurnošću reći da proboj nastaje pri $V=160$ V i $p=0,135$ Torr. Ovo povećanje je posledica blagog povećanja broja jonizacija usled povećanja koncentracije čestica pozadinskog gasa (u odnosu na p_1), odnosno povećava se broj sudara. Preciznija vrednost pritiska (ako je to potrebno) može se dobiti interpolacijom između dve najbliže vrednosti pritiska, p_1 i p_2 . Na slici 3.1.1b je prikazan inverzni slučaj: proboj se određuje fiksiranjem pritiska ($p=0,2$ Torr) i povećanjem napona. Ova tačka odgovara desnoj grani naponske probojne krive. Slika 3.1.1b je više ilustrativnog karaktera, u smislu da nisu date krive za napone sa korakom od $\Delta V=1$ V koji je korišćen, već je prikazana jedna od osobina naponsko probojnih krivih u RF poljima, a to je postojanje dva probojna napona za jednu vrednost pritiska. Na slici možemo izdvojiti dve granične vrednosti napona (94 V i 447 V; tamnozeleno i crvena kriva), u kojima se broj elektrona „jedva“ održava. Upravo ove vrednosti napona na pritisku od 0,2 Torr predstavljaju tačke na naponskoj probojnoj krivi. Između ovih vrednosti postoji veliki porast u koncentraciji naelektrisanih čestica, što bi u realnom eksperimentu „gurnulo“ radnu tačku ka jednoj od dve vrednosti napona. Rezultati unutar granica (94 V i 447 V) imaju pozitivan trend rasta, dok izvan granica imaju negativan trend (broj elektrona jako brzo opada na naponima 60 V i 700 V).

3.2. NAPONSKA PROBOJNA KRIVA – PROSTORNE RASPODELE KONCENTRACIJE ELEKTRONA I JONIZACIJA KAO POTENCIJAL ZA POSTIZANJE PROBOJA

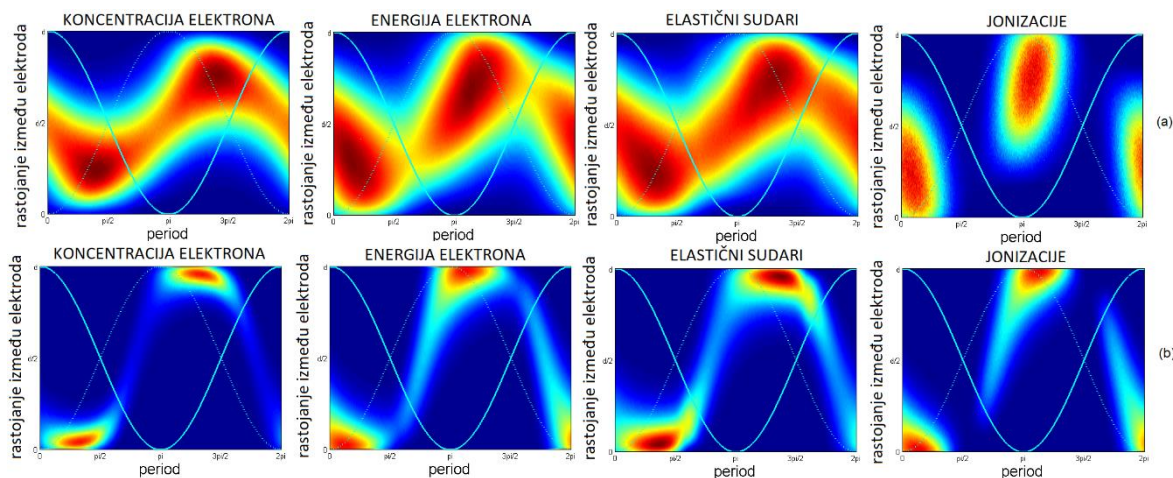
Na osnovu probojnih tačaka određenih na način prikazan u poglavlju 3.1.1 možemo nacrtati naponsku probojnu krivu, prikazanu na slici 3.2.1. Kriva je dobijena MC simulacijom koja uključuje samo elektrone, kao čestice koje se prate u sistemu (crveni krugovi), i upoređena je sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (plavi kvadrati, Lisovskiy i Yegorenkov, 1998). Rastojanje između elektroda je 23 mm i frekvencija je 13,56 MHz, a pozadinski gas je argon.



Slika 3.2.1: Poređenje naponske probojne krive za RF proboj u argonu sa eksperimentalnim rezultatima (Lisovskiy i Yegorenkov, 1998) na 13,56 MHz i rastojanju između elektroda od 23 mm. MC simulacija uključuje samo elektrone. Vertikalna linija koja je povučena na $p=0,2$ Torr ističe tačke uzorkovanja prikazane na slikama 3.2.2 i 3.2.3 (Puač et al., 2018).

Kao što smo istakli na slici 3.1.1. pri pritisku $p=0,2$ Torr postoje dve granične vrednosti napona u kojima dolazi do proboja, 94 V i 447 V, odnosno postoji region dvostrukih vrednosti probojnih napona u levoj grani naponske probojne krive (Savić et al., 2011; Puač et al., 2018). Da bismo bolje razumeli fiziku koja predstavlja pozadinu ove osobine probojne naponske krive, posmatraćemo prostorno-vremenski razvoj profila: koncentracije elektrona i njihove srednje energije, elastičnih sudara i jonizacija (slika

3.2.2). Simulacija je urađena za argon kao pozadinski gas na frekvenciji od 13,56 MHz, a rastojanje između elektroda je 23 mm.

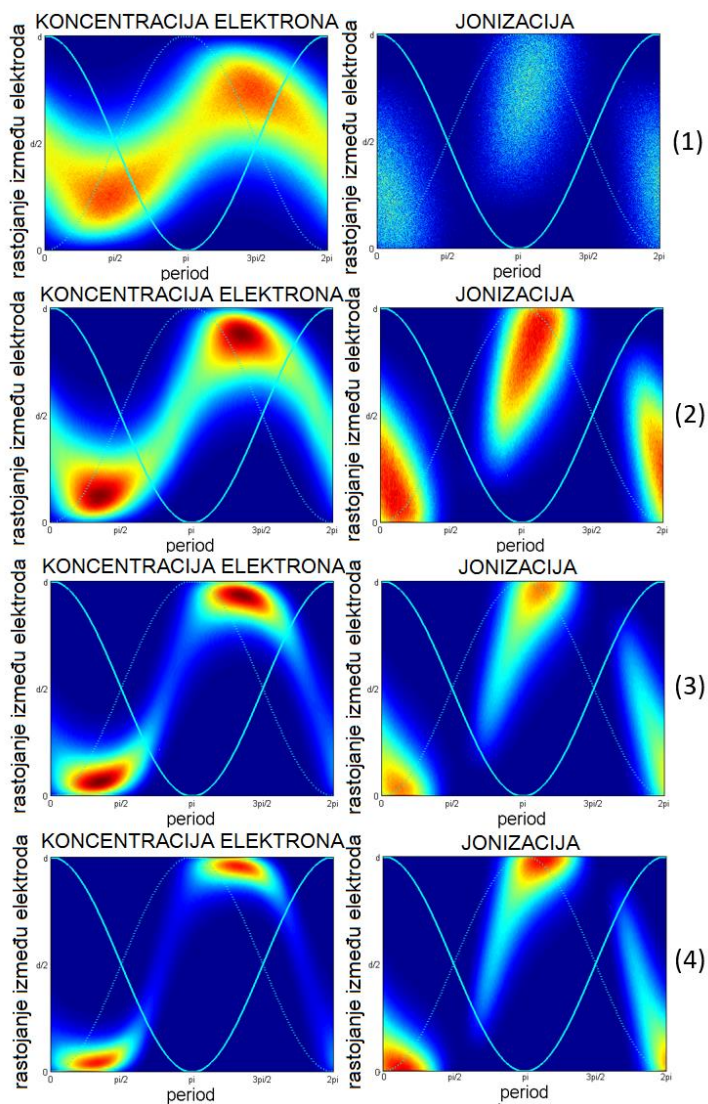


Slika 3.2.2: Prostorne raspodele: koncentracije elektrona, srednje energije, elastičnih sudara i jonizacija na pritisku $p=0,2$ Torr i dva probojna napona: a) $V=94$ V i b) $V=447$ V (tačke su označene crvenim trouglovima na slici 3.2.1). Svetloplava linija predstavlja primenjeno RF polje, a isprekidana plava linija predstavlja polje sa negativnim znakom, kako bismo opisali silu koja deluje na elektrone. Rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz (Puač et al., 2018).

Posmatrajmo vertikalnu na $p=0,2$ Torr. Krenimo od napona koji se nalazi ispod naponske probojne krive, ispod 94 V. Povećanjem napona prvo nailazimo na nižu probojnu tačku, $V=94$ V. Pri ovom naponu većina elektrona još uvek ne doseže do elektroda (slika 3.2.2a, prvi profil koncentracije elektrona). Profil elektronskog roja je širok, ne u potpunosti sinusoidan, ali prati oblik polja. Može se uočiti maksimum koncentracije, elastičnih sudara i jonizacije u trenutku kada je roj najbliži elektrodama. Maksimumi imaju veliko kašnjenje u odnosu na polje i kreću ka centru međuelektrodnog rastojanja ne nakon što polje prođe svoju maksimalnu vrednost, već kad promeni znak (prođe kroz nultu vrednost). Što se tiče jonizacija, samo dva regiona koja su bliska maksimumu polja, u blizini elektroda, sadrže elektrone koji imaju dovoljno energije da jonizuju. Zato su regioni gde se događaju jonizacije strogo odvojeni jedan od drugog.

Daljim povećanjem napona dolazimo do druge probojne tačke sa probojnim naponom $V=447$ V. Prostorno-vremenski profili su znatno uži i postoji jako preklapanje roja elektrona sa elektrodama. Roj je blago odvojen od elektroda (koncentracija elektrona na slici 3.2.2b), dok se elektroni sa najvišim energijama (oblast obojena crvenom bojom na

slici 3.2.2b koja prikazuje profil srednje energije elektrona) značajno preklapaju sa njima. To znači da elektroni koji imaju visoke energije, a samim tim i najveće šanse da jonizuju i naprave novi elektron, dolaze do granica sistema i bivaju izbrisani.



Slika 3.2.3: Prostorno-vremenski profili koncentracije elektrona i jonizacija za fiksni pritisak od 0,2 Torr i napone: 1) 94 V, 2) 170 V, 3) 300 V i 4) 447 V. Tačke su obeležene na naponskoj probnoj krivi na slici 3.2.1. Gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz (Puač et al., 2018).

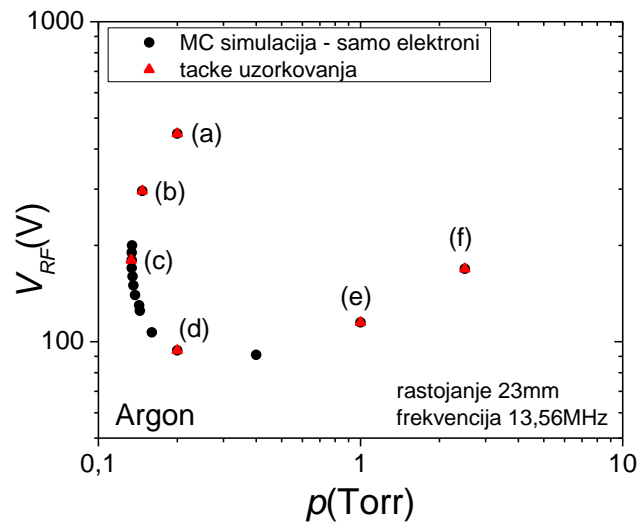
Postojanje oblasti naponske probojne krive gde jednoj vrednosti pritiska odgovaraju dve vrednosti probojnog napona može se objasniti na sledeći način. Pri nižem probojnom naponu, 94 V, mali gubitak elektrona na elektrodama se može kompenzovati jonizacijom u gasu, tako da svaki porast napona vodi ka povećanju jonizacije. Ukoliko isti pristup primenimo na viši probojni napon, 447 V, povećavamo jonizaciju, ali isto

tako povećavamo i gubitke elektrona na elektrodama. To je posledica toga što pri svakom povećanju napona „guramo“ elektrone bliže elektrodama. Gubitke možemo proceniti ukoliko zamislimo preostali deo roja elektrona koji se prostire preko granica elektroda. Ovaj deo roja značajno raste sa povećanjem napona, sve dok ne postane dovoljno velik da povećanje jonizacije u gasu ne može kompenzovati gubitke na elektrodama, pa se pražnjenje samo gasi.

Na slici 3.2.3 prikazani su prostorno-vremenski profili koncentracije elektrona i jonizacija za četiri tačke duž konstantnog pritiska $p=0,2$ Torr, obeležene na slici 3.2.1. Sa povećanjem napona vidimo kako se povećava amplituda oscilovanja elektronskog oblaka i elektroni bivaju prilepljeni za elektrode. To, naravno, utiče na lokaciju gde se jonizacije najčešće dešavaju. Sa povećanjem napona jonizacioni „oblak“ se približava elektrodama i jako brzo biva odsečen granicom gde se nalaze elektrode. To praktično znači da sa dovoljnim povećanjem napona region gde se dešava najveći broj jonizacija biva izgubljen i do tih jonizacija nikada neće doći. Pri nižim naponima (94 V i 170 V) elektronski oblak osciluje unutar međuelektrodnog rastojanja uz minimalan ili čak zanemarljiv kontakt sa elektrodama, a svi potencijali za jonizovanje u gasu su iskorišćeni.

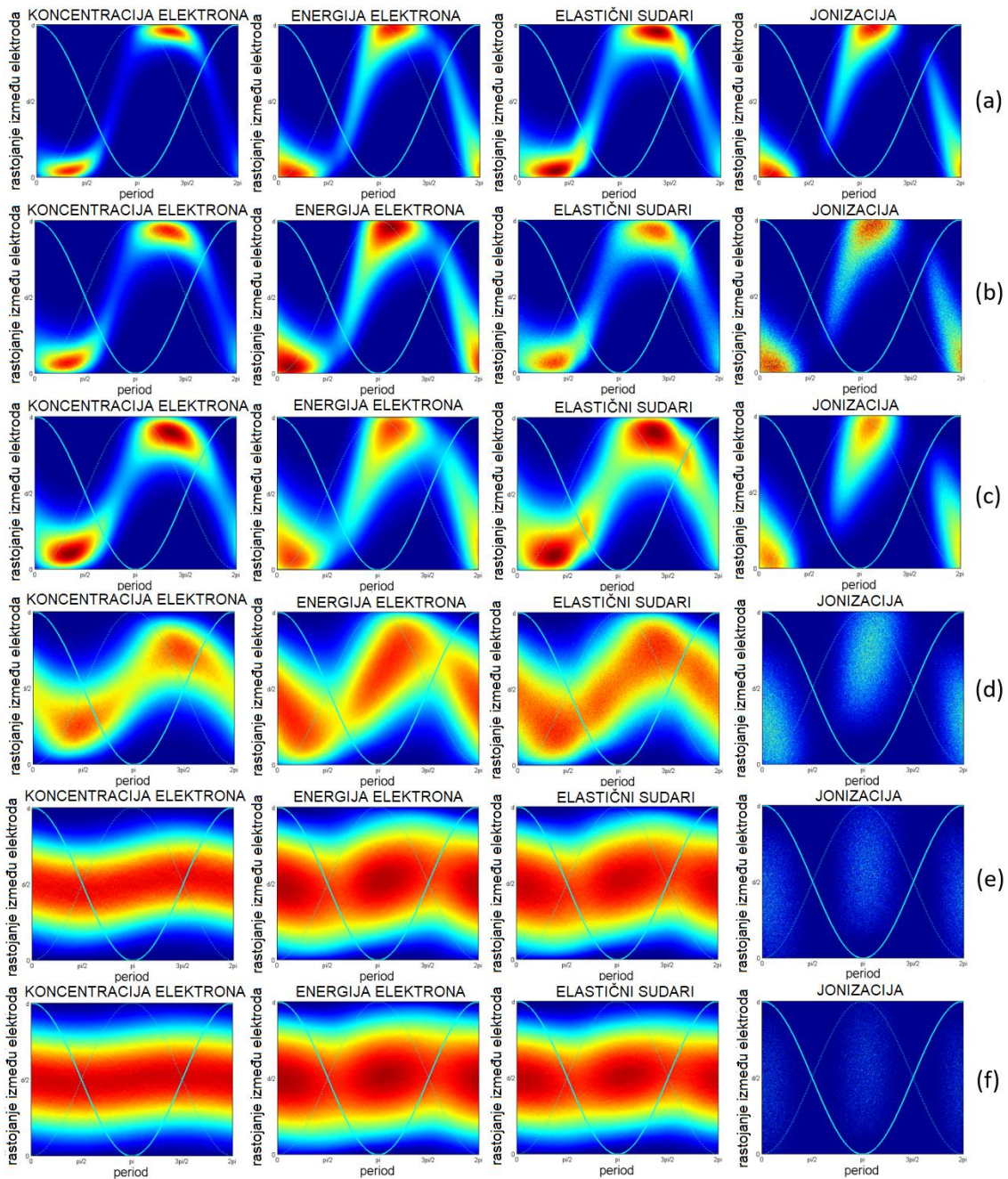
3.3. PROMENA PROSTORNO-VREMENSKIH PROFILA DUŽ NAPONSKE PROBOJNE KRIVE

Nakon razmatranja prostorno-vremenskih profila pri konstantnom pritisku u regionu gde postoje dva probojna napona za jednu vrednost pritiska, analizu ćemo nastaviti posmatranjem kako se prostorno-vremenski profili menjaju duž naponske probojne krive. Na slici 3.3.1 prikazana je naponska probojna kriva dobijena za argon na frekvenciji od 13,56 MHz i rastojanju između elektroda od 23 mm. Na slici su obeležene i tačke u kojima ćemo prikazati prostorne profile.



Slika 3.3.1: Probojna naponska kriva sa obeleženim tačkama uzorkovanja. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz (Puač et al., 2018).

Profili na slici 3.3.2a i 3.3.2d su ponovljeni sa slike 3.2.2 i predstavljaju granične probojne tačke na vertikali sa konstantnim pritiskom $p=0,2$ Torr. Profili na slikama 3.3.2b i 3.3.2c se nalaze na levoj grani koja jako brzo raste. Jasno je da pri tim uslovima promenljivo polje uspeva da u vremenu od pola perioda „gurne“ elektrone u neposrednu blizinu elektroda. Glavno pitanje u ovoj grani naponske probojne krive jeste da li se gubici elektrona na elektrodama mogu izbalansirati sa produkcijom elektrona u neposrednoj blizini elektroda.



Slika 3.3.2: Prostorno-vremenski profili: koncentracije elektrona, srednje energije, elastičnih sudara i jonizacija za sledeće uslove: a) 447 V, 0,2 Torr, b) 296 V, 0,147 Torr, c) 180 V, 0,1335 Torr, d) 94 V, 0,2 Torr, e) 115 V, 1 Torr i f) 169 V, 2,5 Torr. Tačke su obeležene na slici 3.2.1 (Puač et al., 2018).

Kao rezultat balansa gubitka i produkcije elektrona maksimum profila srednje energije elektrona i maksimum jonizacija se dešavaju u neposrednoj blizini elektroda i odmah nakon što je polje dostiglo svoj maksimum. Sa druge strane, maksimum profila koncentracije elektrona se javlja nešto kasnije, jer je on posledica iznenadnog povećanja

broja jonizacija. Profil elastičnih sudara bolje „prati“ profil koncentracije elektrona, dok profil jonizacija više odgovara profilu srednje energije elektrona.

Profili na slici 3.3.2c približavaju se onima koji odgovaraju nižoj probornoj tački iz analize u poglavlju 3.2 i prikazani su na slici 3.3.2d kada se većina jonizacija dešava u balku pražnjenja, a ceo roj elektrona jedva dodiruje elektrode. Balans između gubitaka i produkcije elektrona, kao što je prikazao na slici 3.3.2d, deluje optimalno jer su gubici minimalni, dok veliki broj sudara daje puno prilika da se gubici kompenzuju. Kada se pritisak povećava (za fiksno rastojanje d), povećava se broj sudara sa česticama pozadinskog gasa. Samim tim teže je dostići više energije, tako da proborni napon raste polako. Što je značajnije, profil koncentracije elektrona gubi svoj oštri vrh maksimalnog broja čestica i postaje bliži sinusoidnom obliku u centru međuelektrodnog rastojanja, sa koncentracijama elektrona koje nestaju usled gubitaka na elektrodama posle difuzije. Srednja energija još uvek prati oblik promenljivog polja sa određenim kašnjenjem. Slična modulacija profila se može primetiti i kod elastičnih sudara, što je posledica zavisnosti preseka od energije. Bitno je istaći da se sudari dešavaju u obe polovine međuelektrodnog prostora, dok profil koncentracije elektrona ne pokazuje potpunu migraciju ka jednoj od elektroda. Kao rezultat, elektroni sa energijama koje prelaze prag za jonizaciju prostiru se u obe polovine međuelektrodnog rastojanja, tako da se i jonizacija, koliko god da je slaba, prostire na isti način (slika 3.3.2e, 3.3.2f).

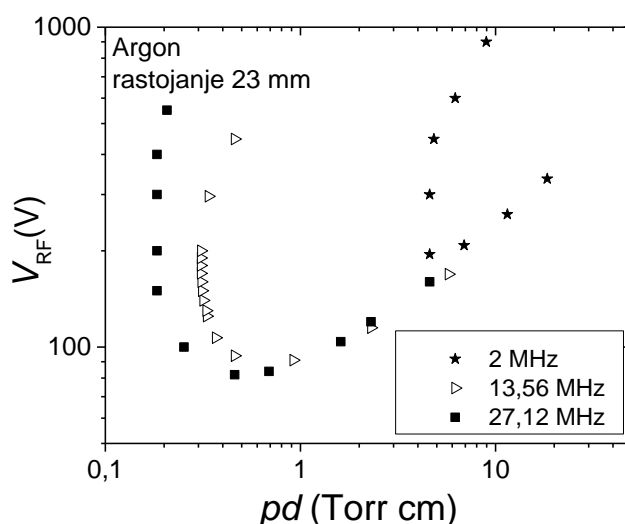
3.4. ZAKLJUČAK

Određivanje tačke proboja na naponskoj probnoj krivi je donekle drugačije u probjima pri RF u odnosu na proboj pri DC električnim poljima. Pokazali smo da je u slučaju RF polja neophodno posmatrati kretanje broja elektrona u dužem vremenskom intervalu, jer usled promenljivog polja i broj elektrona osciluje u toku jednog perioda. Iako naš trenutni model uključuje samo elektrone, videli smo da je moguće dobiti krivu koja ima oblast dvostrukih vrednosti probnog napona za istu vrednost probnog pritiska, što nije karakteristično za DC krive.

Analizom prostorno-vremenskih profila duž naponske probne krive ukazali smo na fizičku pozadinu proboja. Pojednostavljena fenomenologija, gde se elektronski oblak kreće od jedne ka drugoj elektrodi pod uticajem promenljivog polja, nije uvek tačna, naročito na višim pritiscima, gde se može postići zadovoljavajući broj jonizacija dok elektroni prelaze znatno kraća rastojanja. Na nižim pritiscima uslov da elektroni dođu do elektrode je ispunjen na račun većeg probnog napona. U ovim uslovima proboj je određen balansom između nfonastalih elektrona i porasta srednje energije. Zato je moguće imati dve probne tačke za jednu vrednost pritiska, dok ovaj region dvostrukih vrednosti odgovara oblasti gde elektroni pređu dužinu međuelektrodnog rastojanja za pola perioda promenljivog polja. Tačka proboja kojoj odgovara viši napon predstavlja balans produkcije elektrona i nestanka elektrona sa velikim energijama na elektrodama.

4. Proboj u promenljivom električnom polju pri različitim frekvencijama polja – zakon skaliranja probojnih krivih

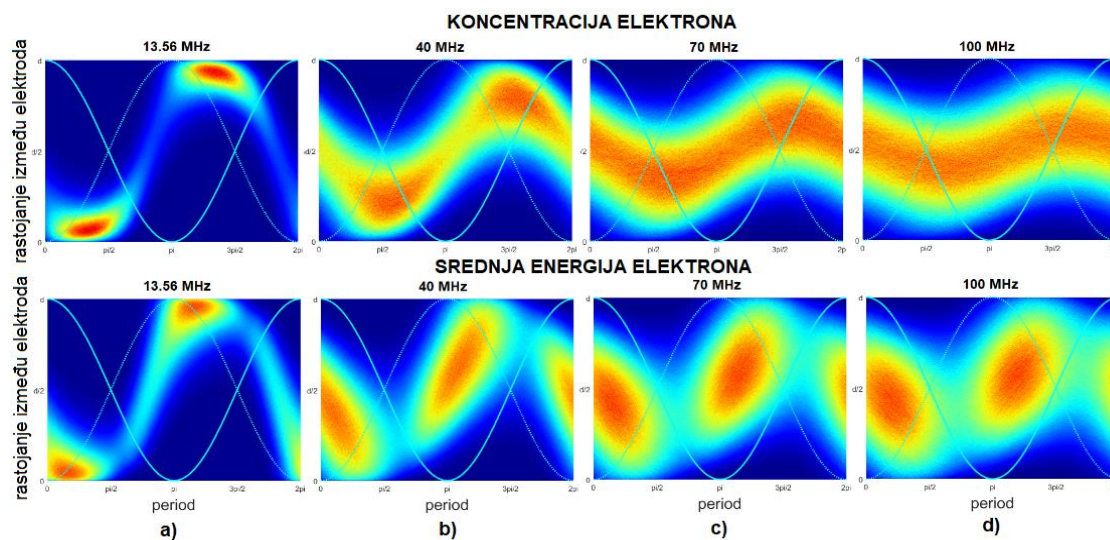
Dosadašnji rezultati su obuhvatali analizu proboja u RF poljima frekvencije 13,56 MHz, jer veliki deo primena RF plazmi se obavlja sa napajanjima upravo te frekvencije. U nastavku ćemo analizirati šta se dešava sa probojnim krivama ukoliko variramo frekvenciju, održavajući rastojanje konstantnim. Na slici 4.1. prikazane su naponske probojne krive u argonu dobijene za tri različite frekvencije spoljašnjeg promenljivog električnog polja (2 MHz, 13,56 MHz i 27,12 MHz), dok je međuelektrodno rastojanje 23 mm.



Slika 4.1: Probojne naponske krive, dobijene u argonu kao pozadinskom gasu, za konstantno rastojanje između elektroda od 23 mm i tri različite frekvencije: 2 MHz, 13,56 MHz i 27,12 MHz (Puač et al., 2018).

Položaj krivih u pd - V ravni, prikazan na slici 4.1, ima jednostavno objašnjenje. Sa povećanjem frekvencije smanjuje se vremensko trajanje perioda polja, što dovodi do smanjenja amplitude oscilovanja elektrona. Poređenjem amplitude oscilovanja elektrona sa rastojanjem između dve elektrode sve manje elektrona dolazi do elektroda, to vodi smanjenju gubitaka, što, pak, pomera krivu ka nižim pritiscima i naponima (npr. poređenje krive dobijene na 13,56 MHz (trouglovi) i krive na 27,12 MHz (kvadrati) na slici 4.1). Posmatrano na isti način, smanjenjem frekvencije raste vremenski period, što

vodi povećanju amplitude oscilovanja elektrona, iz čega sledi povećanje gubitaka. Kao rezultat, kriva se pomera ka višim pritiscima i naponima (npr. poređenje krive dobijene na 13,56 MHz (trouglovi) i krive na 2 MHz (zvezde) na slici 4.1), kako bi se smanjila amplituda i ograničio neophodan porast napona. Ovo objašnjenje je podržano prostornim profilima koncentracije elektrona i njihove srednje energije prikazanim na slici 4.2. (Na slici nije prikazana frekvencija od 2 MHz jer pri uslovima od $p=0,2$ Torr i $V=300$ V ne dolazi do proboja.) Kada polje ima frekvenciju 13,56 MHz, roj elektrona dolazi do elektroda i postoje određeni gubici među elektronima nižih do srednjih energija (slika 4.2a, region u profilu srednje energije označen svetloplavom i žutom bojom delimično se preklapa sa elektrodama). Kako povećavamo frekvenciju, sve manji deo elektrona dolazi do elektroda (smanjuju se gubici, kao što je ranije pomenuto), oblak elektrona biva „razvučen“ i nalazi se bliže centru međuelektrodnog rastojanja. Elektroni i dalje menjaju smer kretanja kada polje promeni znak. Međutim, sa povećanjem frekvencije, prelaze sve manje razdaljine u jednom periodu za isti primenjeni napon. U skladu sa kretanjem roja, i elektroni sa najvišim energijama se prostiru duž obe polovine međuelektrodnog naelektrisanja (slika 4.2b, c, d, prostorni profili srednjih energija elektrona). Dakle, prostorna raspodela počinje da liči na onu oko minimuma probojne krive i desno od minimuma (videti slike 3.3.2d, e i f).



Slika 4.2: Prostorni profili koncentracije i srednje energije elektrona u toku jednog perioda. Probaj se dešava u argonu kao pozadinskom gasu, rastojanje između elektroda je 23 mm, dok su prikazani rezultati uzorkovani za pet različitih frekvencija: 13,56 MHz, 27,12 MHz, 40 MHz, 70 MHz i 100 MHz. Primenjeni pritisak je 0,2 Torr, a napon je 300 V.

4.1. PROBOJ SA NAPAJANJIMA NA DVE UČESTANOSTI

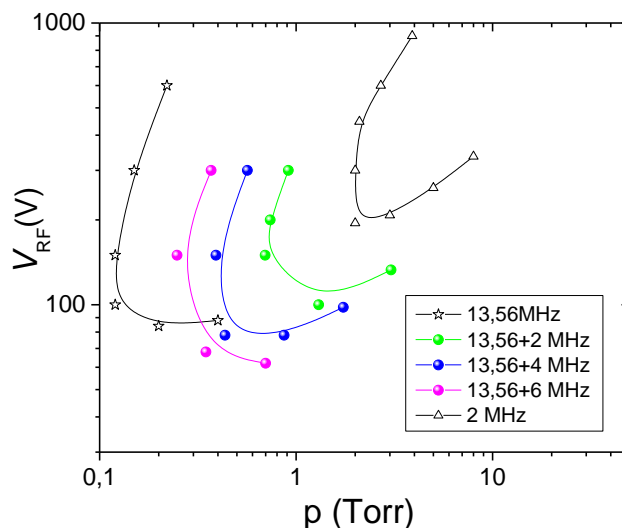
U industriji, pre svega u procesima nagrizanja, koriste se plazme koje su napajane električnim poljem koje je zbir dva kosinusna signala sa različitim frekvencijama: visoke frekvencije f_H i niske frekvencije f_L . Kako se plazma sastoji od elektrona i teških čestica (jona, brzih neutrala i metastabila), polje visoke frekvencije ima za ulogu kontrolisanje elektrona (teške čestice ga ne „osećaju“), dok polje niske frekvencije služi da bismo bolje kontrolisali jone (posebno energiju kojom oni padaju na napajane površine reaktora). U našem modelu, za sada, uključeni su jedino elektroni, ali smo ipak želeli da ispitamo kako zbir dva spoljašnja električna polja različitih frekvencija utiče na oblik probojno naponske krive, kao prvi korak u nekoj daljoj, detaljnijoj analizi dvofrekvencijskih proboja. Na slici 4.1.1 prikazane su različite probojne krive. Pre svega, ponovljene su krive na 13,56 MHz i 2 MHz sa slike 4.1, radi lakšeg poređenja, dok ostale predstavljaju krive dobijene za spoljašnja električna polja oblika

$$E(t) = E(\cos(\omega_H t) + \cos(\omega_L t)), \quad (4.1)$$

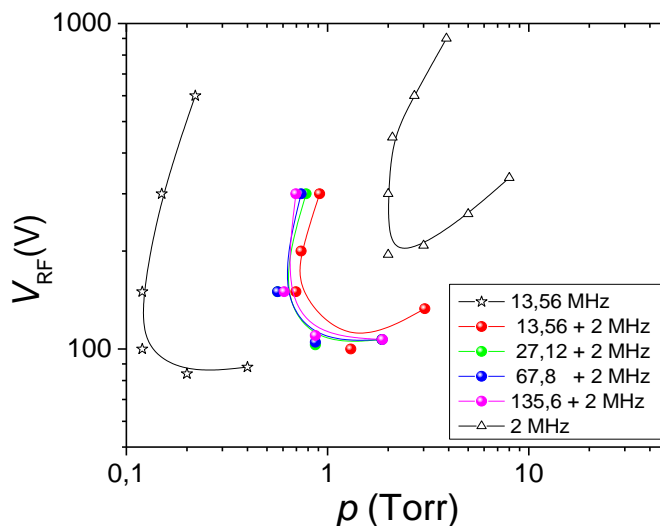
gde se „H“ odnosi na visoku frekvenciju (eng. *high*), a „L“ na nisku frekvenciju (eng. *low*). U ovom slučaju visoka frekvencija je konstanta i iznosi 13,56 MHz, dok niska frekvencija ima tri vrednosti: 2 MHz, 4 MHz i 6 MHz. Amplituda polja je jednaka za polja obe frekvencije.

Sa slike 4.1.1 možemo videti da su ivične krive one pri poljima određenim jednom frekvencijom: na najmanjim pritiscima je kriva na 13,56 MHz, dok je na najvišim kriva na 2 MHz. Kriva koja predstavlja kombinaciju frekvencija 13,56 MHz i 2 MHz se, očekivano, nalazi između dve jednofrekvencijske krive. Kako povećavamo nižu frekvenciju, prvo na 4 MHz, a zatim i na 6 MHz, krive se približavaju jednofrekvencijskoj krivi na 13,56 MHz, s tim što je minimum smešten na nešto nižim naponima kada je u pitanju kombinacija visoke i niske frekvencije. Možemo zaključiti da, ukoliko primenimo polje definisano jednačinom (4.1), pri čemu visoku frekvenciju održavamo konstantnom dok nisku variramo, krive će se ponašati kao i u slučaju postojanja polja samo jedne primenjene frekvencije (slika 4.1), odnosno sa povećanjem frekvencije kretaće se ka nižim pritiscima, dok će se minimum nalaziti ispod minimuma

krive definisane samo visokom frekvencijom. To je i očekivano jer pored jednog, prvobitnog polja definisanog jednom frekvencijom (neka je ona na primer f_H), imamo još jedno polje iste amplitude i niže frekvencije f_L . Samim tim, snaga predata elektronima od strane spoljašnjeg polja je veća.

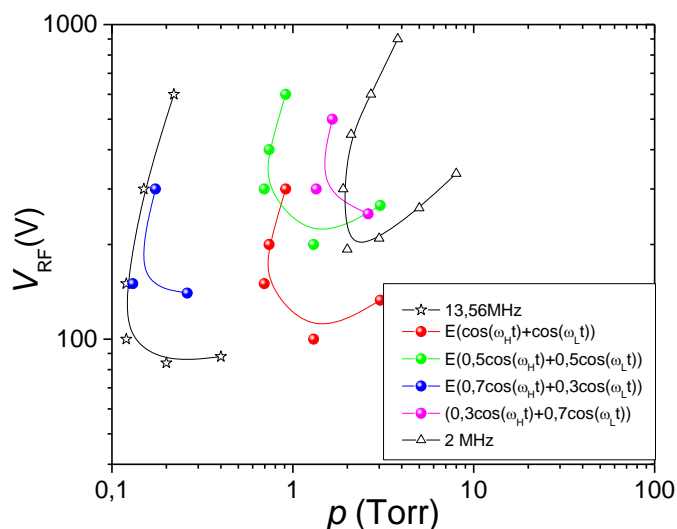


Slika 4.1.1: Probajne naponske krive u slučaju kada je spoljašnje električno polje kombinacija visoke frekvencije, 13,56 MHz, i niskih frekvencija: 2 MHz, 4 MHz i 6 MHz. Crnom bojom su prikazane krive koje su ponovljene sa slike 4.1 za 13,56 MHz i 2 MHz radi lakšeg poređenja. Pozadinski gas je argon.



Slika 4.1.2: Probajne naponske krive u slučaju kada je spoljašnje električno polje kombinacija visokih frekvencija: 13,56 MHz, 27,12 MHz, 67,8 MHz i 135,6 MHz i niske frekvencije, 2 MHz. Crnom bojom su prikazane krive koje su ponovljene sa slike 4.1 za 13,56 MHz i 2 MHz radi lakšeg poređenja. Pozadinski gas je argon.

Pogledajmo šta se dešava u obrnutom slučaju, kada održavamo nisku frekvenciju konstantnom a variramo visoku frekvenciju. Na slici 4.1.2 prikazane su naponske probojne krive sa niskom frekvencijom od 2 MHz i visokim: 13,56 MHz, 27,12 MHz, 67,8 MHz i 135,6 MHz, dok je spoljašnje električno polje definisano jednačinom (4.1). Takođe, ponovljene su krive na 13,56 MHz i 2 MHz sa slike 4.1 radi lakšeg poređenja. Sve krive su smeštene gotovo na polovini rastojanja između dve jednofrekvencijske krive i ovom grubom analizom ne uočava se bitna razlika između njih. Poređenjem slika 4.1.1 i 4.1.2. vidimo da je i uticaj niže frekvencije na proboj značajan, iako se u praksi teži da osobine plazme (odnosno elektrona) određuje samo visoka frekvencija, dok niska frekvencija isključivo utiče na osobine jona (koji mogu da prate jedino nižu učestanost). Ovo razdvajanje se naziva funkcionalna separacija (Kitajima *et al.*, 2000; Denda *et al.*, 2004). Pojava funkcionalne separacije u probouju i u plazmi, kada su formirani prielektrodni slojevi u kojima se ubrzavaju joni ka trenutnim elektrodama, različita je od modela koji uključuje samo elektrone. Sa druge strane, zanimljivo je videti kako će dualno napajanje uticati na same elektrone i pojavu proboja. Pored razmatranja probojnih krivih, dvofrekvencijski proboj bi trebalo posmatrati i preko prostornih profila emisije (gde ne očekujemo velike promene u odnosu na granične jednofrekvencijske uslove) i posmatranjem funkcije raspodele po energijama.



Slika 4.1.3: Probajne naponske krive u slučaju kada je spoljašnje električno polje kombinacija visoke frekvencije od 13,56 MHz i niske frekvencije od 2 MHz, definisano jednačinom (4.1). Prikazano je poređenje pri različitim vrednostima amplituda kombinacije polja. Crnom bojom su prikazane krive koje su ponovljene sa slike 4.1 za 13,56 MHz i 2 MHz radi lakšeg poređenja. Pozadinski gas je argon.

Ostaje nam još jedan pristup, da amplitude primenjenih električnih polja ne budu iste, kao na slikama 4.1.1 i 4.1.2. Na slici 4.1.3 vidi se ovaj slučaj. Za početak, prikazali smo krivu kada oba polja imaju amplitudu jednaku 100% primenjenog polja E (crveni krugovi). Kada tu amplitudu smanjimo na 50%, dobijamo krivu prikazanu zelenim krugovima koja je translirana ka višim probojnim naponima, dok su oblik i probojni pritisci gotovo nepromenjeni. To je posledica predate snage od strane polja elektronima koja je upola manja. Sa druge strane, ako sada, na primer, polje visoke frekvencije učestvuje sa 70%, a polje niske frekvencije sa 30%, dobijamo krivu prikazanu plavim krugovima. Ona je gotovo na istim pritiscima kao i jednofrekvencijska kriva visoke frekvencije, dok je minimum značajno pomeren ka višim naponima. U obrnutom slučaju, 70% f_L i 30% f_H (krugovi magentne boje), kriva je jako blizu jednofrekvencijske krive na niskoj frekvenciji, dok je minimum, takođe, pomeren ka visokim naponima. Minimum je, ponovo, uslovljen količinom elektronima snage predate od strane polja.

Na kraju, može se izvući generalni zaključak. Povećanjem frekvencije jednofrekvencijskog električnog polja probojne naponske krive se kreću ka nižim pritiscima i naponima. Ukoliko želimo da dvofrekvencijsku probojnu naponsku krivu pomerimo ka nižim pritiscima, to možemo izvesti na dva načina. Prvi, jeste da povećavamo nisku frekvenciju (slika 4.1.1). To će, međutim, voditi ka efektivnom jednofrekvencijskom režimu sa povećanom amplitudom, što bi onda bio trivijalan rezultat. Šta više, time bi se gubila sposobnost kontrole energije jona. Ipak, treba biti svestan da se uz zadržavanje razlike između dve frekvencije, u izvesnoj meri, može uticati na probojni napon povećanjem signala niske učestanosti.

Drugi način jeste da smanjimo amplitudu polja niske frekvencije. Međutim, na taj način opet smanjujemo i energiju koju predajemo npr. jonima, a to nam možda nije u interesu. Ipak, treba imati u vidu da funkcionalnost plazma nagrivanja suštinski zavisi od energije kojom joni bombarduju površinu, a to je kod reaktivnog jonskog nagrivanja ključni parametar koji omogućava proizvodnju integrisanih kola. I za kraj, nepostojanje uticaja visoke frekvencije na probojne naponske krive (slika 4.1.2) može se objasniti i opsegom odabranih frekvencija, koje su sve reda MHz. Pretpostavljamo da će se proširenjem njihovog opsega ka GHz videti uticaj kroz nemogućnost relaksacije elektrona na tako

visokim frekvencijama, o čemu je bilo reči u poglavlju 1.3. Ali, to ostaje za neki buduću, detaljniju analizu.

4.2. SKALIRANJE RF PROBOJNIH PROFILA: ZAVISNOST NAPONSKIH PROBOJNIH KRIVI OD MEĐUELEKTRODNOG RASTOJANJA I OD FREKVENCIJE

Skaliranje probojnih krivih je ispitivano u više navrata. Prvi osvrt na skaliranje dao je Margenau u četvrtom radu iz serije „Teorija o pražnjenju na visokim frekvencijama“ pod nazivom „Beleške o principu sličnosti“, iz koga slede zakoni skaliranja pražnjenja (Margenau, 1948b). On je definisao termin „sličnih“ pražnjenja kao pražnjenja kod kojih je raspodela energije elektrona u tačkama prostora identična. Raspodela energije elektrona je nepromenjena ukoliko sledeće četiri veličine zadrže svoje vrednosti:

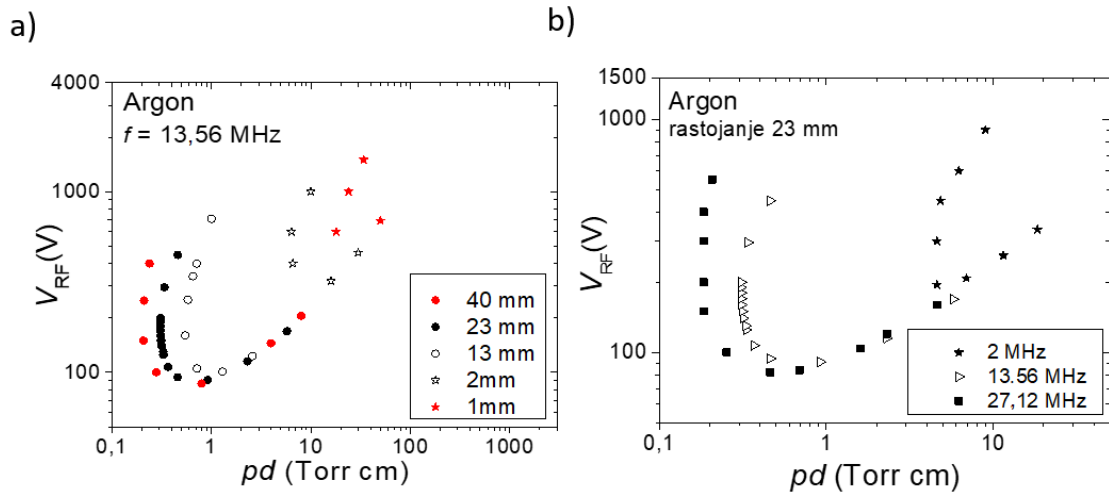
$$\frac{E}{N}; \frac{\omega}{N}; Nx; \frac{n}{N}, \quad (4.2.1)$$

gde je n koncentracija elektrona, a x se odnosi na koordinatu kojom označavamo rastojanje između dve elektrode. Takođe, treba napomenuti da ovde koristimo koncentraciju čestica pozadinskog gasa, a ne pritisak, kako u moguće uzroke nevažjenja skaliranja ne bi ulazila i temperatura.

Prva dva člana u izrazu (4.2.1) ostaju nepromenjena ukoliko jačina polja, frekvencija polja i pritisak bivaju promenjeni za isti faktor. Treći član zahteva da sve linearne dimenzije pražnjenja moraju biti menjane inverzno proporcionalno pritisku. Konstanta n/N znači da se koncentracija elektrona menja na isti način kao i pritisak pozadinskog gasa.

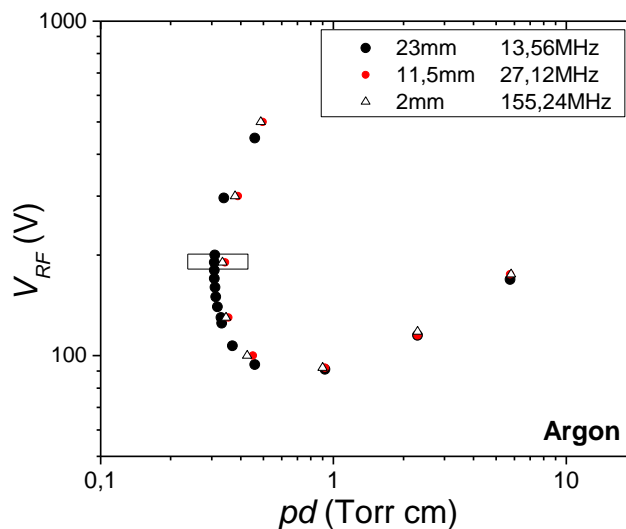
Za naponske probojne krive u DC poljima je sveopšte poznato, i prihvaćeno, da se one skaliraju sa proizvodom pd (proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja), odnosno krive dobijene u istom pozadinskom gasu i različitim međuelektrodnim rastojanjima, nacrtane kao $V(pd)$, međusobno se preklapaju. Za RF pražnjenje mora se uzeti u obzir i zavisnost probojnih napona od frekvencije. Na slici 4.2.1 date su naponske probojne krive za argon pri a) konstantnoj frekvenciji od 13,56 MHz i različitim

međuelektrodnim rastojanjima i b) jednom rastojanju $d=23$ mm na tri različite frekvencije (ponovljena slika 4.1).



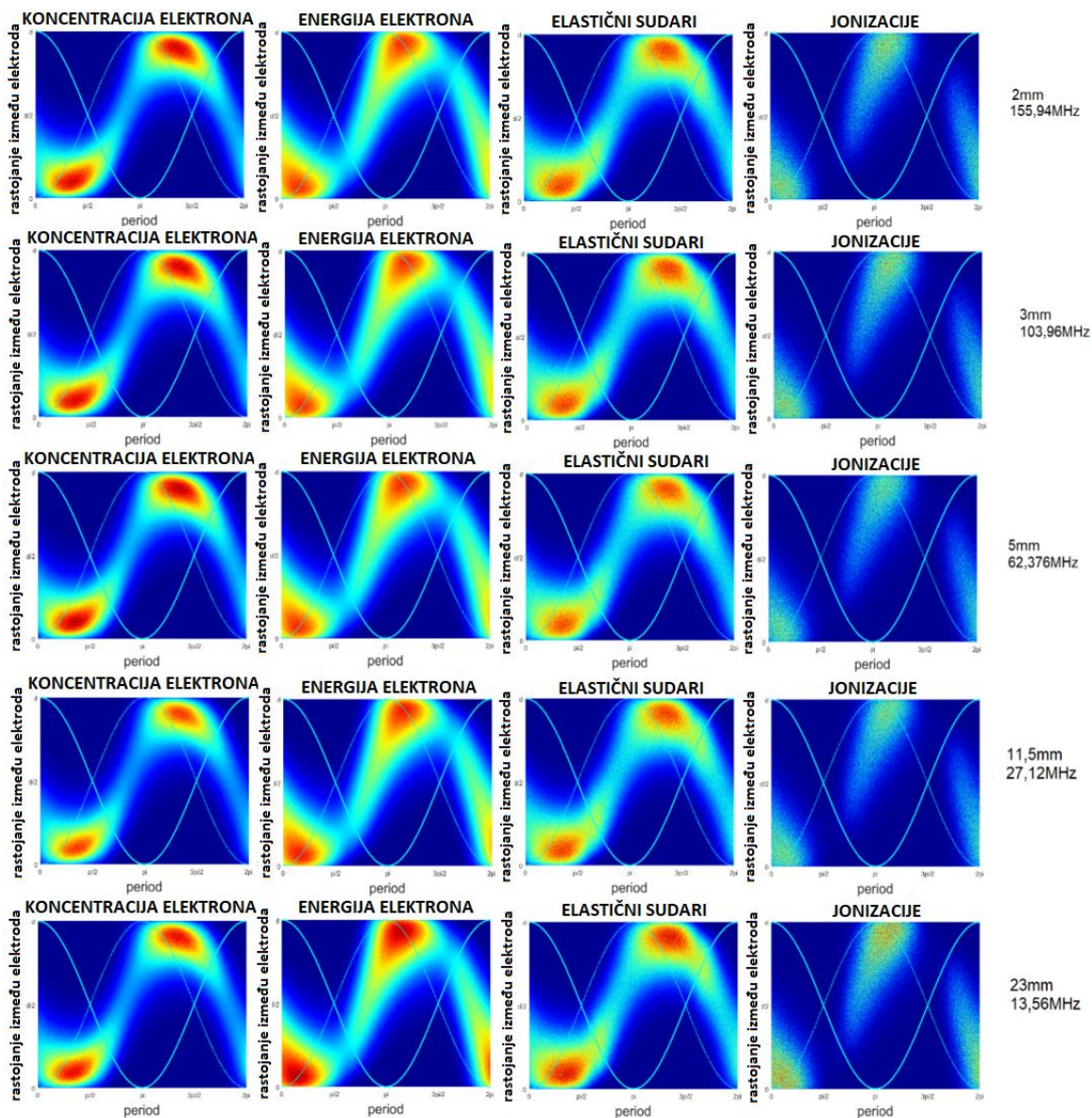
Slika 4.2.1: Naponske probojne krive za argon a) konstantna frekvencija 13,56 MHz i različita međuelektrodna rastojanja i b) fiksirano međuelektrodno rastojanje i različite frekvencije, ponovljena slika 4.1 (Puač *et al.*, 2018).

Krive sa slike 4.2.1 imaju sličan oblik, ali se krive ne skaliraju (ne preklapaju). Kao dodatak pd skaliranju mora se primeniti i fd skaliranje (međuelektrodno rastojanje pomnoženo sa frekvencijom) (Margenau, 1948b; Fancis, 1956; Lisovskiy *et al.*, 2008). Pravilno urađeno skaliranje prikazano je na slici 4.2.2.



Slika 4.2.2: Skaliranje pd i fd primenjeno na RF naponske probojne krive. Pozadinski gas je argon. Pravougaonik označava opseg napona i proizvoda pd u kome se nalaze tačke za koje su prezentovani prostorno-vremenski profili na slici 4.2.3 (Puač *et al.*, 2018).

Na slici 4.2.2 možemo primetiti jako dobro poklapanje naponskih probojnih krivi na višim vrednostima pd , dok na nižim vrednostima i višim probojnim naponima postoji malo razilaženje koje se može objasniti nelinearnostima koje nastaju usled preklapanja roja elektrona sa elektrodama.



Slika 4.2.3: Prostorno-vremenski profili tačaka za fiksnu vrednost $pd=0,34$ Torr i za vrednosti frekvencije međuelektrodnog rastojanja izabranog tako da proizvod pd ostaje isti za svaki prikazani set profila. Pozadinski gas je argon (Puač et al., 2018).

Da bi smo pokazali validnost skaliranja, prikazani su i prostorno-vremenski profili za $pd=0,34$ Torr cm i za različite frekvencije, sa odgovarajućim međuelektrodnim

rastojanjima (slika 4.2.3). Jasno se vidi da se, za uzak opseg pd i fd , svi profili preklapaju. To predstavlja i fizičku osnovu zakona skaliranja koji kaže da se skalira broj sudara po jedinici dužine i u jediničnom vremenu.

4.3. ZAKLJUČAK

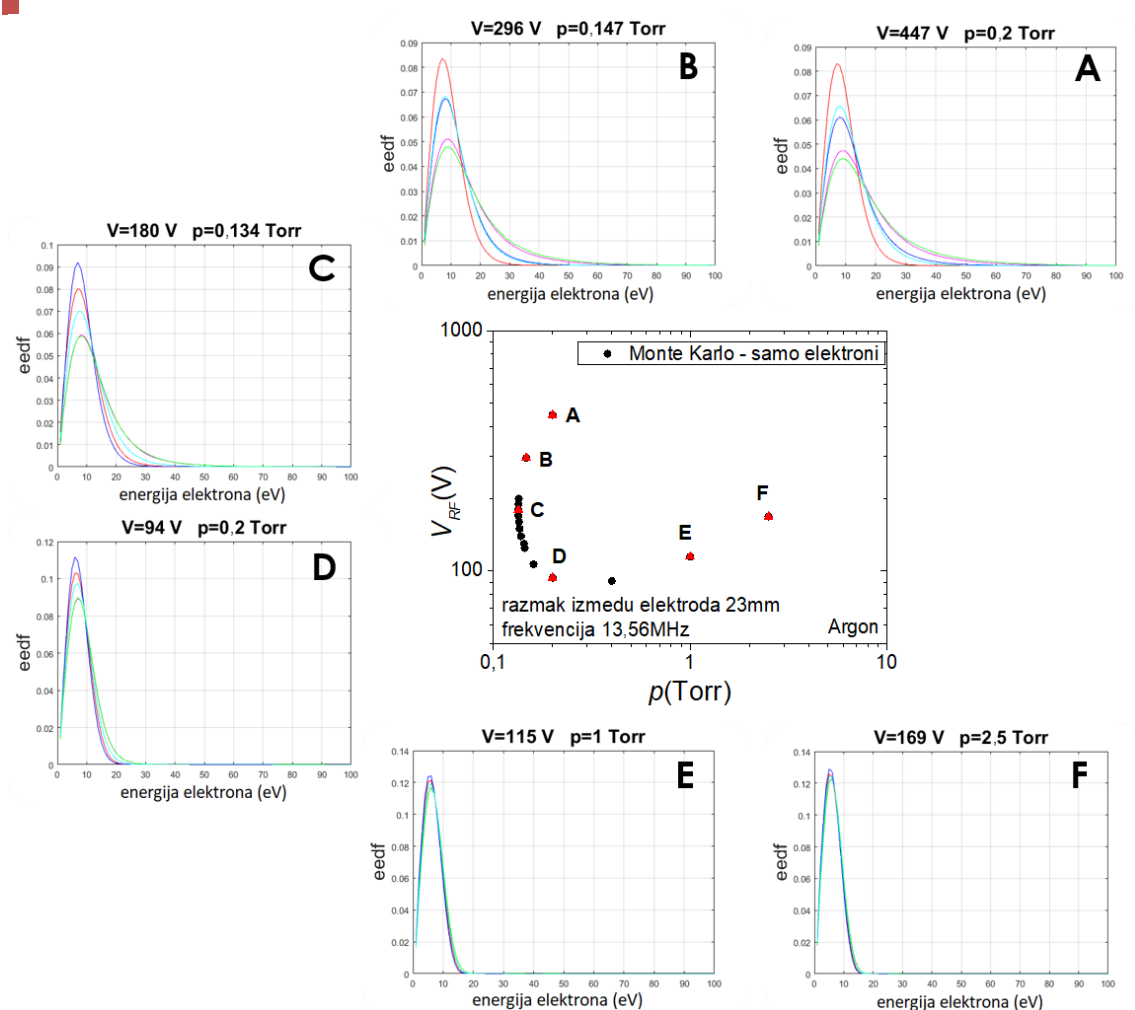
Kada je reč o RF plazmama, frekvencija kojom se napaja izvor može značajno uticati na opseg primena konkretnog plazma uređaja. Nanotehnologije, pak, prevashodno koriste uređaje koji su napajani sa dve frekvencije. Jedna, niža, koja određuje opseg energija jona koji bombarduju nagrizanu površinu, i druga, viša, kojom je određeno kretanje elektrona. U ovom poglavlju želeli smo da kratkim pregledom položaja naponskih probojnih krivih u p - V ravni skrenemo pažnju na mogućnosti daljih istraživanja koja bi obuhvatala kompletniji model.

Kako su elektroni odgovorni za paljenje RF plazmi, povećanjem frekvencije, preko smanjenja amplitude oscilovanja elektrona, smanjuju se gubici na elektrodama, pa se plazma može upaliti na nižim pritiscima/naponima. Videli smo da krive bivaju pomerene ulevo sa povećanjem frekvencije. Ukoliko uključimo dve frekvencije, tako da signal izvora napajanja ima oblik zbira dva kosinusna signala na tim frekvencijama, ponašanje krivih se može predvideti na isti način kao i u slučaju povećanja jedne od frekvencija.

Verovatno najbitniji zaključak ovog poglavlja jeste zakon skaliranja. Pokazali smo da kod RF proboja, pored uslova da pd ostane konstantno, moramo uključiti frekvenciju održavanjem proizvoda fd konstantnim. Preko prostorno-vremenskih profila (slika 4.2.3) pokazali smo da je na ovaj način zadovoljena definicija zakona skaliranja, a to je da se skalira broj sudara po jedinici dužine i u jediničnom vremenu.

5. Funkcije raspodele po energijama pri RF probouju

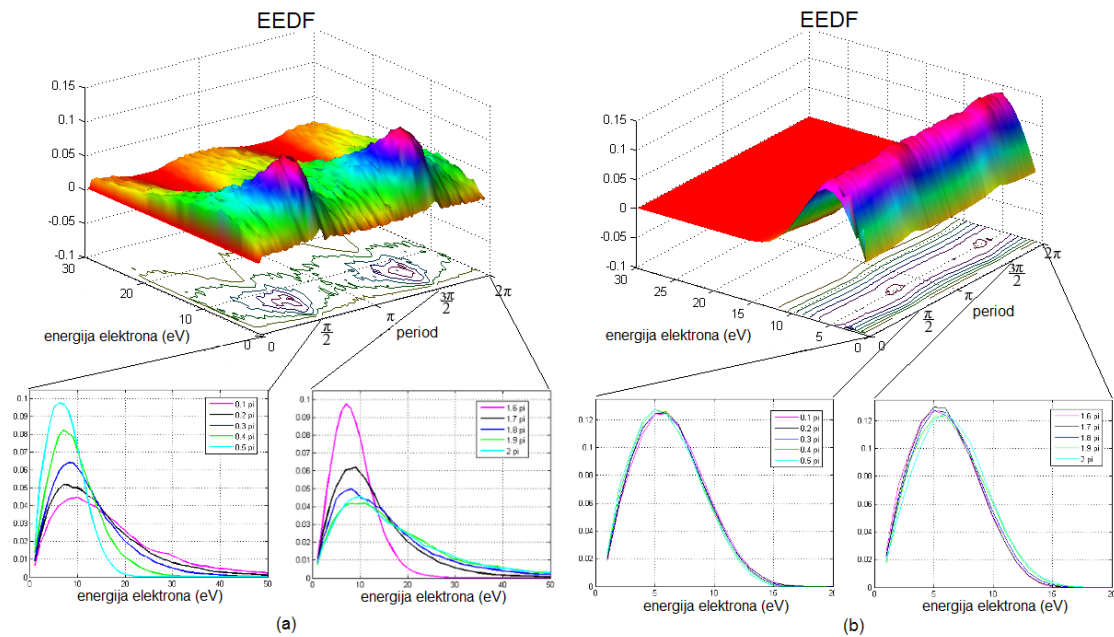
5.1. ANALIZA FUNKCIJE RASPODELE PO ENERGIJAMA PRI KONSTANTNOJ FREKVENCiji OD 13,56 MHz PRIMENJENOG PROMENLJIVOG ELEKTRIČNOG POLJA



Slika 5.1: EEDF duž naponske probojne krive. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija primenjenog električnog polja je 13,56 MHz. Krive prikazane različitim bojama predstavljaju EEDF uzorkovan u različitim trenucima u toku jednog period ($0-2\pi$) spoljašnjeg električnog polja.

Analiza RF proboja se može nastaviti posmatranjem raspodele po energijama elektrona u gasu, kada je koncentracija jona mala (nema oblasti prostornog naelektrisanja). Na slici 5.1 prikazane su funkcije raspodele energije elektrona (eng. *electron energy distribution function* - EEDF) duž naponske probojne krive. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

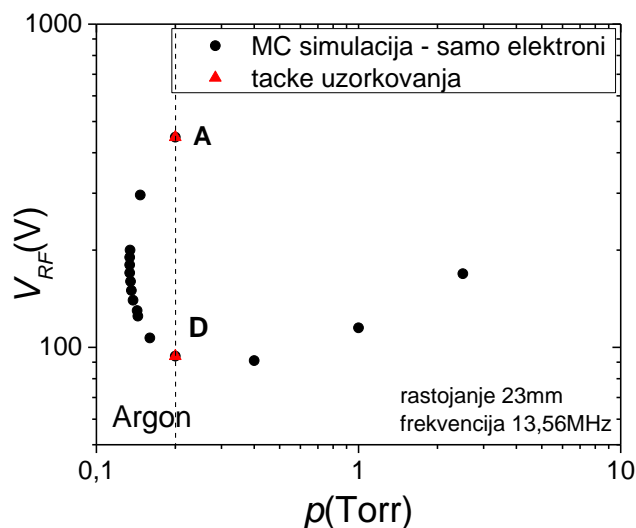
Posmatrajući sliku 5.1 možemo izdvojiti dve oblasti naponske probojne krive. Prva odgovara levoj strani krive i ona obuhvata uslove kada su naponi visoki, a pritisci niski (tačke A, B, C i D), dok druga, desna grana krive, obuhvata relativno niske napone i visoke pritiske (tačke E i F). Možemo primetiti da je srednja energija u levoj grani probojne naponske krive značajno veća nego u desnoj, što je i očekivano, jer elektroni dobijaju više energije od polja u prvom slučaju jer su i polja jača. Pogledajmo detaljnije kako izgledaju EEDF u dve tačke koje pripadaju različitim granama krive (tačke A i F).



Slika 5.2: 3D prikaz EEDF za: a) $V=447$ V i $p=0,2$ Torr (tačka A na slici 5.1) i b) $V=160$ V i $p=2,5$ Torr (tačka F na slici 5.1). 2D grafici prikazuju izdvojene EEDF u različitim trenucima tokom jednog perioda polja, od 0 do $\pi/2$ i od $3\pi/2$ do 2π . Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

Na slici 5.2a prikazan je EEDF elektrona za uslove kada je $V=447$ V i $p=0,2$ Torr. Ono što prvo primetimo, jeste da 3D prikaz EEDF ima izražene pikove u trenucima kada

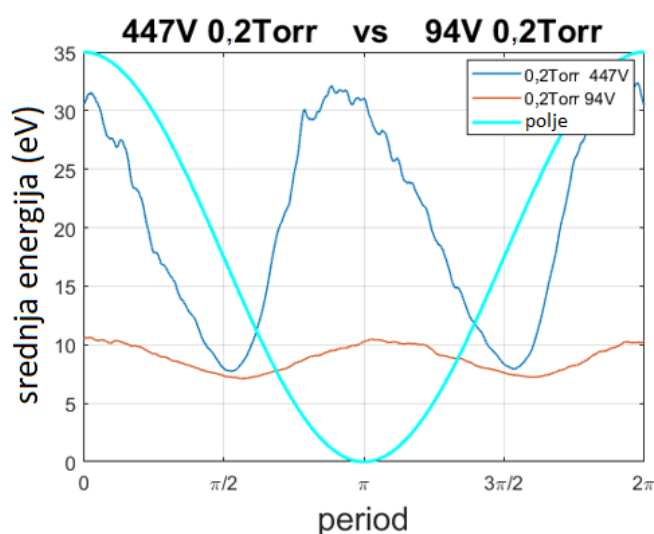
polje ima minimum. Ako znamo da pikovi predstavljaju većinsko prisustvo elektrona sa malim energijama, ovo je očekivano. Prelaskom polja iz minimuma ka većim vrednostima i elektroni dobijaju sve više energije, sve dok se pri maksimumu polja ne pojavi EEDF sa najdužim „repom“, odnosno postoji veliki broj elektrona sa visokim energijama. Takođe, usled niskog pritiska (malog broja čestica pozadinskog gasa), elektroni ne doživljavaju puno sudara, tako da su i oscilacije energije elektrona velike u toku jednog perioda, jer nema sudara koji bi smanjili energiju elektronu, što se vidi na 2D prikazu EEDF u različitim trenucima. Sa druge strane, ukoliko posmatramo desnu granu probojne naponske krive na slici 5.2b ($V=160$ V i $p=2,5$ Torr), vidimo da se EEDF gotovo ne menja u toku jednog perioda. To je posledica visokog pritiska, koji znači veliki broj sudara elektrona i čestica pozadinskog gasa. Sudari su većinom elastični, gde elektroni gube malo energije, ali, sa druge strane, zbog njihove učestalosti (pravac kretanja se menja često i suprotno od pravca ubrzanja usled spoljašnjeg električnog polja), energija koju dobijaju od spoljašnjeg polja između dva sudara je takođe mala. Iz navedenog sledi da je EEDF gotovo nepromenjena tokom jednog perioda polja.



Slika 5.3: Probijna naponska kriva sa prikazanim tačkama koje ćemo posmatrati u daljoj analizi: tačka A: $V=447$ V, $p=0,2$ Torr, tačka D: $V=94$ V, $p=0,2$ Torr. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

Nakon posmatranja tačaka koje pripadaju dvema različitim granama probojne naponske krive, pogledaćemo šta se dešava, sa energijskog aspekta, u tačkama koje imaju različite

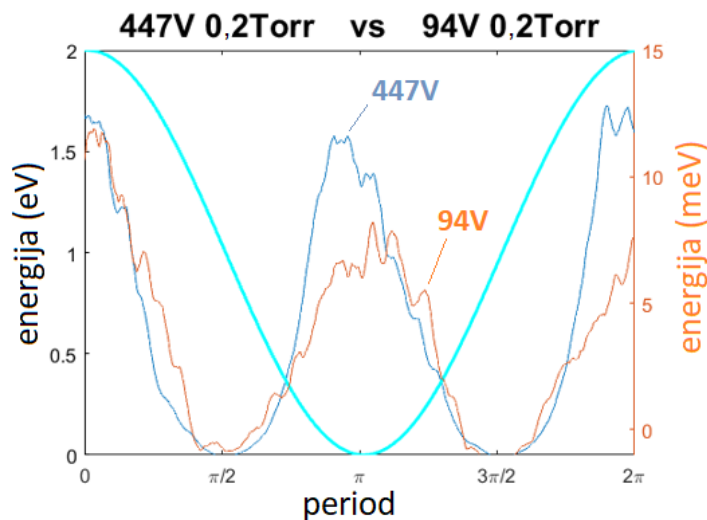
probojne napone, a isti pritisak. Na slici 5.3 pomenute tačke su obeležene slovima A i D i koordinatama: tačka A(0,2 Torr, 447 V) i tačka D(0,2 Torr, 94 V). Srednja energija roja elektrona u ova dva slučaja prikazana je na slici 5.4. Vrednost srednje energije osciluje sa periodom koji odgovara periodu spoljašnjeg primenjenog polja. Očekivano, srednja energija ima najmanju vrednost u trenutku kada polje prolazi kroz nulu ($\pi/2$ i $3\pi/2$) sa malim kašnjenjem, koje je posledica nemogućnosti energije da u potpunosti relaksira na primenjenoj frekvenciji od 13,56 MHz. Minimalne vrednosti srednje energije za obe tačke (A i D) jako su bliske. Sa druge strane, maksimalne vrednosti energije i vrednosti oko kojih osciluje srednja energija značajno se razlikuju. Energija u tački A osciluje oko 20 eV dok u tački D osciluje oko 8 eV. Kako je pritisak isti, može se pretpostaviti da elektroni trpe sličan broj sudara sa česticama pozadinskog gasa. Stoga gubici u gasu ne utiču na razliku srednje energije u ove dve tačke. Jedina razlika jeste u energiji koju elektron dobije od polja. Na slici 5.5 prikazana je energija koju elektron primi od spoljašnjeg električnog polja između dva sudara u toku jednog perioda.



Slika 5.4: Poređenje srednjih energija tokom jednog perioda polja za uslove istog pritiska $p=0,2$ Torr i dva različita napona $V_1=447$ V i $V_2=94$ V. Svetloplavom linijom je opisno prikazano primenjeno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

Sa slike 5.5 se, pre svega, može uočiti da, kada je polje nula, elektroni ne dobijaju energiju od polja, a kada polje ima maksimalnu vrednost, elektroni dobijaju najviše energije. Ono što je zanimljivo jeste da se primljena energija od polja od strane

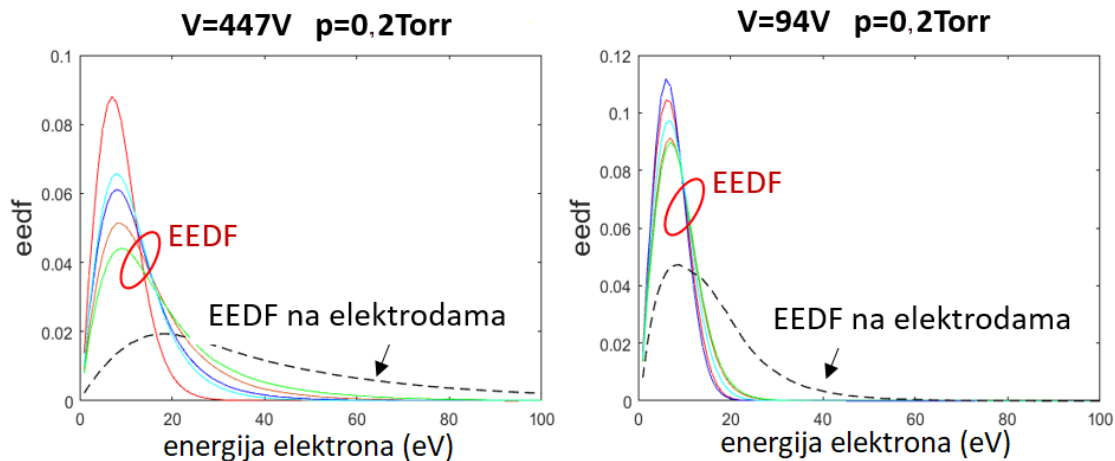
elektrona između dva sudara za tačke A i D razlikuje za gotovo dva reda veličine. To konkretno znači da će elektron koji se nalazi na 94 V pretrpeti 100 puta više elastičnih sudara, u kojima će izgubiti malu količinu energije, ali će isto tako između tih sudara uspeti da „nakupi“ dovoljno energije od spoljašnjeg polja da bi prešao prag jonizacije, u odnosu na elektron koji se nalazi na 447 V. Naravno, na 447 V je veći koeficijent multiplikacije elektrona (jonizacije), ali su mnogo veći i gubici na elektrodama.



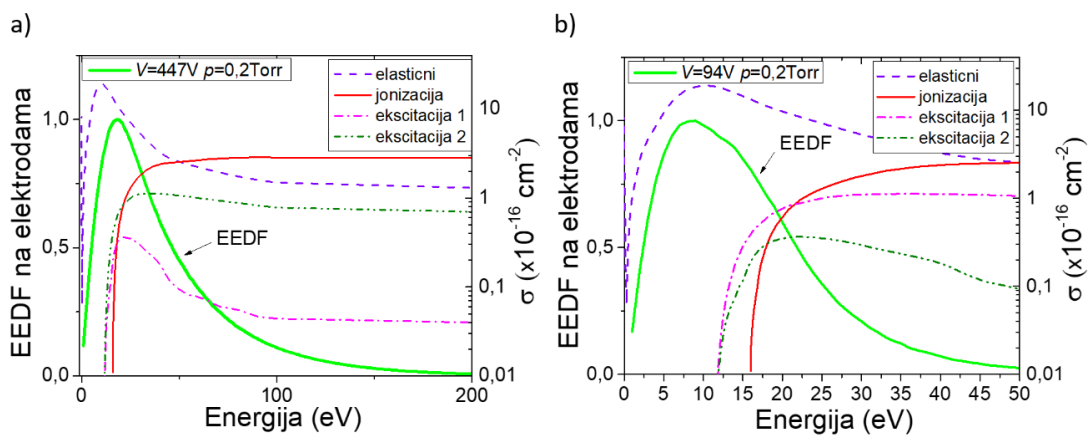
Slika 5.5: Poređenje energija koju elektroni dobiju između dva sudara. Plava linija $p=0,2$ Torr i $V=447$ V sa y-osom prikazanom sa leve strane; narandžasta linija $p=0,2$ Torr i $V=94$ V sa y-osom prikazanom sa desne strane. Svetloplavom linijom je opisno prikazano primenjeno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

Imajući ovo u vidu, u analizu moramo uključiti i gubitke na elektrodama i njihov uticaj na raspodelu energije elektrona. Poređićemo EEDF u celokupnoj zapremini u toku jednog perioda polja i EEDF elektrona koji nestaju na površinama elektroda (slika 5.6). Vidimo da EEDF elektrona koji nestaju na elektrodama ima značajno duži „rep“, odnosno elektroni koji su izgubljeni na elektrodama, u proseku, imaju veće energije od celokupnog roja elektrona u zapremini. To odgovara prostornim raspodelama iz poglavlja 3.2 (slika 3.2.2) gde se vidi da se upravo elektroni sa većim energijama, koji odgovaraju oblasti intenzivne jonizacije, nalaze u blizini elektroda. Njihov uticaj na održanje proboja se može videti sa slike 5.7, gde postoji značajno preklapanje EEDF na elektrodama i relevantnih preseka (preseka za obe ekscitacije i za jonizaciju). Ovo znači

da pri uslovima niskog pritiska gubici na elektrodama igraju bitnu ulogu u održavanju balansa koji vodi samoodrživom probouju.



Slika 5.6: EEDF u vremenu i u celoj zapremini između dve elektrode („snop“ krivih uokviren crvenom elipsom) i EEDF elektrona koji nestanu na elektrodama (isprekidana linija). Pozadinski gas je argon, frekvencija je 13,56 MHz, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

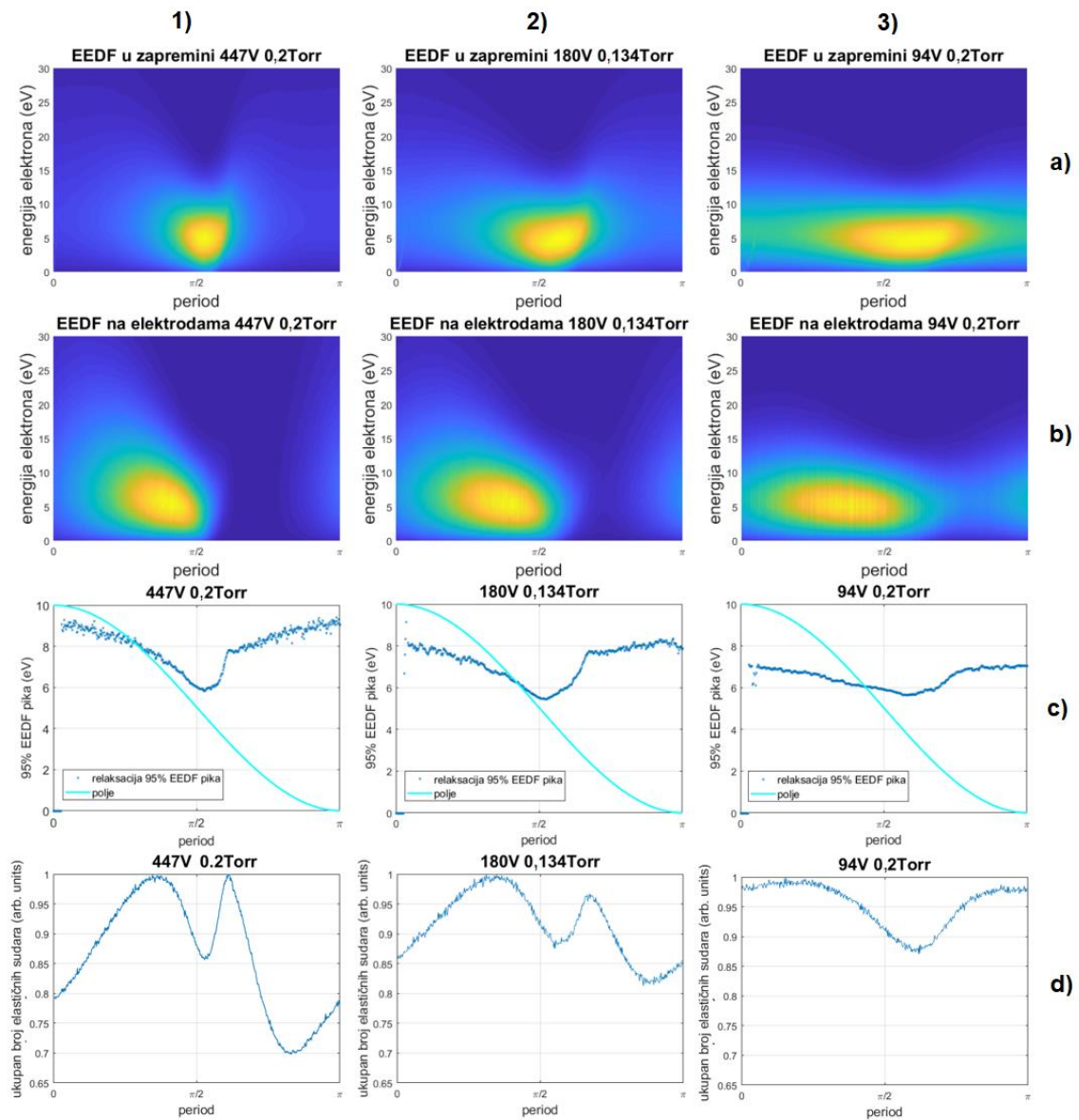


Slika 5.7: EEDF elektrona koji nestanu na elektrodama (svetlozelena linija) sa y-osom prikazanom sa leve strane, i set preseka za argon sa y-osom prikazanom sa desne strane. Uslovi: a) $p=0,2$ Torr i $V=447$ V i b) $p=0,2$ Torr i $V=94$ V (Puač et al., 2018).

Nakon fokusa na gubicima koji definišu EEDF, posmatraćemo 3D oblik funkcije raspodele energije elektrona. Na slici 5.8a prikazane su EEDF za uslove: 1) $p=0,2$ Torr i $V=447$ V, 2) $p=0,134$ Torr i $V=180$ V i 3) $p=0,2$ Torr i $V=94$ V. (Prvi grafik je isti kao sa slike 5.2a sa promenjenim uglom gledanja i x-osa je skraćena na polovinu perioda.)

Za sva tri uslova postoji razlika u vremenu formiranja maksimuma EEDF i vremenu njegovog urušavanja, što se može videti na slici 5.8b, gde je prikazano kako se kreće 95% vrednosti EEDF maksimuma u toku polovine perioda. Izabrano je posmatranje 95% maksimalne vrednosti kako bismo izbegli statističke nesigurnosti koje se mogu javiti u vidu usamljenih iskakanja od maksimalne vrednosti i koje se mogu zanemariti. Nakon formiranja maksimuma, sledi njegovo jako brzo urušavanje malo nakon $\pi/2$. Nagib urušavanja maksimuma se menja kako se krećemo od tačke 1) ka tački 3). Uzrok naglog dobijanja energije nakon što maksimalan broj elektrona ima minimalnu energiju (maksimum EEDF) jeste veliki broj elastičnih sudara sa česticama pozadinskog gasa, što se može videti na slici 5.8c, gde je prikazan ukupan broj elastičnih sudara u toku polovine perioda. Porast broja elastičnih sudara odgovara trenutku urušavanja maksimuma EEDF sa slike 5.8a. Poslednja tačka 3) ima gotovo simetričnu fluktuaciju broja elastičnih sudara, pa je i relaksacija 95% EEDF gotovo simetrična (slika 5.8b3).

Logično pitanje jeste šta je uzrok ovakvog ponašanja EEDF. Odgovor koji se nameće jeste da maksimum u broju elastičnih sudara mora odgovarati maksimumu u setu preseka za argon (slika 3.1), tačnije, preseku za elastično rasejanje. Da pogledamo šta se dešava sa rojem elektrona u trenutku kada se javlja drugi maksimum u ukupnom broju elastičnih sudara. Iz EEDF u zapremini (slika 5.8a) vidimo da se povećava „rep“ raspodele, odnosno elektroni dobijaju energiju. Zatim, iz EEDF na elektrodama (slika 5.8b) vidimo da u istom trenutku jako mali broj elektrona sa niskim energijama dolazi do elektroda. (U slučaju sa slike 5.8b1 gotovo ih nema.) I na kraju, ukoliko se vratimo na poglavlje 3.2, sa slike 3.2.2 vidimo da gotovo nema jonizacija. Možemo zaključiti da su, u trenutku kada se javlja drugi maksimum u ukupnom broju elastičnih sudara, elektroni „potrošili“ energiju na jonizovanje pozadinskog gasa, smer kretanja im je od elektrode kojoj su se približili, a kako je spoljašnje polje upravo prošlo kroz nulu i počinje da raste, elektroni intenzivno dobijaju energiju od polja doživljavajući samo male gubitke usled elastičnih sudara. U tom malom vremenskom intervalu, energija elektrona „upada“ u Ramsauerov minimum (eng. *Ramsauer minimum*). Kasnije ćemo pokazati da u slučaju gasa koji nema Ramsauerov minimum, kao što je helijum, ne postoji drugi pik u ukupnom broju elastičnih sudara.



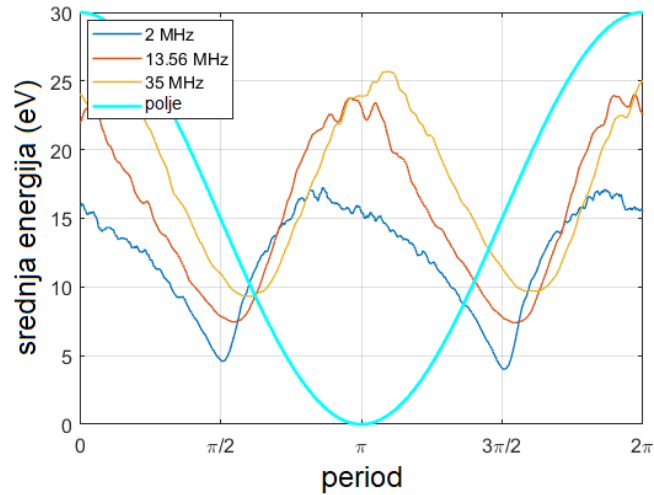
Slika 5.8: a) EEDF u celokupnoj zapremini između elektroda u toku polovine perioda, b) EEDF elektrona koji nestanu na elektrodama u toku polovine perioda, c) relaksacija 95% vrednosti maksimuma EEDF u celoj zapremini, d) ukupan broj elastičnih sudara koji se dogode u toku polovine perioda. 1) $p=0,2$ Torr i $V=447$ V, 2) $p=0,134$ Torr i $V=180$ V i 3) $p=0,2$ Torr i $V=94$ V. Svetloplavom linijom je opisano primenjeno polje. Pozadinski gas je argon i međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

5.2. ANALIZA FUNKCIJE RASPODELE ENERGIJE PRI RAZLIČITIM FREKVENCIJAMA PRIMENJENOG PROMENLJIVOG ELEKTRIČNOG POLJA KADA NIJE ODRŽAN ZAKON SKALIRANJA

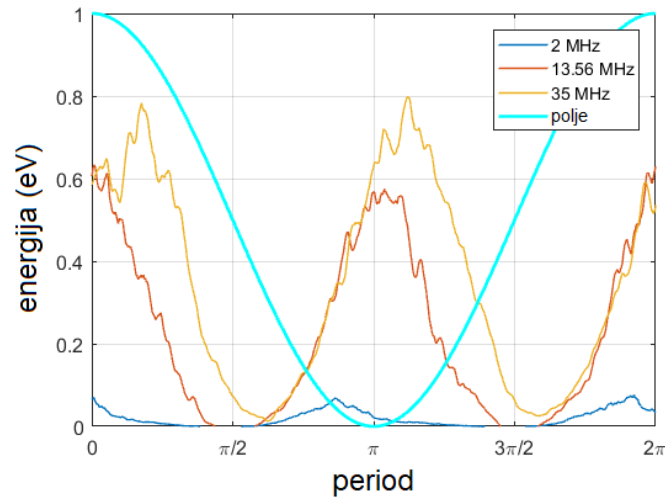
U poglavlju 4.2 analizirali smo uticaj različitih frekvencija na izgled i položaj u p - V ravni probojne naponske krive. Sada ćemo stvari pogledati iz drugačijeg ugla, kroz energijske aspekte roja elektrona. Na slici 5.9 prikazana je srednja energija roja elektrona za različite frekvencije spoljašnjeg električnog polja (2 MHz, 13,56 MHz i 35 MHz) kada je $p=0,2$ Torr i $V=300$ V. Moramo da napomenemo da pri zadatom pritisku i naponu ne dolazi do proboja na 2 MHz, tako da smo broj elektrona veštački održavali kako bismo imali dovoljan uzorak za predstavljenu analizu. Sa slike se može videti da se srednja energija povećava kako raste frekvencija. Takođe, minimum srednje energija biva sve više pomeren u odnosu na $\pi/2$ (kada polje ima minimum) kako se frekvencija povećava, usled nemogućnosti energija da relaksira (poglavlje 1.3). Isto važi i za maksimum srednje energije roja elektrona. Kako su pritisak i amplituda primenjenog polja isti za sva tri slučaja, odgovor na pitanje zašto se srednje energije razlikuju, potražićemo u energijama koje elektron dobije od polja između dva sudara za iste uslove kao na slici 5.9 (slika 5.10). Kako frekvencija raste, to je i energija koju elektron primi od polja veća, što, pak, utiče na ukupnu srednju energiju roja elektrona (slika 5.9). Na slici 5.11 prikazana je EEDF elektrona koji udare u elektrodu, normirana tako da je površina ispod krivih jednaka jedinici. U skladu sa prethodnim slikama, rep EEDF sa porastom učestanosti je sve duži, dok se maksimum smanjuje.

Analizu ćemo nastaviti posmatranjem EEDF u toku jednog perioda u celokupnoj zapremini (5.12a) i elektrona koji udare u elektrode (5.12b) za različite frekvencije spoljašnjeg polja: 2 MHz (5.12(1)), 13,56 MHz (5.12(2)) i 35 MHz (5.12(3)). Vidimo da se, na najnižoj frekvenciji, maksimum EEDF formira u trenutku $\pi/2$, što znači da energija stiže da relaksira. Sa povećanjem frekvencije maksimum EEDF je pomeren (usled nemogućnosti energije da relaksira) i značajno širi. Sa druge strane, EEDF elektrona koji udare u površinu elektroda (5.12b) pri 2 MHz ima maksimum koji je

rasprostranjen gotovo tokom celog perioda, sa izuzetkom uskog opsega neposredno nakon urušavanja EEDF u celoj zapremini. Nakon toga se, ponovo, jako brzo

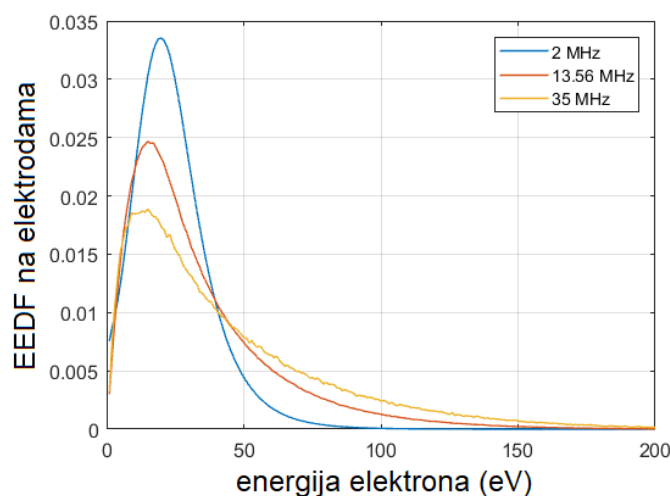


Slika 5.9: Srednja energija roja elektrona pri uslovima: $p=0,2$ Torr i $V=300$ V, i različitim frekvencijama spoljašnjeg električnog polja: 2 MHz, 13,56 MHz i 35 MHz. Svetloplavom bojom je opisno prikazano primenjeno električno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.



Slika 5.10: Energija koju dobije elektron između dva sudara u toku jednog perioda od spoljašnjeg električnog polja pri uslovima: $p=0,2$ Torr i $V=300$ V, i različitim frekvencijama: 2 MHz, 13,56 MHz i 35 MHz. Svetloplavom bojom je opisno prikazano primenjeno električno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

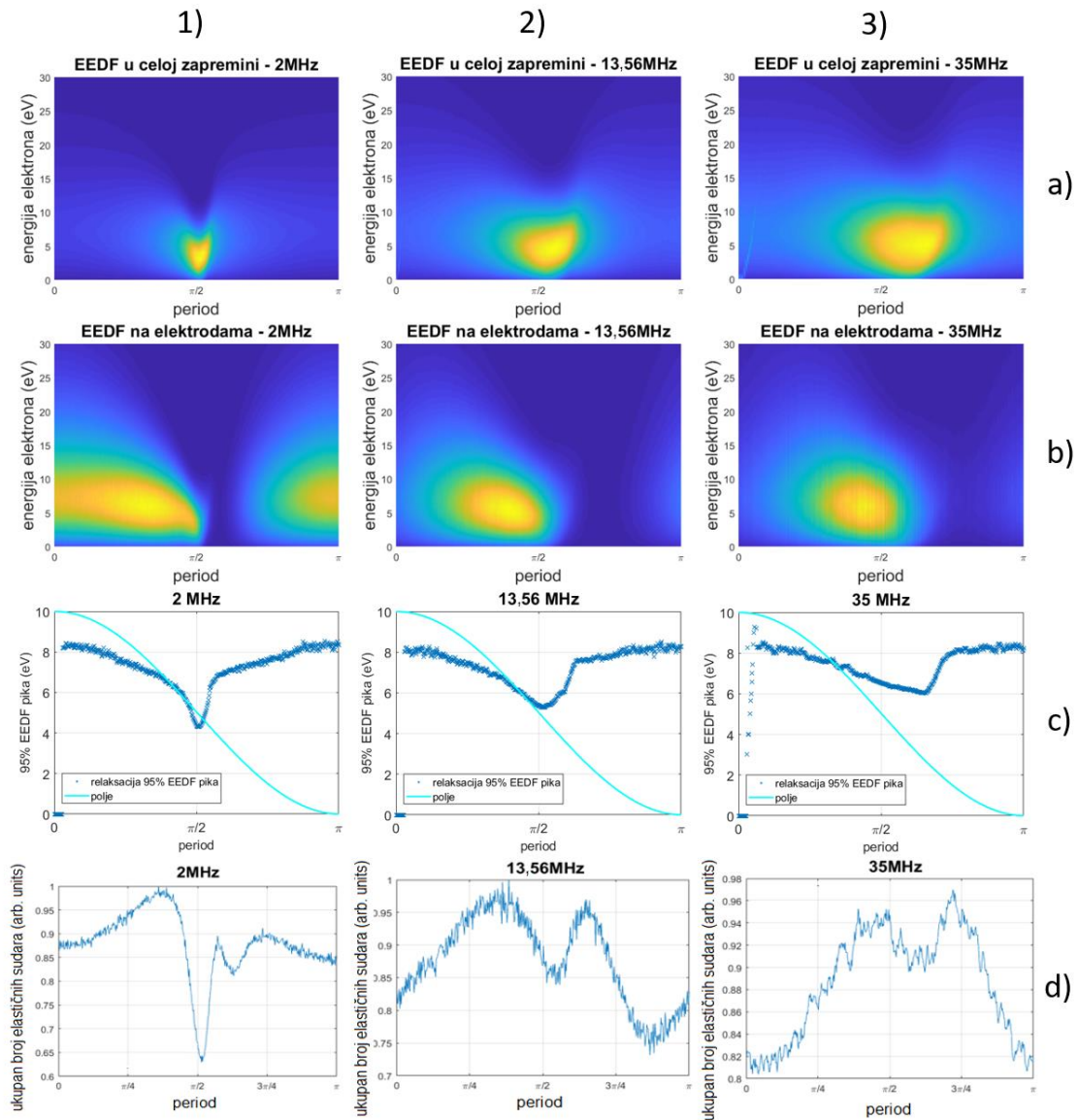
formira, dok je pri većim frekvencijama maksimumu neophodno značajno više vremena da bi se ponovo formirao. Na slici 5.12 takođe je prikazana relaksacija 95% EEDF u celoj zapremini (5.12c) i ukupan broj elastičnih sudara (5.12d). Kao i u slučaju sa slike 5.8, maksimum u ukupnom broju elastičnih sudara odgovara trenutku urušavanja maksimuma EEDF u celoj zapremini. Međutim, u slučaju na 2 MHz postoji više pikova u ukupnom broju elastičnih sudara, dok je relaksacija 95% vrednosti maksimuma EEDF u celoj zapremini gotovo simetrična, tako da je neophodna detaljnija analiza povezanosti i uzroka primećenih zavisnosti.



Slika 5.11: EEDF na elektrodama pri uslovima: $p=0,2$ Torr i $V=300$ V, i različitim frekvencijama: 2 MHz, 13,56 MHz i 35 MHz. Svetloplavom bojom je opisno prikazano primenjeno električno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm. EEDF su normirane tako da je površina ispod krivi jednaka jedinici.

U ovom poglavlju posmatrali smo energijski aspekt proboja duž probojne naponske krive na frekvenciji 13,56 MHz, dok smo kasnije primenjenu učestanost varirali. Svi predstavljeni rezultati su urađeni sa argonom, kao pozadinskim gasom, a rastojanje između elektroda je 23 mm. Sa gledišta proboja, potvrđeno je razmatranje iz poglavlja 3. U levoj grani probojne naponske krive sa povećanjem napona raste srednja energija elektrona: međutim, raste i udeo elektrona sa visokim energijama koji bivaju izgubljeni na elektrodama i, samim tim, sprečeni su da izvrše jonizaciju. EEDF elektrona na elektrodama doseže značajno više energije od EEDF u zapremini, što na kraju vodi gašenju pražnjenja. Sa druge strane, oblik EEDF u celoj zapremini nije simetričan. Pokazali smo da brzo urušavanje maksimuma EEDF isključivo zavisi od povećanja

broja elastičnih sudara, što je posledica postojanja Ramzauerovog minimuma u preseccima za argon (slika 3). Ukoliko pogledamo sa energijskog aspekta osobinu probojne naponske krive da postoje višestruke vrednosti probojnog napona za isti probojni pritisak, videćemo da proboj na višem naponu iziskuje i do dva reda veličine veći broj sudara kako bi se pražnjenje održalo (slika 5.5). I za kraj, predstavili smo raspodele energije pri variranju frekvencije kada zakon skaliranja nije održan.



Slika 5.12: a) EEDF u celokupnoj zapremini između elektroda u toku polovine perioda, b) EEDF elektrona koji nestanu na elektrodama u toku polovine perioda, c) relaksacija 95% vrednosti maksimuma EEDF u celoj zapremini, d) ukupan broj elastičnih sudara koji se dogode u toku polovine perioda za $p=0,2$ Torr i $V=300$ V i frekvencije: 1) 2 MHz, 2) 13,56 MHz i 3) 35 MHz. Svetloplavom linijom je opisno prikazano primenjeno polje. Pozadinski gas je argon, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

5.3. ZAKLJUČAK

Oblik naponske probojne krive je određen prirodom gasa u kojem dolazi do proboja. Amplituda probojnog napona određuje energiju koja se prenosi između dva sudara, od polja na elektrone. Sa druge strane, probojni pritisak utiče na učestanost sudara sa česticama pozadinskog gasa. Veći probojni pritisak smanjuje količinu energije koju elektron primi od polja između dva sudara. Sve se ovo može videti posmatranjem vremenski razložene funkcije raspodele elektrona po energijama duž naponske probojne krive. Takođe, posmatranjem vremenski razložene srednje energije roja mogu se primetiti uticaji primenjene frekvencije spoljašnjeg električnog polja kroz relaksaciju energije, ili nemogućnost iste usled visoke frekvencije.

Sa druge strane, oblici preseka, koji su direktna posledica prirode gasa, mogu odrediti oblik EEDF. Videli smo da postojanje Ramzauerovog minimuma u slučaju argona utiče na vreme urušavanja maksimuma EEDF u levoj grani naponske probojne krive, dok će u slučaju helijuma vremena formiranja i urušavanja maksimuma EEDF biti gotovo ista (poglavlje 8).

6. Brzine drifta pri RF probuju i poređenje sa jednostavnim modelom

U ovom poglavlju na kratko ćemo se osvrnuti na jednu temu iz poglavlja 1.2 gde smo govorili o naučnicima koji su se bavili RF probojem. Gil i fon Engel su istraživali jako uzak opseg uslova u kojima dolazi do proboja i dali su kratku analizu koja objašnjava proboj u uslovima niskih pritisaka i kada elektroni dolaze u dodir sa elektrodama. Opisali su kretanje elektrona između dve elektrode (preko brzine drifta) u slučajevima niskih i visokih pritisaka. Kao granični slučaj razmatrali su pojavu prekidne frekvencije (talasne dužine) primenjenog promenljivog električnog polja i pretpostavili da tada dolazi do gašenja proboja jer elektroni bivaju apsorbovani od strane materijala od kog su izrađene elektrode. Za opseg niskih pritisaka, koji obuhvata levu granu naponske probojne krive, to svakako jeste slučaj. Međutim, postavlja se pitanje da li je opravdano koristiti podatke sa krive probojnog napona (samo jednu tačku: tačku okretanja) za određivanje brzine drifta, kao što je predloženo od strane Lisovskog (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a; Lisovskiy *et al.*, 2006b). Ovaj predlog predstavlja direktnu implementaciju pojednostavljene fenomenologije proboja koju je predložio fon Engel sa saradnicima.

Proveru da li je moguće opisati kretanje elektrona između dve RF napajane elektrode pomoću aproksimacije jednim (efektivnim) elektronom posmatraćemo kroz slučaj kada je probojni gas argon, rastojanje između elektroda 23 mm i frekvencija 13,56 MHz. Za početak, analiziraćemo tačku okretanja sa eksperimentalne naponske probojne krive sa slike 1.2.5 (Lisovskiy *et al.*, 1998), koja ima koordinate: $V=72$ V, $p=0,081$ Torr, što odgovara vrednostima: $E/p = 386,47$ V/cm Torr odnosno $E/N = 1173$ Td, i pokušaćemo da ponovimo rezultate autora. Prva nelogičnost koja se javila u interpretaciji načina određivanja brzine drifta iz naponskih probojnih krivi, jeste izraz koji je korišćen. Kao što smo pomenuli (poglavlje 1.2 i referenca Lisovski *et al.*, 1998), uslov određivanja brzine drifta pomoću tačke okretanja je:

$$E/p \leq 200 \text{ V/cm Torr}, \quad V_{\text{dr}} = L\pi f, \quad (6.1a)$$

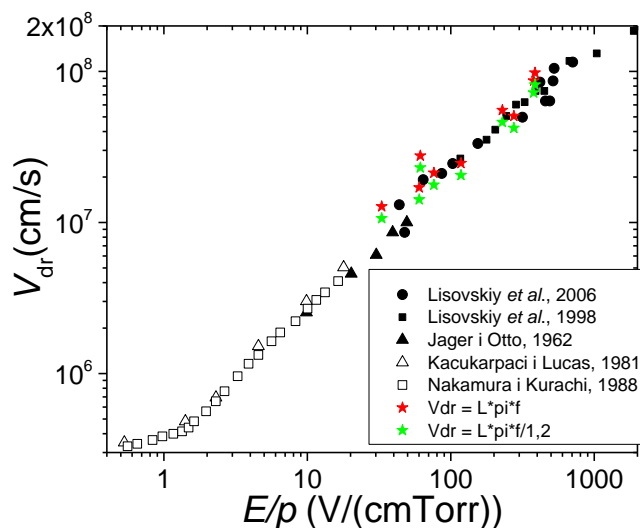
$$E/p > 200 \text{ V/cm Torr}, \quad V_{\text{dr}} = \frac{L\pi f}{1,2}. \quad (6.1b)$$

Na osnovu rečenog, za tačku okretanja se treba koristiti drugi izraz, dok autori (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a) navode da tački okretanja odgovara prvi izraz. Pogledajmo oba slučaja za ove uslove (6.1):

$$v_{L1} = L\pi f = 9,79303 \times 10^5 \text{ m/s}, \quad (6.2a)$$

$$v_{L2} = \frac{L\pi f}{1,2} = 8,16085 \times 10^5 \text{ m/s}. \quad (6.2b)$$

Na slici 6.1 prikazali smo digitalizovan grafik (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a) (crni i otvoreni simboli) i računane vrednosti na osnovu predstavljenih izraza iz tačaka okretanja na naponskim probojnim krivama iz pomenutih radova. Crvene zvezde prikazuju rezultate dobijene primenom prvog izraza (6.2a), a zelene drugog (6.2b), za argon kao pozadinski gas. Vidimo da se bolje slaganje, kako sa referencama tako i sa autorima, dobija korišćenjem izraza (6.2b).

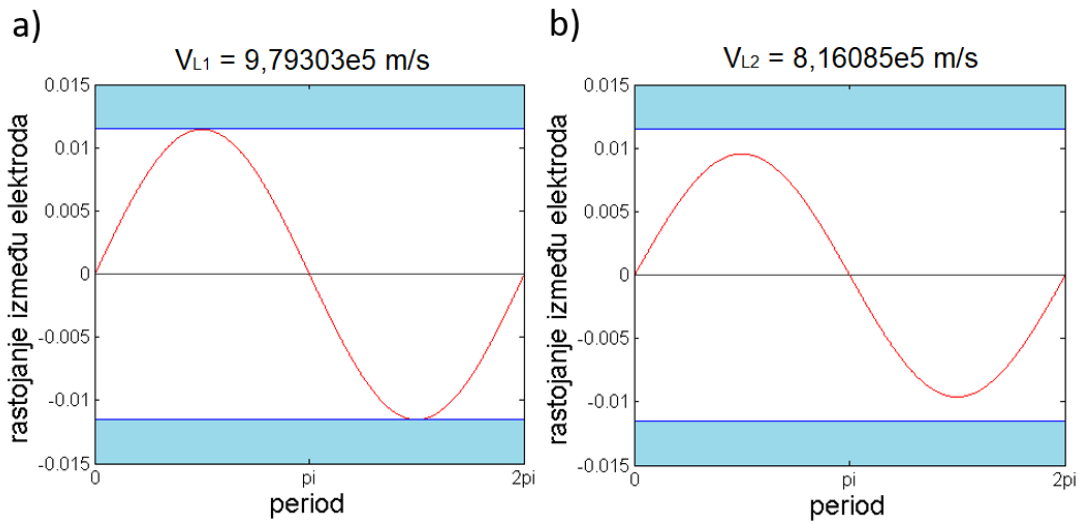


Slika 6.1: Prikazni su digitalizovani grafici (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a) (crni i otvoreni simboli) i računane vrednosti na osnovu predstavljenih izraza (jednačina 6.2) iz tačaka okretanja na naponskim probojnim krivama iz pomenutih radova (crvene zvezde prikazuju rezultate dobijene primenom prvog izraza, a zelene drugog). Pozadinski gas je argon.

Prema autorima (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a), izrazi za brzinu drifta u tački okretanja su dobijeni iz uslova da elektroni pređu međuelektrodno rastojanje u toku polovine perioda polja. Na taj način odmah po prispeću na elektrodu menja se smer polja i elektroni kreću ka suprotnoj elektrodi.

Na slici 6.2 prikazana je trajektorija kretanja (samim tim i amplituda oscilovanja) elektrona između dve elektrode na rastojanju od 23 mm koji se kreću brzinom:

$$v_{dr} = v_{L1/L2} \cos(\omega t). \quad (6.3)$$



Slika 6.2: Kretanje elektrona brzinom definisanom izrazom 6.3 između dve elektrode. v_{dr} je definisano izrazom: a) 6.2a i b) 6.2b. Pozadinski gas je argon.

Sa slike 6.2 vidimo da amplituda elektrona koji se kreće brzinom $v_{dr} = v_{L1} \cos \omega t = L\pi f \cos \omega t$ odgovara rastojanju između elektroda, što, međutim, nije saglasno uslovu (6.1a). Kada je ispunjen uslov (6.1b), elektron ne dolazi do elektrode, kao što se može videti na slici 6.2b. Postavlja se pitanje da li su autori (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006a; Lisovskiy *et al.*, 2006b) analizu uradili kako treba, iz čega je usledio predloženi način računanja brzine drifta iz naponskih probojnih krivih. Da zaključimo, bolje slaganje sa dostupnim rezultatima (Jager i Otto, 1962; Kacukarpaci i Lucas, 1981; Nakamura i Kurachi, 1988) dobijeno je kada je brzina drifta jednaka $L\pi f / 1,2$ (slika 6.1). Međutim, da bi se tačka okretanja mogla izdvojiti i posmatrati na isti način kao prekidna talasna dužina (koju su posmatrali Gil i fon Engel, poglavlje 1.2), odnosno da

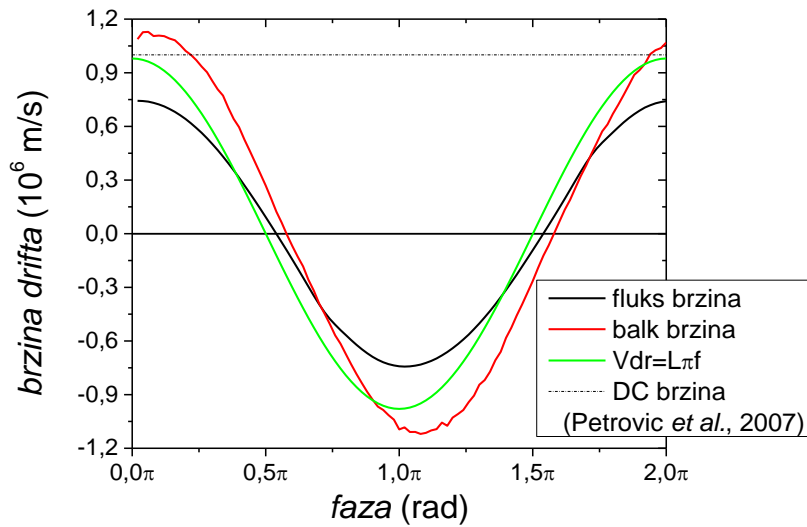
elektron pređe međuelektrodno rastojanje za polovinu perioda, Lisovski je bolje slaganje dobio koristeći izraz po kome je brzina drifta jednaka $L\pi f$, bez obzira što to nije u skladu sa opsegom E/p u kom taj izraz važi (jednačina 6.1).

Pogledajmo šta se zapravo dešava u tački okretanja ($V=72$ V, $p=0,081$ Torr) i kako izgledaju brzine drifta dobijene MC simulacijom. Na slici 6.3 prikazano je poređenje dobijenih brzina drifta: fluks i balk brzine pri RF spoljašnjem električnom polju čije su vrednosti dobijene MC simulacijom (crna i crvena linija, respektivno), kao i brzina drifta dobijena metodom koju je predložio Lisovski (Lisovskiy *et al.*, 1998; Lisovskiy *et al.*, 2006) gde u tački okretanja važi $V_{dr} = L\pi f \cos \omega t$, dok je horizontalnom isprekidanom linijom predstavljena je DC vrednost brzine drifta dobijene MC simulacijom (Petrović *et al.*, 2007). Vrednosti amplituda ovih brzina su sledeće:

$$v_{\text{fluks}} = 7,42 \times 10^5 \text{ m/s}, \quad (6.4a)$$

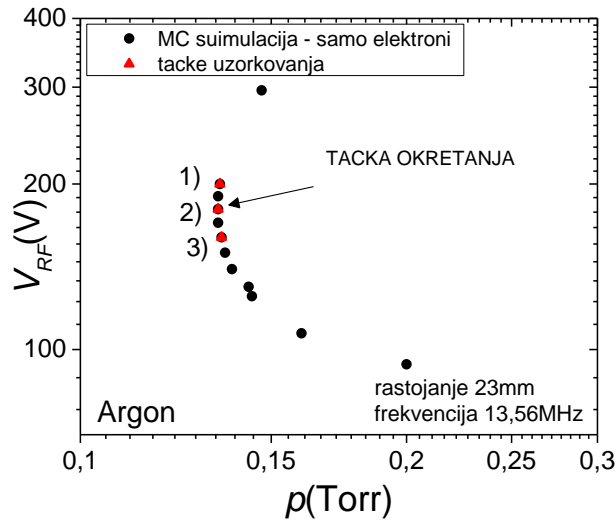
$$v_{\text{balk}} = 1,13 \times 10^6 \text{ m/s}, \quad (6.4b)$$

$$v_{\text{DC}} = 1 \times 10^6 \text{ m/s}. \quad (6.4c)$$

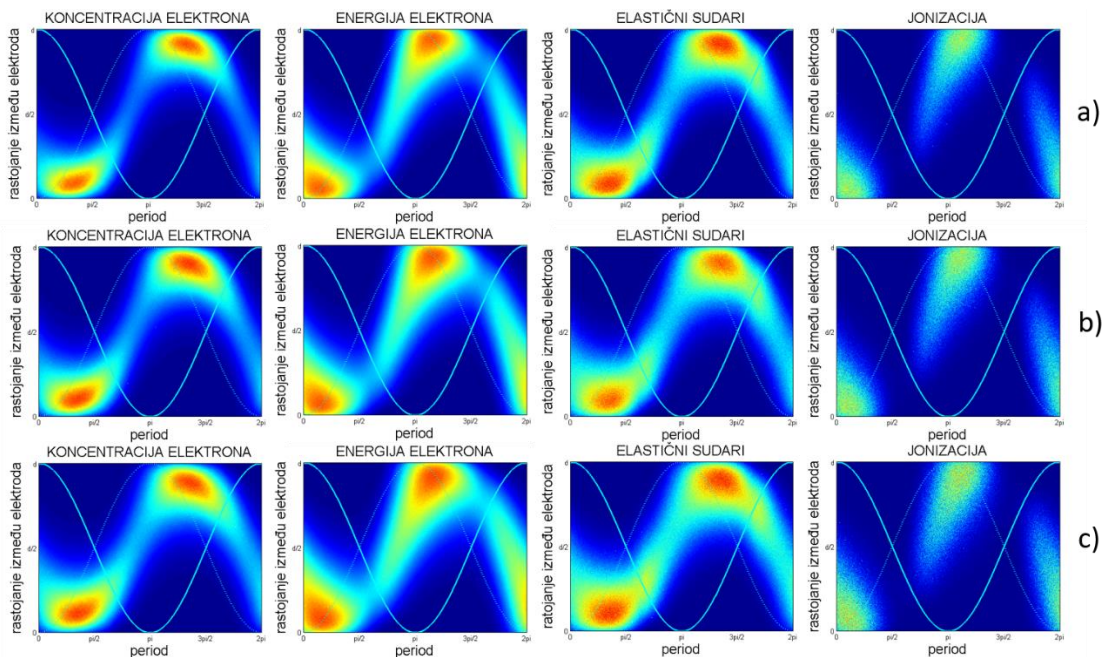


Slika 6.3: Poređenje brzina: RF fluks i balk brzine dobijene MC simulacijom (crna i crvena linija), brzina drifta dobijena jednačinom $V_{dr} = L\pi f$ (Lisovskiy *et al.*, 1998) koja ima kosinusnu zavisnost oblika $V_{dr} = L\pi f \cos \omega t$ (zelena linija) i DC drift brzina dobijena MC simulacijom (isprekidana tačka-crta linija) (Petrović *et al.*, 2007). Pozadinski gas je argon.

Sa slike 6.3 se vidi da fluks brzina neznatno kasni u odnosu na idealnu kosinusnu zavisnost, dok balk brzina ima nešto veće kašnjenje. Brzina koju je Lisovski odredio trebalo bi da odgovara brzini pri DC električnom polju.

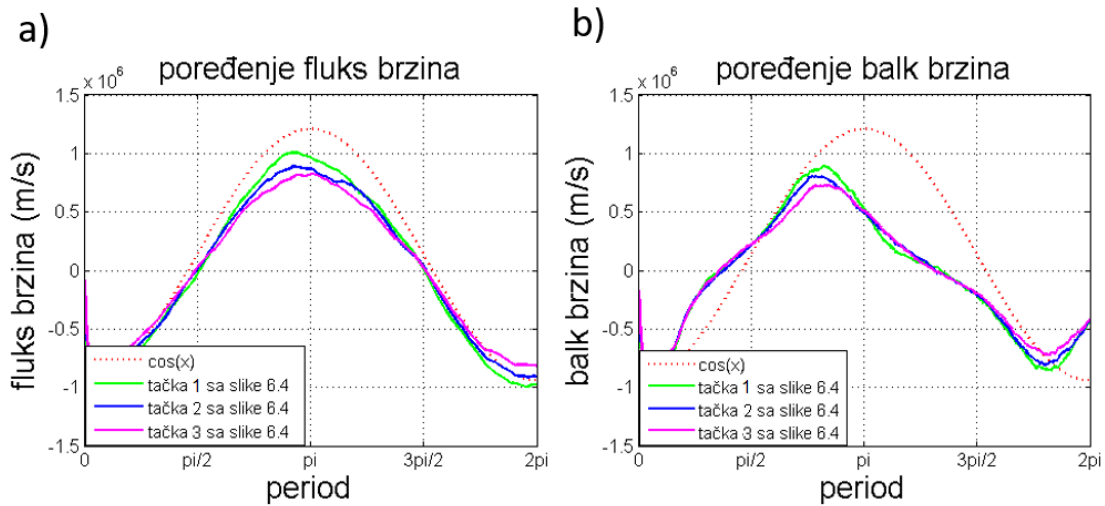


Slika 6.4: Uveličan deo naponske probojne krive za argon, međuelektrodno rastojanje je 23 mm i frekvenciju 13,56 MHz. Označene su tačke uzorkovanja za slike 6.5 i 6.6.



Slika 6.5: Prostorno-vremenski profili koji uključuju koncentraciju elektrona, srednju energiju, elastične sudare i jonizacije za tačke sa slike 6.4: a) tačka 1) $p=0,1345$ Torr $V=200$ V, b) tačka 2) $p=0,1335$ Torr $V=180$ V i c) tačka 3) $p=0,135$ Torr $V=160$ V. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz. Tačka okretanja je tačka b).

Na slici 6.4 prikazan je uveličan deo naponske probojne krive dobijene MC simulacijom u koju su uključeni samo elektroni. Izdvojena je tačka okretanja i označene su tačke u njenoj neposrednoj blizini. Na slici 6.5 prikazani su prostorno-vremenski profili koncentracije elektrona, srednje energije, elastičnih sudara i jonizacije za tačku okretanja i za dve tačke bliske njoj (tačke obeležene brojevima na slici 6.4). Posmatrajući prostorne profile (slika 6.5) vidimo da ne postoji značajna razlika. Ukoliko pogledamo i poređenje fluks i balk brzina drifta za iste tačke, vidimo da se njihove amplitude razlikuju maksimalno za 20%, s tim što balk brzina tačke koja se nalazi iznad tačke okretanja najpribližnije odgovara uslovu da elektron pređe međuelektrodno rastojanje u toku polovine perioda.



Slika 6.6: Poređenje a) fluks i b) balk brzina drifta za tačke sa slike 6.4: tačka 1) $p=0,1345$ Torr $V=200$ V, tačka 2) $p=0,1335$ Torr $V=180$ V i tačka 3) $p=0,135$ Torr $V=160$ V. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

Postavlja se pitanje da li je uopšte moguće određivati brzinu drifta na ovaj način. Ako pretpostavimo da jeste, koja je tačka ta u kojoj elektroni pređu međuelektrodno rastojanje u toku polovine perioda? Poređenjem tačaka u okolini tačke okretanja videli smo da je verovatnije da postoji čitav opseg tačaka na niskim pritiscima koji može odgovarati ovom uslovu. Sa druge strane, koju brzinu dobijamo ovakvom analizom? U prethodnim poglavljima smo pokazali da se proboj može opisati kretanjem roja elektrona između dve napajane elektrode, dok iz fizike rojeva u RF poljima znamo da postoje fluks i balk brzine drifta, a njihove vrednosti se mogu značajno razlikovati. U

stvari, i moraju se značajno razlikovati jer se radi o probiju, dakle, o uslovima kada je proizvodnja novih elektrona jonizacijom značajna. Lisovski i saradnici su poredili svoje rezultate u domenu E/N gde ima preklapanja sa podacima koji se mogu dobiti primenom LxCat koda na neki od standardnih setova preseka. Ovaj kod računa fluks transportne koeficijente. Oni su ipak dobili dobro slaganje, iako smo pokazali da se probij odvija po dinamici koju određuje balk brzina drifta. U svakom slučaju, možemo zaključiti da aproksimacija jednog elektrona koji pod dejstvom spoljašnjeg RF električnog polja prelazi tačno rastojanje između dve elektrode za određenu brzinu drifta, čak i u regionu niskih pritisaka, svakako nije odgovarajuća. Na ovo treba dodati eksperimentalne probleme usled kojih se ne može precizno odrediti probijni napon, a rezultat se koristi da bi se dobile veličine koje se u drugim eksperimentima mogu veoma precizno odrediti (posebno brzina drifta). Na kraju, pojednostavljena fenomenologija RF probija ne uzima u obzir razne kinetičke pojave, kašnjenje usled relaksacije, nesinusoidni oblik brzine drifta i razliku u vremenskim konstantama relaksacije impulsa i energije (Petrović *et al.*, 2009).

7. Efekti na površinama elektroda pri RF probouju

7.1. RELEVANTNI PROCESI NA POVRŠINAMA

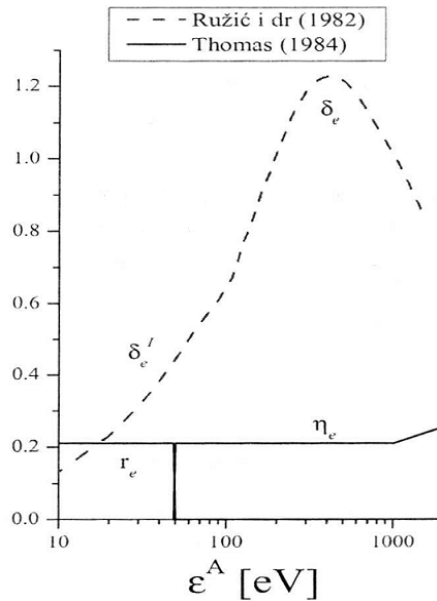
Elektron koji putuje pod uticajem spoljašnjeg električnog polja između dve beskonačne elektrode dobijaće energiju od polja koju će trošiti prilikom sudara sa česticama pozadinskog gasa. Nakon određenog broja sudara, u nekim slučajevima, doći će do jedne od elektroda. Da bismo izgradili potpuniji model RF probouja, potrebno je razmatrati i uticaj interakcije elektrona sa površinama materijala od kog su izrađene elektrode. Doprinos površina RF probouju jako zavisi od vrste materijala od koga su izrađene elektrode. Priroda materijala utiče na izlazni rad, odnosno energiju neophodnu da se elektron izbaci sa površine, što pak direktno određuje emisiju sekundarnih elektrona. Takođe i obrada površine utiče na refleksiju, ugaone zavisnosti i druge procese kroz koje prolaze elektroni pri interakciji sa materijalom elektroda.

Kada elektroni iz oblasti pražnjenja uđu u metal, oni se sudaraju sa atomima materijala raspoređenim u kristalnoj rešetki. Treba napomenuti da se često sudari u kojima se elektroni rasejavaju, čak i kada su oni elastični, dešavaju u dubini od više atomskih slojeva materijala. Elektroni mogu doživeti tri vrste sudara: elastične, neelastične i sudare pri kojima se oslobađa novi elektron izvan površine elektrode. Ove efekte ćemo označiti kao:

- elastična refleksija, opisana koeficijentom r_e ,
- neelastična refleksija, opisana koeficijentom b_e ,
- emisija sekundarnih elektrona, opisana koeficijentom s_e ,

dok se totalni prinos elektrona može definisati kao zbir koeficijenata:

$$\zeta_e = r_e + b_e + s_e. \quad (7.1)$$



Slika 7.1.1: Verovatnoće različitih efekata na površinama elektroda pri udaru primarnog elektrona u površinu čelika: δ_e je koeficijent emisije sekundarnih elektrona, r_e je koeficijent elastične refleksije i η_e koeficijent neelastične refleksije (disertacija V. Stojanović, 2007; Ružić et al., 1982; Thomas et al., 1984).

Naravno, koji se procesi dešavaju, kao i vrednosti koeficijenata za dati proces, jako zavise od energije koju ima upadni elektron. Prema energijama upadnih (primarnih) elektrona možemo ih podeliti u dve grupe (Rosler i Brauer, 1991):

1. Energija snopa primarnih elektrona je $\varepsilon^A \leq 50$ eV.

Dominantan proces je elastična refleksija elektrona, dok se neelastično rasejanje može zanemariti. Totalni prinos se sastoji od dve komponente. Prva je $\delta_e^I = s_e + b_e$, dok je druga r_e . Dakle, totalni prinos je dat jednačinom:

$$\zeta_e = \delta_e^I + r_e. \quad (7.2)$$

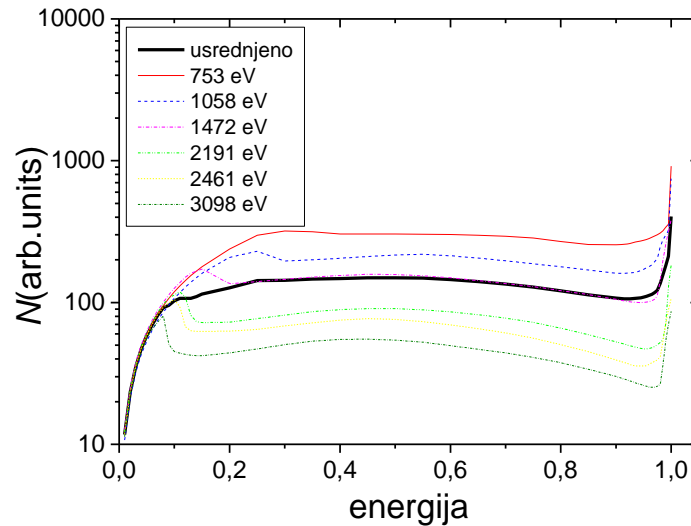
2. Energija snopa primarnih elektrona je $\varepsilon^A > 50$ eV.

U ovom slučaju dominantni procesi su neelastična refleksija i sekundarna emisija, dok se elastična refleksija može zanemariti. Takođe, razlikujemo dve komponente, prva obuhvata reflektovane elektrone sa koeficijentom refleksije $\eta_e = r_e + b_e$ i druga

komponenta se sastoji samo od sekundarno emitovanih elektrona sa koeficijentom prinosa $\delta_e = s_e$. U ovom slučaju totalni prinos je dat jednačinom:

$$\zeta_e = \delta_e + \eta_e. \quad (7.3)$$

Ulazni podaci za koeficijente koji su korišćeni u disertaciji prikazani su na slici 7.1.1. Kao što se može videti sa slike, pri određenim upadnim energijama primarnih elektrona (približno većim od 200 eV) moguće je izbaciti više od jednog sekundarnog elektrona, dok je, prema rezultatima iz navedene reference, koeficijent neelastične refleksije η_e blizak vrednosti 0,2 za gotovo sve energije primarnih elektrona.

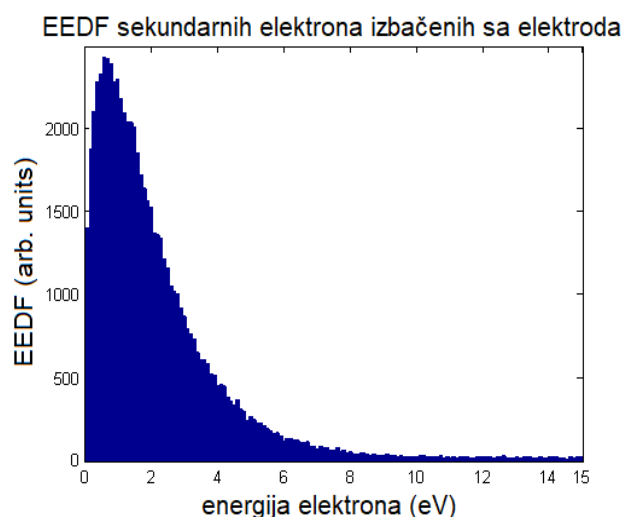


Slika 7.1.2: Spektar energije reflektovanih primarnih elektrona (disertacija V. Stojanović, 2007).

Kada smo definisali šta se sve može desiti sa primarnim elektronom koji udari u elektrodu, pogledajmo šta se dešava sa njegovom energijom. U slučaju elastičnih sudara, kao što ime kaže, primarni elektron zadržava svu svoju energiju. Promenu trpi samo deo vektora brzine koji je normalan na površinu, menjajući znak. Kod neelastičnih sudara deo energije se izgubi u sudarima primarnog elektrona sa atomima u rešetki materijala. Za izračunavanje gubitka energije koristili smo podatke iz disertacije V. Stojanovića (disertacija V. Stojanović, 2007) prikazane na slici 7.1.2. Slika 7.1.2 prikazuje spektar energije elektrona rasejanih na površini mete. Spektar gubitka energije elektrona definisan je kao raspodela rasejanih elektrona po energijama, normalizovana na ukupan broj reflektovanih elektrona. Potrebno je reći da vrh na najvišoj energiji (u

okolini 100% upadne energije) u stvari predstavlja i elastične i neelastične procese jer su većinom neelastični gubici posledica pobuđivanja fonona energijama ne više od dela do nekoliko elektron volti. Kod osetljivijih eksperimenata na nižim energijama pojedinačni maksimumi (pikovi) za fononsko rasejanje mogu se razložiti, ali to se obično ne radi. Debljom crnom linijom (slika 7.1.2) prikazana je srednja vrednost pojedinačnih krivih koje odgovaraju različitim upadnim energijama elektronskog snopa. U našim proračunima koristili smo upravo tu srednju vrednost.

Treći proces jeste emisija sekundarnog elektrona. Energija sa kojom sekundarni elektroni bivaju izbačeni sa površine obično se opisuje primenom Maksvelove raspodele sa srednjom energijom od 2 eV (slika 7.1.3).



Slika 7.1.3: Raspodela energije sekundarnih elektrona sa kojom bivaju izbačeni sa površine elektrode (Rosler et al., 1991).

Emisija sekundarnog elektrona je moguća jedino ako je primarni elektron izgubio minimalno energiju izlaznog rada (najmanje 2 eV), bilo prilikom neelastične refleksijem, bilo prilikom apsorpcije od strane elektrode, kada se pretpostavi da se celokupna energija primarnog elektrona može utrošiti na izbacivanje sekundarnih elektrona. Nakon određivanja energije koju „dodeljujemo“ sekundarnom elektronu, ostaje nam da vidimo pod kojim uglom on izlazi sa površine elektroda. Posmatraćemo osu koja je normalna na površinu elektrode i usmerena je od elektrode. U odnosu na tu osu, sekundari izlaze sa kosinusnom raspodelom, dok je prostorni ugao ϕ odabran

sa karakteristikama koje su već opisane. Drugi slučaj jeste kada je energija primarnog elektrona veća od 50 eV. Tada slučajan broj r poredimo sa koeficijentom za neelastičnu refleksiju η_e . Ukoliko je r manje ili jednako η_e , primarni elektron je neelastično reflektovan i sledi određivanje koliko je energije izgubio, E_L . Zatim se primarni elektron reflektuje sa novom energijom $E=E_0-E_L$ i brzinom $V_z=-V_{z0}$. Energija E_L se može iskoristiti za izbacivanje sekundarnog elektrona ukoliko je veća od 2 eV. Da bismo odredili da li je izbačen sekundar, ponovo biramo slučajni broj r_1 . Ukoliko je manji od koeficijenta sekundarne emisije δ_e , izbacujemo sekundar i povećavamo brojač sekundara N_{sec} za 1 ($N_{sec}++$). Kako δ_e može imati vrednosti veće od 1 (slika 7.1.1), moramo ponovo odrediti novi slučajan broj r_2 koji ćemo uporediti sa izrazom $\delta_e - N_{sec}$. Kako je N_{sec} sada jednako 1, ako je δ_e manje od 1, dobićemo negativan broj. U tom slučaju δ_e ne može biti veće od slučajnog broja r_2 , odnosno ne nastaje novi sekundar. Ali ako je δ_e veće od 1 (npr. $\delta_e = 1,2$), na ovaj način ćemo dobiti jedan zagarrantovani sekundar u prethodnom koraku, a od „ostatka“ $\delta_e - N_{sec} = 0,2$ imaćemo 20% verovatnoće da napravimo još jedan.

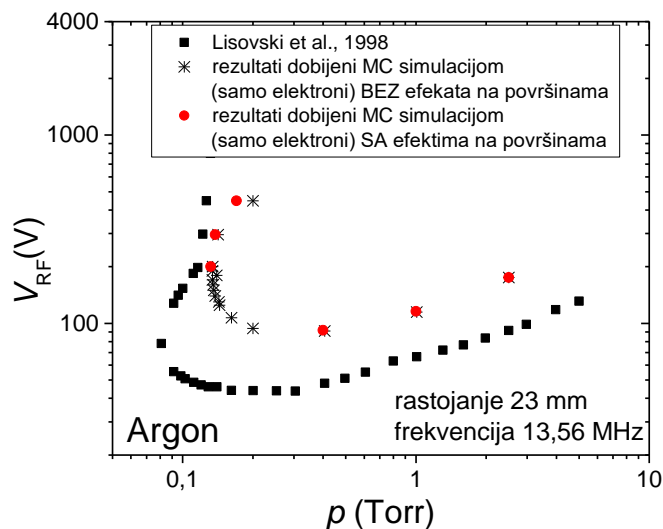
7.2. UTICAJ EFEKATA NA POVRŠINAMA NA OBLIK PROBOJNIH NAPONSKIH KRIVIH

Efekti na površinama, pre svega, povećavaju broj elektrona koji se nalazi u zapremini gasa. Intuitivno možemo pretpostaviti da njihov porast svakako utiče na proboj, a samim tim i na naponske probojne krive. Koliki je njihov stvarnu uticaj, videćemo u nastavku. Pojava sekundarnih elektrona menja profil koncentracije elektrona i raspodelu energije u blizini elektrode, mada oni primarni elektroni koji dolaze iz zone pražnjenja, imaju i dalje iste osobine.

Na slici 7.2.1 prikazano je poređenje različitih naponskih probojnih krivih: MC simulacija bez efekata na površinama, svaki elektron koji dođe do elektrode biva izbrisan iz dalje simulacije (zvezdice); MC simulacija sa uključenim efektima na površinama, koji su određeni slikama 7.1.1 i 7.1.2 (crveni krugovi); u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (crni kvadrati; Lisovskiy *et al.*, 1998). Uključivanjem efekata na površinama, na opisani način, vidimo da se naponska probojna kriva jako malo promenila. Još uvek ima isti oblik slova „U“ sa nepromenjenom desnom granom i levom granom slabo pomerenom ka nižim pritiscima. Može se zaključiti da ovako urađen model ne daje zadovoljavajuće rezultate (ukoliko se pretpostavi da eksperiment daje tačne podatke, što u ovom slučaju nije nipošto sigurno), ni kvalitativne (kriva nije istog oblika kao eksperimentalna) ni kvantitativne (vrednosti probojnih napona/pritisaka su značajno veće u odnosu na eksperiment). Potreban nam je drugačiji pristup problemu.

U daljoj analizi ispitaćemo uticaj pojedinačnih efekata na oblik naponske probojne krive. Prvo ćemo analizirati uticaj refleksije. Na slici 7.2.2 prikazane su krive dobijene variranjem koeficijenta za elastičnu i neelastičnu refleksiju na isti način, odnosno i jednom, i drugom koeficijentu je dodeljena ista vrednost. Možemo zaključiti da se povećanjem koeficijenta refleksije, čak do vrednosti od 80%, naponska probojna kriva pomera ka nižim pritiscima na taj način što se minimum krive produbljuje dijagonalno (pomera se ka nižim pritiscima i nižim naponima). Kada koeficijent refleksije pređe vrednost od 80%, leva grana krive se naglo pomera ka niskim pritiscima. Visoke

vrednosti koeficijenta refleksije, koje nisu u skladu sa realnim uslovima u eksperimentima, uzeli smo samo da bismo videli kako izgledaju krive i u tim „nerealnim“ uslovima, odnosno da li se njihov oblik može predvideti za bilo koji koeficijent refleksije. Zaključak je da se povećanjem refleksije oblik krive proboja menja i postaje sličniji eksperimentalnoj krivoj, a da bi optimalni koeficijent refleksije bio negde između 0,4 i 0,6. Potrebno je, međutim, videti da li rezultati za koeficijent refleksije dobijeni nezavisnim direktnim merenjima mogu da podrže ove vrednosti.

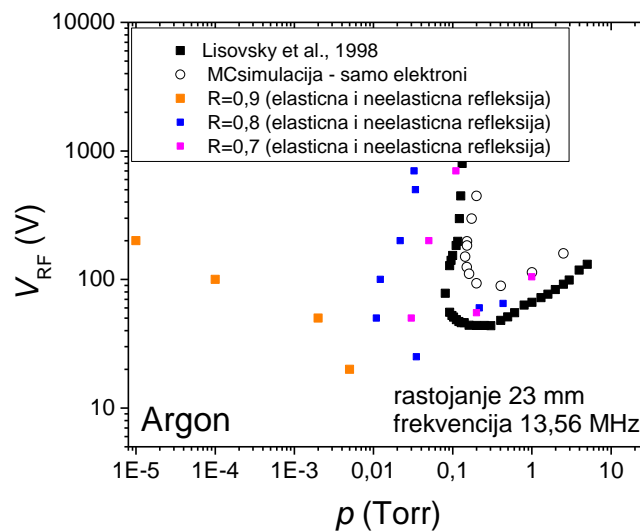


Slika 7.2.1: Probajna naponska kriva dobijena našim Monte Karlo kodom bez efekata na površinama (zvezdice) i sa efektima na površinama, ulazni podaci sa slika 7.1.1 i 7.1.2 (crveni krugovi), u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (crni kvadrati; Lisovskiy et al., 1998). Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

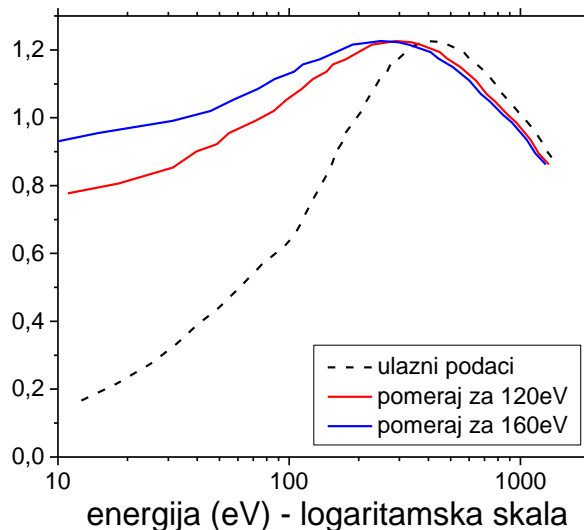
Ispitivanju uticaja promene koeficijenta emisije sekundarnih elektrona pristupićemo na drugačiji način. Za razliku od koeficijenta refleksije, nećemo mu dodeljivati konstantne vrednosti, već ćemo zadržati oblik sa slike 7.1.1, s tim što ćemo krivu pomeriti u levo, ka nižim energijama. To znači da će primarni elektroni i sa nižim upadnim energijama moći da izbace više od jednog sekundarnog elektrona (koeficijent prelazi vrednost 1,0). Na slici 7.2.3 je prikazano kako izgleda originalna kriva (isprekidana linija) i kako izgledaju pomerene krive.

Uticaj promene koeficijenta emisije sekundarnih elektrona, na način prikazan na slici 7.2.3, na naponsku probajnu krivu dat je na slici 7.2.4. Može se zaključiti da povećana

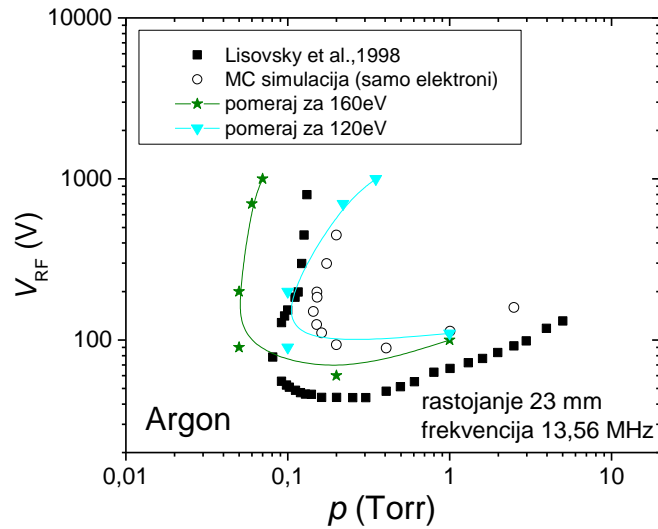
emisija sekundarnih elektrona ispravlja levu granu tako da je gotovo normalna na x -osu. U isto vreme, cela kriva se polako pomera ka nižim probojnim pritiscima, dok je pomeranje ka nižim probojnim naponima jako malo.



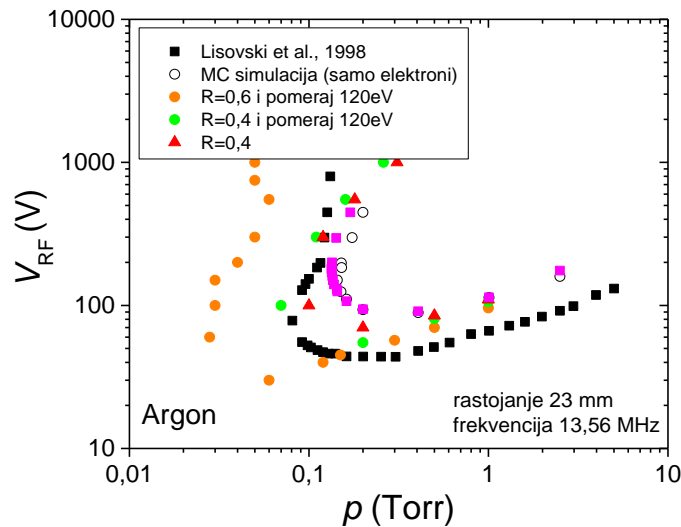
Slika 7.2.2: Probojne naponske krive za različite vrednosti koeficijenta refleksije u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (Lisovskiy et al., 1998). Vrednosti koeficijenta refleksije su prikazane u legendi sa odgovarajućim simbolima za odgovarajuću krivu. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.



Slika 7.2.3: Koeficijenti emisije sekundarnih elektrona pomereni ka nižim energijama primarnih elektrona tako da se visoke vrednosti koeficijenta mogu dobiti kada u elektrodu udari primarni elektron niže energije (x -osa u logaritamskoj razmeri). Isprekidana kriva je ista kao na slici 7.1.1.



Slika 7.2.4: Uticaj promene koeficijenta emisije sekundarnih elektrona, na način prikazan na slici 7.2.2, na oblik probojne naponske krive. Takođe je prikazana i dostupna eksperimentalna kriva (crni kvadrati; Lisovskiy et al., 1998). Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.



Slika 7.2.5: Probojne naponske krive nastale istovremenim variranjem koeficijenata za refleksiju i za emisiju sekundarnih elektrona.

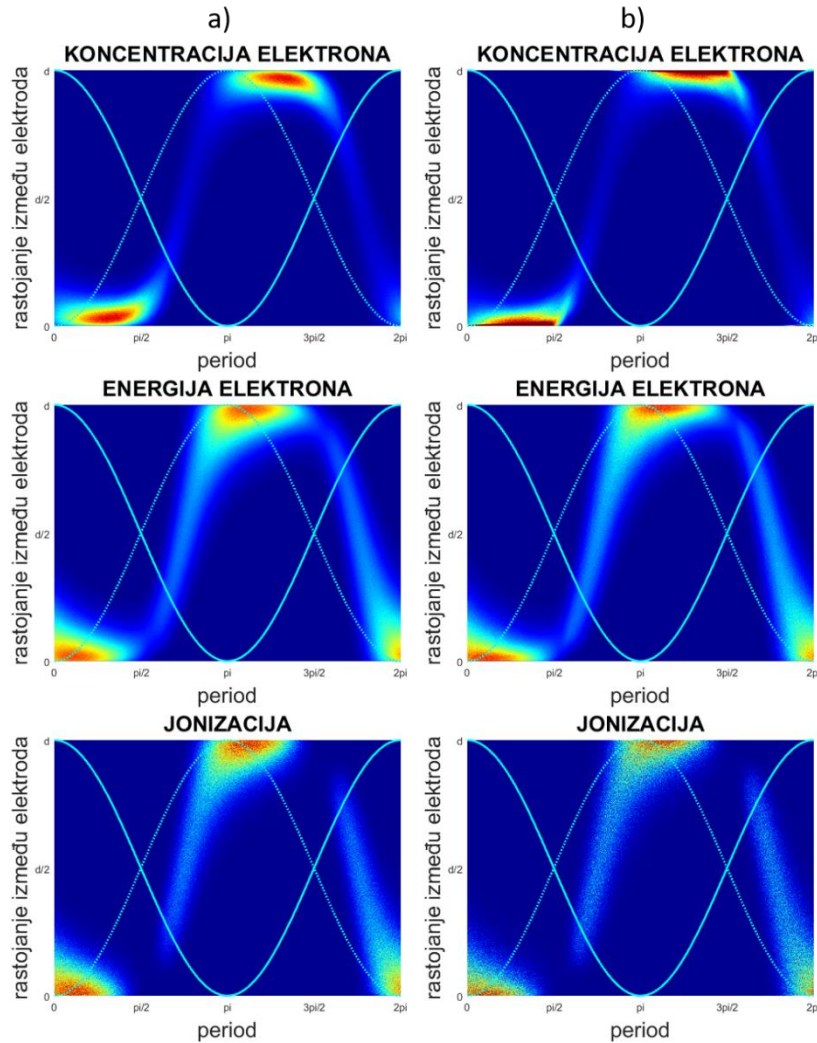
Imajući na umu naponske probojne krive na slikama 7.2.2 i 7.2.4, odgovarajućim odabirom koeficijenata, kako refleksije, tako i sekundarne emisije, možemo uticati na oblike određenih delova krivih. Na slici 7.2.5 prikazane su krive koje su dobijene različitim kombinacijama koeficijenata za refleksiju i emisiju sekundarnih elektrona. Sa slike je očigledno da potpuno kvantitativno slaganje sa eksperimentalnom krivom nije

moguće. U svim kombinacijama koeficijenata, desna grana krive je uvek pomerena ka višim probojnim naponima, mada treba skrenuti pažnju da nagib modelovane desne grane odgovara nagibu eksperimentalne. Međutim, kvalitativno slaganje (oblik krive) je moguće reprodukovati. U slučaju kada je koeficijent refleksije jednak 0,6 i kada je kriva koeficijenta emisije sekundarnih elektrona pomerena za 120 eV ka nižim energijama, dobija se naponska probojna kriva koja po obliku odgovara eksperimentalnoj krivoj (narandžasti krugovi na slici 7.2.5). To nam ukazuje da je naš model obuhvatio sve relevantne fizičke procese, čijom smo detaljnom analizom pokazali uticaje pojedinačnih procesa na oblik naponske probojne krive. Kvantitativno neslaganje može biti posledica nepoznavanja svih detalja eksperimenta koji se modeluje (sve što znamo o konkretnom eksperimentu je ono što je napisano u radovima, a ne postoji bliža saradnja sa grupom koja je radila na njemu).

7.3. POREĐENJE PROSTORNO-VREMENSKIH PROFILA, FUNKCIJA RASPODELA PO ENERGIJAMA I BRZINA DRIFTA SA I BEZ EFEKATA NA POVRŠINAMA

Šta se dešava pri samom proboju kao posledica efekata na površinama, videćemo posmatranjem kako se menjaju prostorno-vremenski profili. Sva analiza u ovom delu je urađena za tačku na levoj grani krive, jer se, kako smo videli, desna grana gotovo i ne menja. Efekti na površinama su uključeni prema modelu iz poglavlja 7.1. Na slici 7.3.1 prikazano je poređenje prostorno-vremenskih profila sa i bez efekata na površinama za tačku sa koordinatama $V=600$ V i $p=0,22$ Torr. Pozadinski gas je argon, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija primenjenog električnog polja je 13,56 MHz. Kao što smo pomenuli, uključivanjem efekata na površinama dobijamo novi izvor elektrona koji se nalaze u blizini elektroda. Ti nofonastali elektroni imaju niže energije, kao što znamo sekundari imaju oko 2 eV, a neelastično reflektovani elektroni izgube deo energije, tako da celokupni roj elektrona ima nešto nižu srednju energiju. To se može videti poređenjem prostorno-vremenskih profila koji prikazuju srednju energiju: deo koji odgovara visokoenergijskim elektronima (označen crvenom bojom na profilu) značajno je manji po površini kada postoje efekti na površinama. U skladu sa profilom srednje energije elektrona i profil jonizacije je po intenzitetu slabiji. To ne znači da je apsolutan broj jonizacija manji, već da prilivom novih niskoenergijskih elektrona (ceo roj elektrona je „spušten“ ka nižim energijama), manji procentualni deo elektrona izvrši jonizaciju. Na slici 7.3.2 su prikazane EEDF elektrona koji dođu do elektroda (plava linija) i onih koji napuste elektrode (crvena linija). U oba slučaja postoji izražen maksimum oko 2 eV koji odgovara sekundarnim elektronima. Međutim, jasno se može videti da deo roja elektrona koji dođe do elektroda gubi energiju (EEDF ima viši maksimum na 2 eV i nešto kraći „rep“ raspodele). Druga tačka gledišta nam opisuje kako izgleda energija elektrona u zapremini gasa (slika 7.3.3), gde su prikazane 3D funkcije raspodele energije elektrona u toku jednog perioda. U slučaju kada su efekti na površinama uključeni (slika 7.3.3b), postoji izraziti maksimum na malim energijama, dok rep raspodele po obliku odgovara repu raspodele bez efekata na površinama. Uključivanjem efekata ne dolazi do preraspodele energija, već smo „ubacili“ veliki broj

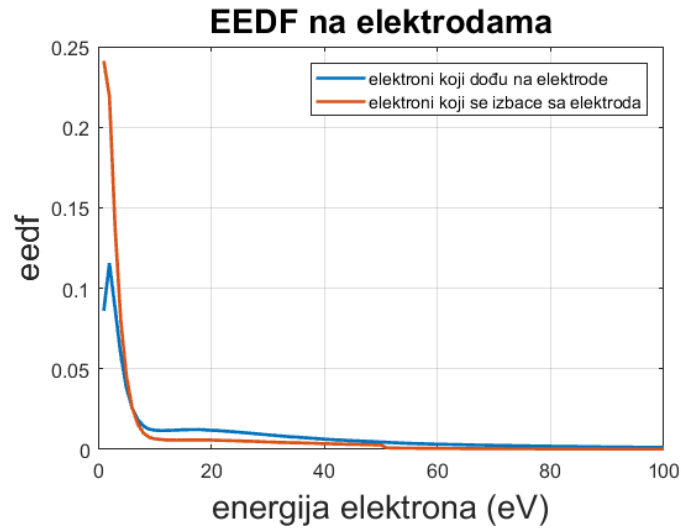
niskoenergijskih elektrona u međuelektrodni prostor, koji su formirali maksimum na malim energijama na već postojeću raspodelu. Isti maksimum na 2 eV se može videti i na slici 7.3.4 na kojoj je prikazano poređenje EEDF na elektrodama u slučaju bez i sa efektima na površinama.



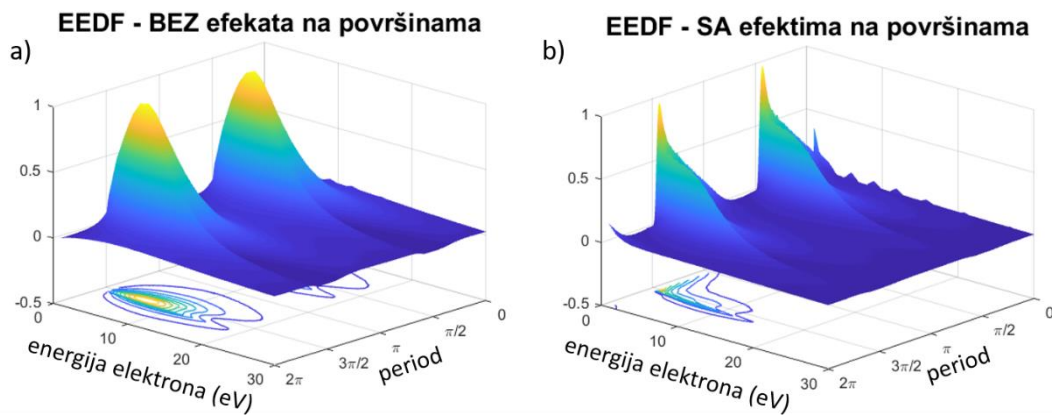
Slika 7.3.1: Koncentracija elektrona, srednja energija i jonizacije za $V=600$ V i $p=0,22$ Torr a) BEZ efekata na površinama i b) SA efektima na površinama, prema modelu iz poglavlja 7.1. Proračuni su urađeni za argon kao pozadinski gas, rastojanje između elektroda je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

Ubacivanje novih elektrona među postojeće elektrone utiče, preko energije, i na brzinu celokupnog roja. Slika 7.3.5 prikazuje prostorno-vremenske profile kada postoje efekti na površinama, za početne uslove $V=600$ V, $p=0,22$ Torr i frekvenciju od 13,56 MHz (tri prikazana profila su ponovljena sa slike 7.3.1). Crvenom bojom je predstavljena

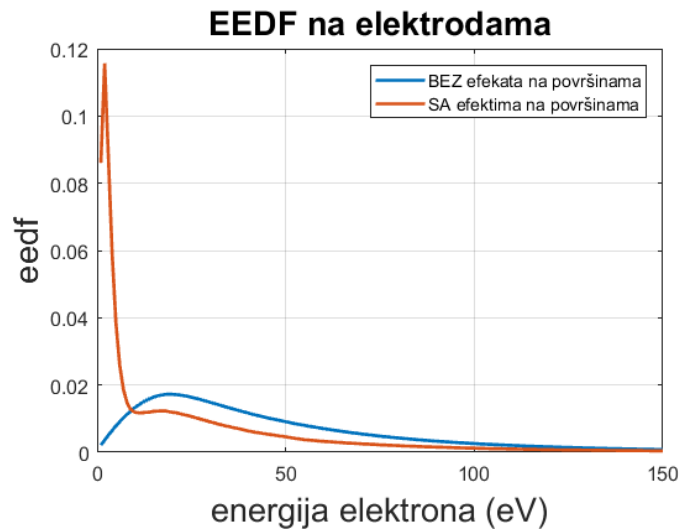
srednja brzina roja elektrona čije su vrednosti prikazane na y-osi sa desne strane. Vidimo da njena vrednost značajno brže opada od predviđene kosinusne zavisnosti u trenutku kada se naglo poveća koncentracija elektrona usled pojave sekundara i neelastično reflektovanih elektrona.



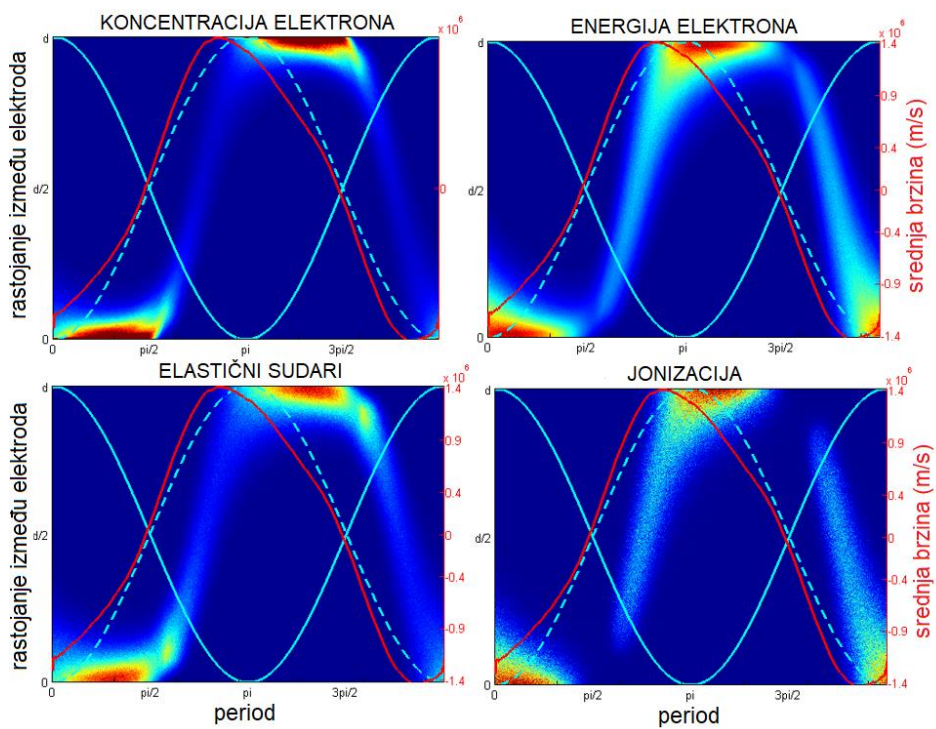
Slika 7.3.2: EEDF elektrona koji dođu na elektrode (plava linija) i elektrona koji su izbačeni sa elektroda (crvena linija).



Slika 7.3.3: 3D profil EEDF u toku jednog perioda a) BEZ efekata na površinama i b) SA efektima na površinama prema modelu iz poglavlja 7.1. Uslovi su: $V=600$ V, $p=0,22$ Torr, $f=13,56$ MHz i rastojanje između elektroda je 23 mm. Pozadinski gas je argon.

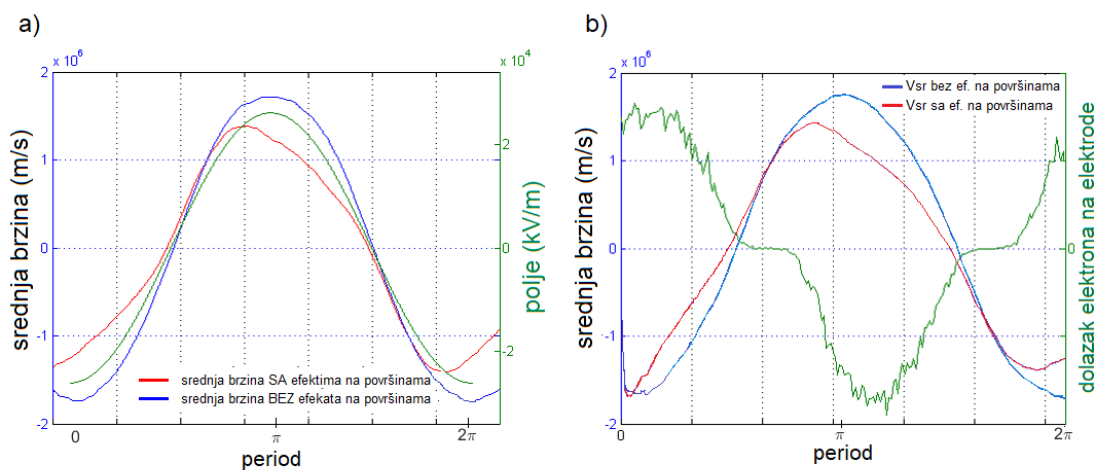


Slika 7.3.4: Poređenje EEDF na elektrodama kada nema efekata na površinama (plava linija) i kada su efekti na površinama uključeni prema modelu iz poglavlja 7.1 (crvena linija).



Slika 7.3.5: Prostorno-vremenski profili (koncentracija elektrona, srednja energija, broj elastičnih sudara i jonizacija) za uslove: $V=600$ V $p=0,22$ Torr, rastojanje je 23 mm, a frekvencija je 13,56 MHz. Pozadinski gas je argon. Crvenom linijom je prikazana srednja brzina roja elektrona čije vrednosti su prikazane na y-osi sa desne strane.

Sa druge strane, na slici 7.3.6 prikazano je poređenje srednje brzine roja elektrona sa i bez efekata na površinama za iste uslove kao sa slike 7.3.5. Na slici 7.3.6b dodata i kriva koja opisuje dolazak elektrona na elektrode. Očekivano, u slučaju bez efekata na površinama srednja brzina roja prati oblik primenjenog električnog polja. Kada su efekti na površinama uključeni, dolazi do pomenute promene u obliku srednje brzine. Na slici 7.3.6b može se videti da se nagli pad u vrednosti brzine dešava u trenutku kada elektroni udaraju u elektrode. Kada je roj lociran u prostoru između elektroda, srednja brzina se približava brzini bez efekata na površinama. Pored oblika, maksimalna vrednost srednje brzine je nešto niža, što je posledica „dodavanja“ elektrona sa nižom energijom u prvobitno roj.



Slika 7.3.6: a) Srednja brzina za početne uslove: $V=600$ V, $p=0,22$ Torr, $d=23$ mm i $f=13,56$ MHz sa i bez uključenih efekata na površinama u poređenju sa primenjenim poljem, b) srednja brzina sa i bez uključenih efekata na površinama. Zelena linija opisuje u kojim delovima perioda elektroni pristižu do elektrode.

7.4. ZAKLJUČAK

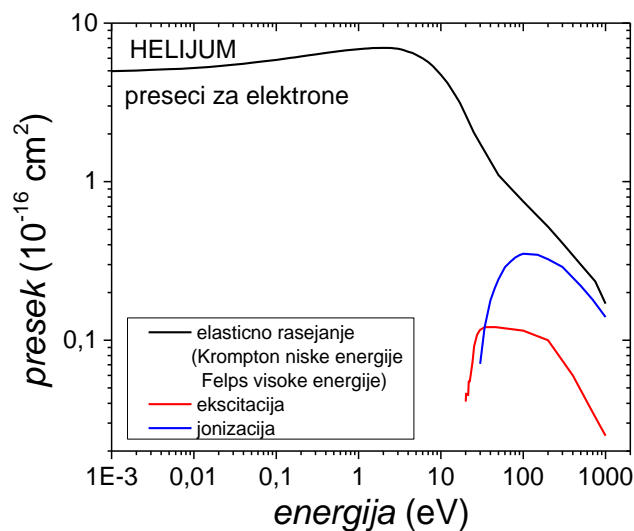
U ovom poglavlju analizirali smo efekte na površinama elektroda. Primajući model opisan u poglavlju 7.1 videli smo da oblik naponske probojne krive nije značajnije modifikovan. Analizu smo nastavili posmatranjem uticaja pojedinačnih efekata (refleksija i emisije sekundarnih elektrona sa površine elektroda) na krivu. Odabirom odgovarajućih koeficijenata moguće je uticati na oblik određenih delova probojnih krivih tako da njihovom kombinacijom možemo dobiti krive koje odgovaraju eksperimentalnim. Uočili smo da je moguće dobiti kvalitativno slaganje sa dostupnom eksperimentalnom krivom, ali ne i kvantitativno. Takođe, uticaj efekata na površinama ograničen je na levu granu, što je i očekivano. Na osnovu prostorno-vremenskih profila koncentracije elektrona vidimo da elektroni, pri uslovima iz desne grane (visoki pritisci), dolaze do elektroda u gotovo zanemarljivom broju. Stoga je i uticaj površina jako mali.

Nakon analize oblika naponskih probojnih krivih, ispitivali smo šta se dešava sa rojem elektrona kada su uključeni efekti na površinama prema modelu opisanom u poglavlju 7.1. Generalni zaključak jeste da se prisustvo novih elektrona, u vidu sekundarnih i reflektovanih elektrona, lako može uočiti kako u prostornim profilima, tako i u raspodeli energije i srednjoj brzini roja. Međutim, kao što smo videli na slici 7.2.1, ovi novi elektroni nemaju velikog uticaja na oblik naponske probojne krive. Možemo pretpostaviti da je neophodan značajno veći broj niskoenergijskih elektrona da bi se njihov uticaj odrazio na probojnu krivu (što je diskutovano u poglavlju 7.2).

8. Proboj u različitim gasovima u RF poljima

8.1. HELIJUM

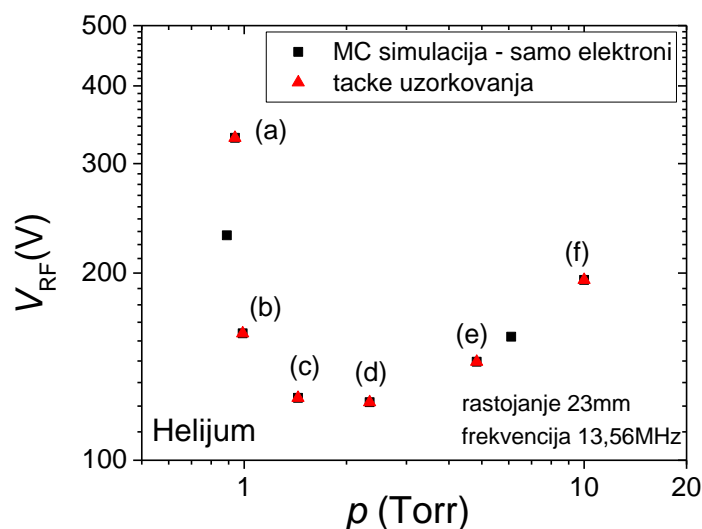
Helijum i argon imaju određene sličnosti. Oba gasa su jednoatomska, sa jednostavnim energetskim spektrom atoma. Razlog za posebnu analizu helijuma može se uočiti poređenjem setova preseka za ova dva gasa. Na slici 8.1.1 prikazan je set preseka za sudare elektrona sa atomima helijuma. Set obuhvata presek za elastično rasejanje, za ekscitaciju i jonizaciju. Ključna razlika u odnosu na argon jeste nepostojanje Ramzauerovog minimuma u preseku za elastično rasejanje.



Slika 8.1.1: Set preseka za sudar elektrona sa atomima helijuma. Set obuhvata elastično rasejanje, ekscitaciju i presek za jonizaciju (PHELPS database, 2013).

Na slici 8.1.2 prikazana je naponska probojna kriva za helijum na frekvenciji od 13,56 MHz i međuelektrodno rastojanje od 23 mm. Kao i do sada, u MC simulaciju su uključeni samo elektroni, dok efekti na površinama nisu uključeni, odnosno svaki elektron koji udari u elektrodu biva izbrisan iz simulacije. Kriva je sličnog oblika kao i u slučaju argona, sa oblašću dvostrukih vrednosti probojnog napona na niskim pritiscima. Za razliku od argona, minimum krive je pomeren za gotovo red veličine ka višim pritiscima i ka nešto višim probojnim naponima. Na slici 8.1.3 prikazani su

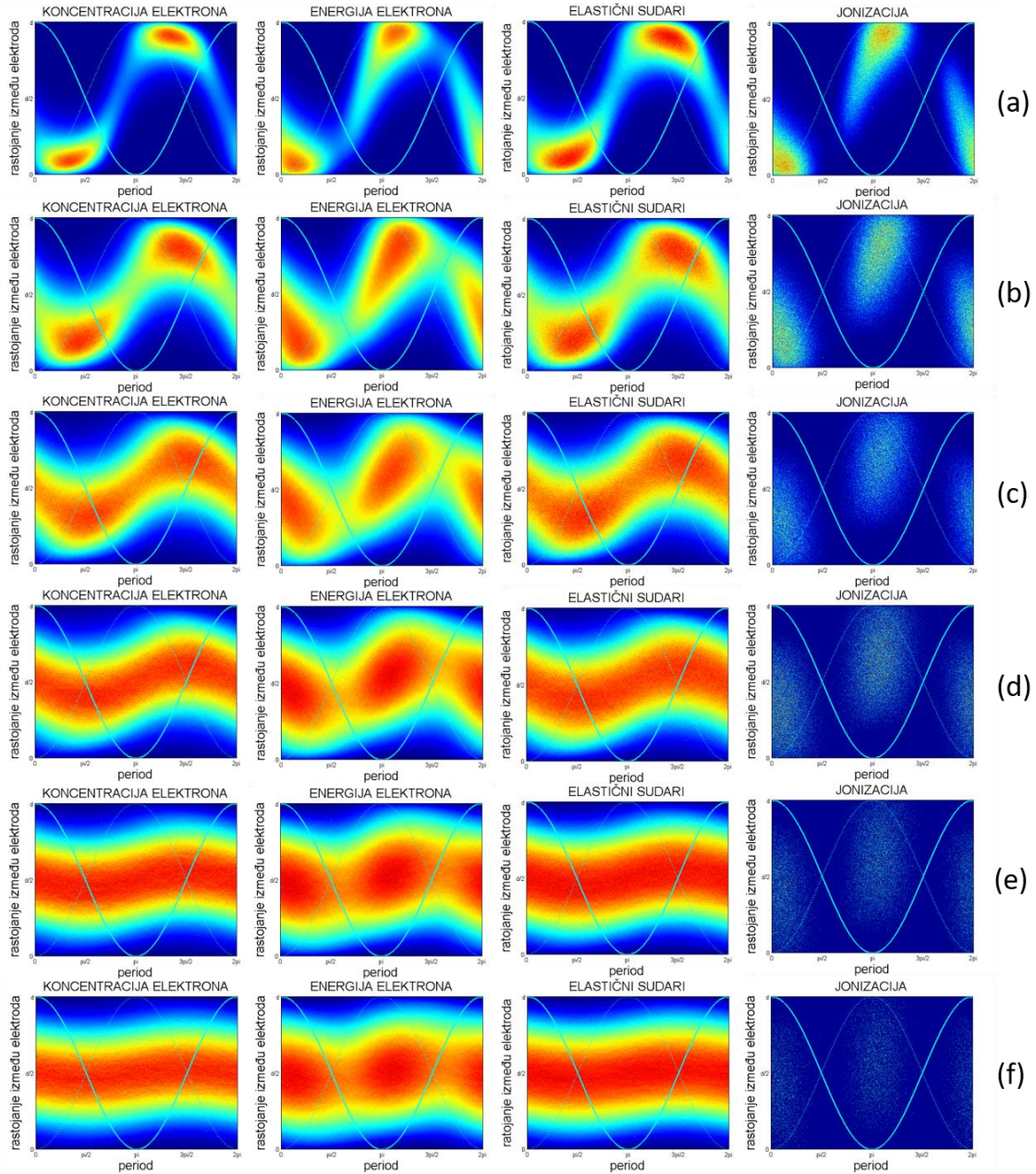
prostorno-vremenski profili (koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija) u tačkama od (a) do (f) sa slike 8.1.2. Trend promene izgleda profila je gotovo isti kao u slučaju argona. U levoj grani krive, na niskim pritiscima i visokim naponima, roj elektrona može da pređe međuelektrodno rastojanje u toku polovine perioda polja. Kako se krećemo ka desnoj grani krive, elektroni bivaju koncentrisaniji bliže sredini između dve elektrode. Razlika između ova dva gasa jeste u profilima elastičnih sudara u desnoj grani krive, počev od minimuma, pa duž desne grane. Poređenje tačaka na desnim granama krivih koje su dobijene za različite gasove nije zahvalno jer se mogu nalaziti u veoma širokom opsegu napona. Kao tačku poređenja uzećemo minimum, jer prema Pašenovom zakonu minimum krive predstavlja uslove u kojima je jonizacioni potencijal elektrona maksimalan, a samim tim su uslovi za umnožavanje elektrona optimalni. Na slici 8.1.4 izdvojeni su profili za tačke minimuma za argon i helijum, radi lakšeg poređenja. Kod profila elastičnih sudara za argon vidimo da, iako su koncentrisani oko sredine međuelektrodnog rastojanja, postoje određeni maksimumi u trenucima kada i polje ima maksimum. U slučaju helijuma profil je uniforman i prati kosinusni oblik i ti maksimumi se ne mogu uočiti. Razlog takvog ponašanja profila potražićemo kroz dalju analizu RF proboja u helijumu.



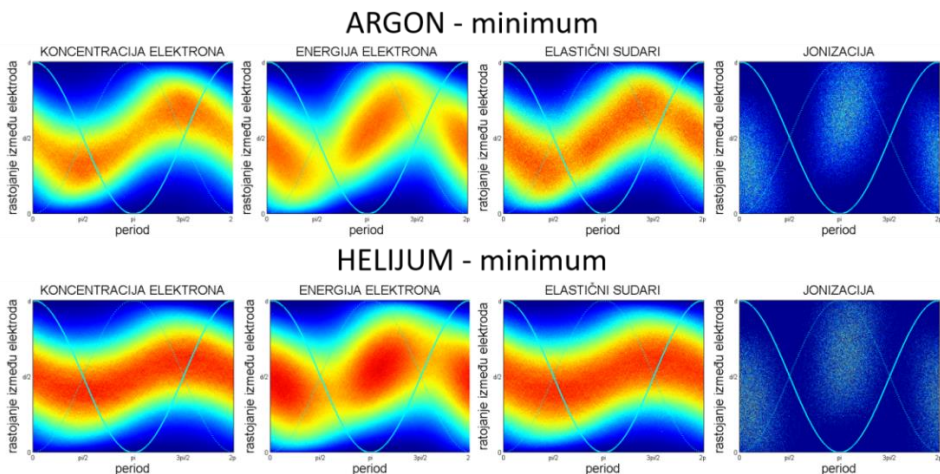
Slika 8.1.2: Naponska probojna kriva za helijum, kao pozadinski gas, pri frekvenciji od 13,56 MHz i rastojanju između elektroda od 23 mm. Samo su elektroni uključeni u MC simulaciju i ne postoje efekti na površinama. Slovim od (a) do (f) su obeležene tačke uzorkovanja za sliku 8.1.3.

Krenućemo od raspodela po energijama. Na slici 8.1.5 prikazani su EEDF u vremenu duž naponske probojne krive, i oni pokazuje očekivano ponašanje. Na višim naponima

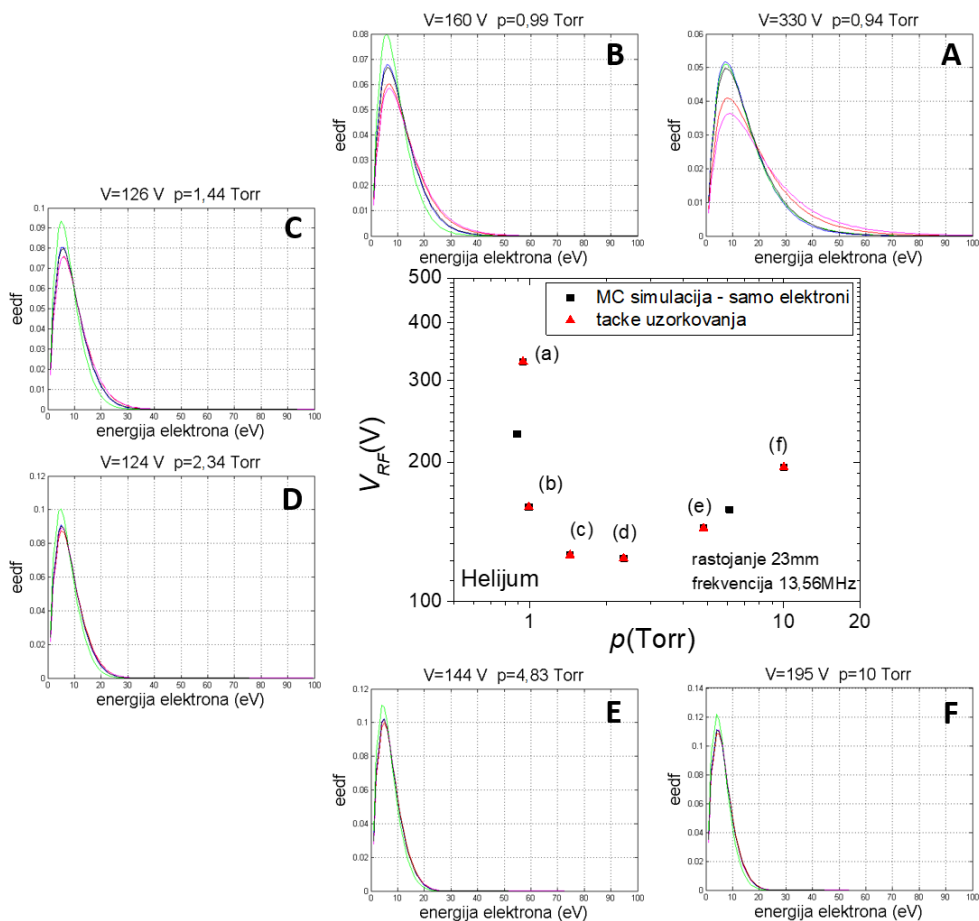
elektroni imaju više energije, sa izraženom razlikom u obliku EEDF u različitim trenucima u toku jednog perioda (slika 8.1.5a, b i c). Na višim pritiscima, usled velikog broja sudara sa atomima pozadinskog gasa, EEDF je gotovo nepromenjen tokom jednog perioda polja, a elektroni imaju nešto niže energije jer je i napon niži (slika 8.1.5d, e i f).



8.1.3: Prostorno-vremenski profili razvoja roja elektrona pri probiju u helijumu: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija, za tačke na naponskoj probojnoj krivi. Tačke uzorkovanja (a)-(f) su obeležene na slici 8.2: a) 330 V 0,94 Torr, b) 160 V 0,99 Torr, c) 126 V 1,44 Torr, d) 124 V 2,34 Torr, e) 144 V 4,83 Torr, f) 195 V 10 Torr.

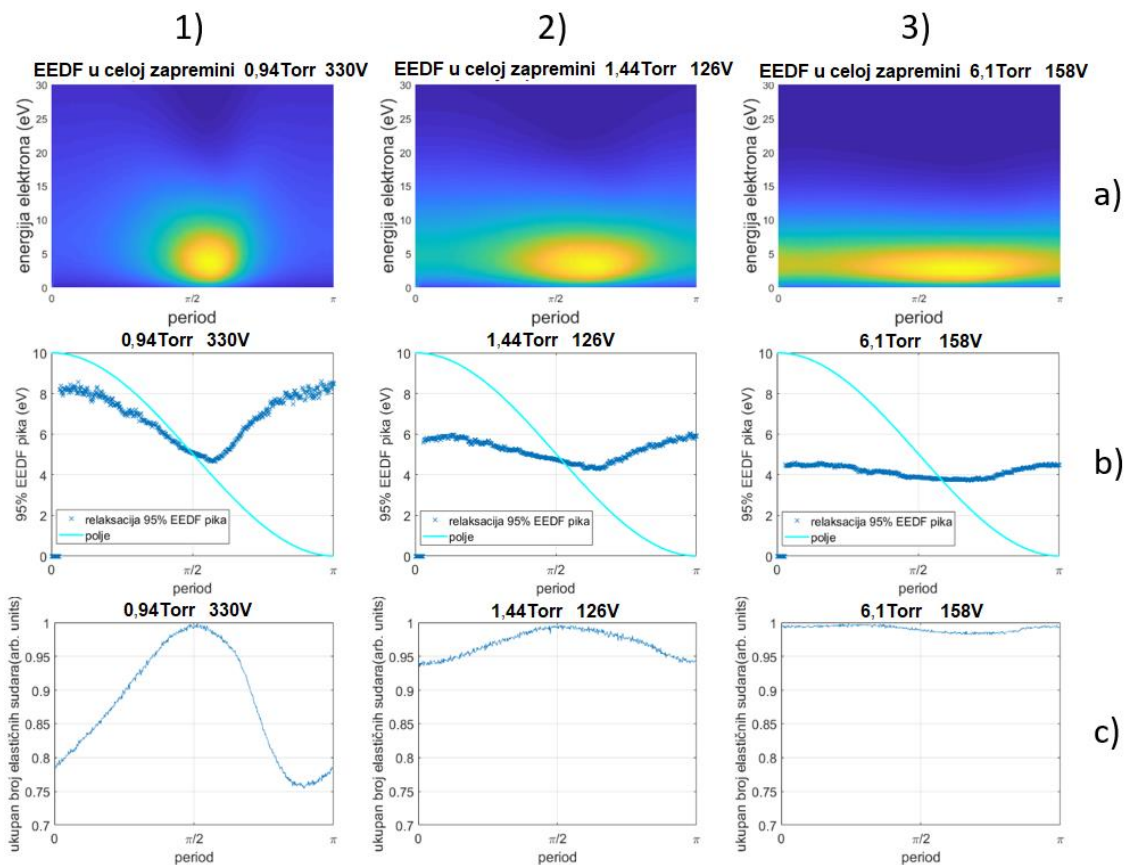


8.1.4: Poređenje prostorno-vremenskih profila: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija, za tačke u minimumu naponske probojne krive za argon i helijum. Argon: $V=91$ V i $p=0,27$ Torr, i helijum: $V=124$ V i $p=2,34$ Torr.



Slika 8.1.5: EEDF pri RF probuju u helijumu u toku jednog perioda u celoj zapremini duž naponske probojne krive. Tačke uzorkovanja su iste kao na slici 8.1.3.

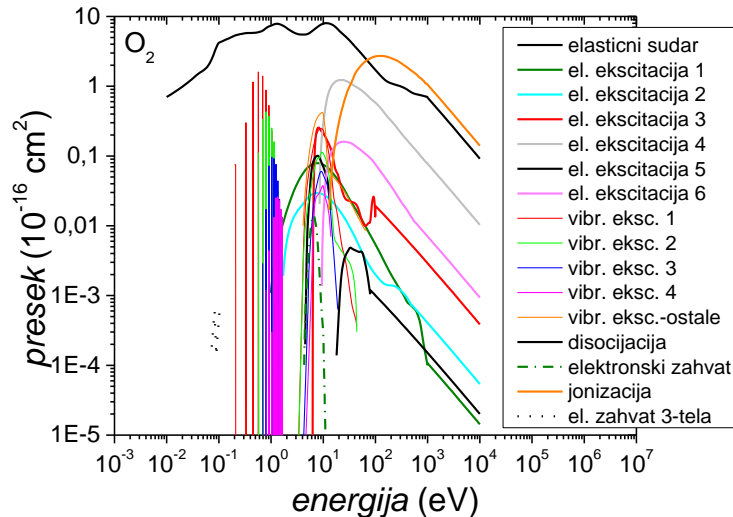
Jedino što nam preostaje jeste da pogledamo kako izgleda relaksacija na nivou od 95% maksimuma EEDF u slučaju helijuma. Na slici 8.1.6 vidimo da je vreme formiranja maksimuma EEDF i njegovog urušavanja gotovo isto (slika 8.1.6b). Kako smo u poglavlju 5.1.1 videli da je brzo urušavanje maksimuma EEDF posledica naglog povećanja broja elastičnih sudara, ukoliko pogledamo sliku 8.1.6c, vidimo da u ukupnom broju elastičnih sudara za ova tri slučaja ne postoji nikakav nagli skok. Ovim smo pokazali da je direktni „krivac“ za brzo urušavanje maksimuma EEDF postojanje Ramzauerovog minimuma u preseku za elastično rasejanje u argonu. Kako ga presek za helijum ne sadrži, relaksacija 95% maksimuma EEDF je glatka i simetrična.



Slika 8.1.6: a) EEDF za elektrone pri RF probuju u celokupnoj zapremini između elektroda u toku polovine perioda, b) relaksacija 95% vrednosti maksimuma EEDF u celoj zapremini, c) ukupan broj elastičnih sudara koji se dogode u toku polovine perioda: 1) $p=0,94$ Torr i $V=330$ V, 2) $p=1,44$ Torr i $V=126$ V i 3) $p=6,1$ Torr i $V=158$ V. Svetloplavom linijom je opisno prikazano primenjeno polje. Pozadinski gas je helijum, a međuelektrodno rastojanje je 23 mm.

8.2. KISEONIK

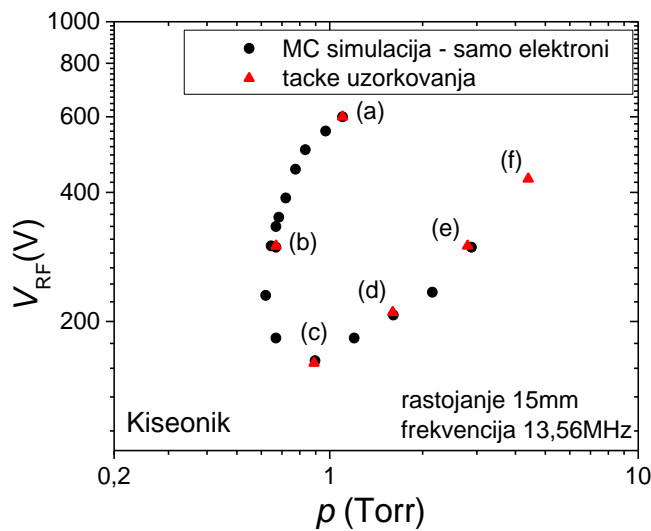
Kiseonik, kao jedan od gradivnih elemenata atmosfere Zemlje i ključnih osnova za održavanje života na planeti, svakako zaslužuje našu pažnju. Polazeći od osobina molekula kiseonika, koje su zanimljive fizičarima koji istražuju fenomene kao što je aurora borealis, kiseonik zauzima značajno mesto i u industriji (koristi se, na primer, za plazma asistiranu oksidaciju, pri produkciji ozona neophodnog za prečišćavanje voda, itd.). Sa naše tačke gledišta, nakon jednoatomskih molekula (argona i helijuma), kiseonik predstavlja nadogradnju ka složenijim gasovima. Pored elektronskih ekscitacija koje su ranije razmatrane, kiseonik sadrži i vibracione ekscitacije, koje su posledica dvoatomske prirode molekula (slika 8.2.1). Takođe, javljaju se i gubici elektrona u zapremini gasa. To su procesi elektronskih zahvata: u sudaru dve čestice (tela) i u sudaru tri tela (prikazani na slici 8.2.1 tačkastim linijama). Na slici 8.2.1 prikazan je kompletan set preseka za sudare elektrona sa molekulima kiseonika (Itikawa, 2009).



Slika 8.2.1: Set preseka za sudar elektrona sa atomima kiseonika. Set obuhvata elastično rasejanje, šest elektronskih ekscitacija, pet vibracionih ekscitacija, presek za disocijaciju, elektronski zahvat i elektronski zahvat tri tela i presek za jonizaciju (Itikawa, 2009).

Svakako, možemo očekivati da će dodatni gubici uticati i na oblik, i na kvantitativne karakteristike naponske probojne krive. Na slici 8.2.2 prikazana je kriva dobijena MC simulacijom kada su uključeni samo elektroni i nema efekata na površinama.

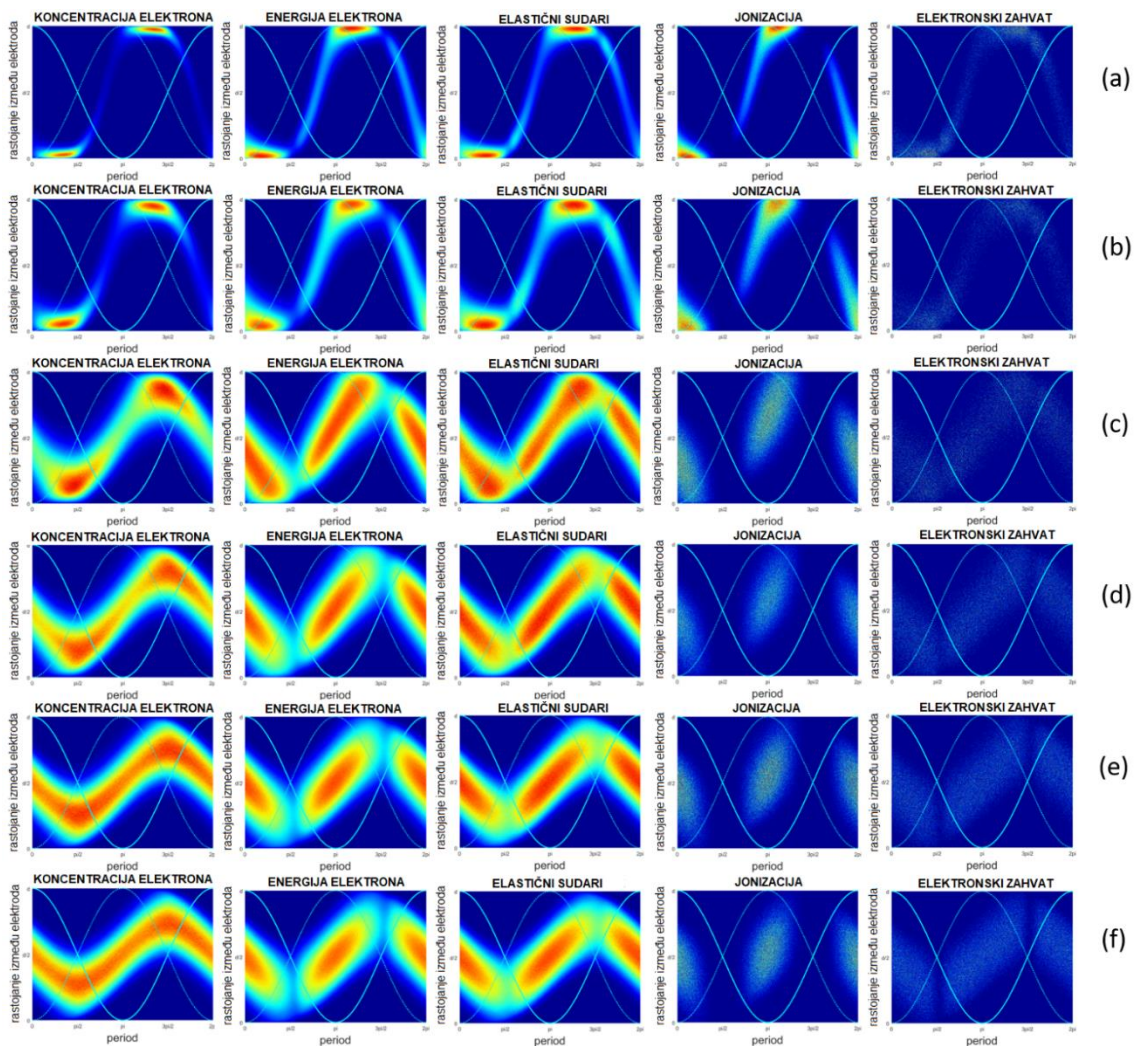
Primenjena frekvencija je 13,56 MHz, a rastojanje između elektroda je 15 mm (rastojanje je izabrano u skladu sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima, sa kojima ćemo se porediti u poglavlju 9). U odnosu na krive za argon i helijum (slike 3.2.1 i 8.1.2) vidimo da desna grana u slučaju kiseonika ima značajno veći nagib i pomerena je ka višim probojnim naponima. Leva grana ima karakterističan oblik, sa izraženim regionom u kome jednom probojnom pritisku odgovaraju dva probojna napona.



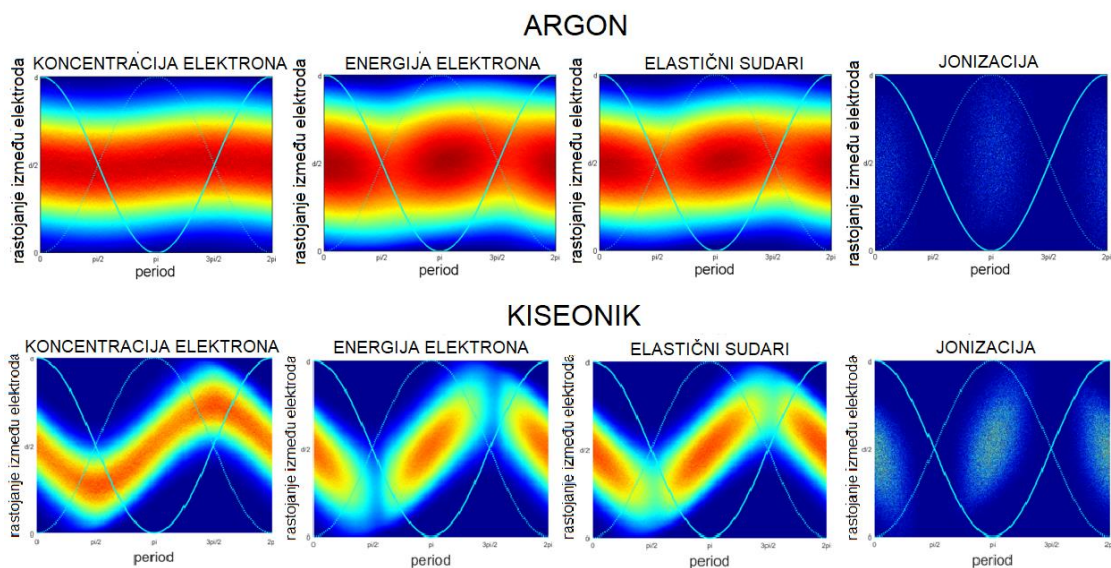
Slika 8.2.2: Naponska probojna kriva za kiseonik kao pozadinski gas, pri frekvenciji od 13,56 MHz i rastojanju između elektroda od 15 mm. Samo su elektroni uključeni u MC simulaciju i ne postoje efekti na površinama.. Slovom od (a) do (f) su obeležene tačke uzorkovanja za sliku 8.2.3.

Posledice većih probojnih napona u desnoj grani se mogu videti i na prostorno-vremenskim profilima duž probojne krive na slici 8.2.3. Pored dosadašnjih profila (koncentracija i energija elektrona, elastični sudari i jonizacije) prikazali smo i profil elektronskih zahvata. Tačke od (a) do (f) duž krive, u kojima su uzorkovani profili, obeležene su na slici 8.2.2. Obratimo pažnju na profile koncentracije elektrona. Tačke (a)–(c), koje pripadaju levoj grani, ne razlikuju se od slučajeva drugih gasova. Kada nastavimo dalje duž desne grane, vidimo da roj elektrona osciluje od jedne do druge elektrode, ali, za razliku od argona i helijuma, ne dolazi do istovremenog prostiranja elektrona na obe polovine međuelektrodnog rastojanja. Ovakva raspodela roja elektrona je posledica većih napona koji su primenjeni u desnoj grani, tako da je polje dovoljno jako da odgurne elektrone dalje od centra međuelektrodnog rastojanja. Ovi veći naponi su neophodni da bi se kompenzovali gubici elektrona usled zahvata. Što se tiče profila

srednje energije elektrona, elastičnih sudara i jonizacija, oni na očekivani način prate profil koncentracije elektrona. Jonizacije se javljaju samo u delovima gde ima elektrona sa najvišim energijama, a elektronski zahvat lepo prati srednju energiju. Kako idemo ka desnoj grani krive, vidimo da se dešava sve veći broj elektronskih zahvata koji povećavaju gubitke. To objašnjava neophodno povećanje napona kako bi se proboj održao. Možemo, dakle, još jednom zaključiti da su viši naponi u desnoj grani direktna posledica većih gubitaka, odnosno, elektronskih zahvata.



8.2.3: *Prostorno-vremenski profili roja elektrona u RF poljima: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje, jonizacija i elektronski zahvat, za tačke na naponskoj probnoj krivi. Tačke uzorkovanja (a)–(f) su obeležene na slici 8.2.2: a) 600 V 1,1 Torr, b) 300 V 0,67 Torr, c) 160 V 0,89 Torr, d) 210 V 1,6 Torr, e) 300 V 2,8 Torr, f) 430 V 4,4 Torr. Pozadinski gas je kiseonik, rastojanje između elektroda je 15 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.*

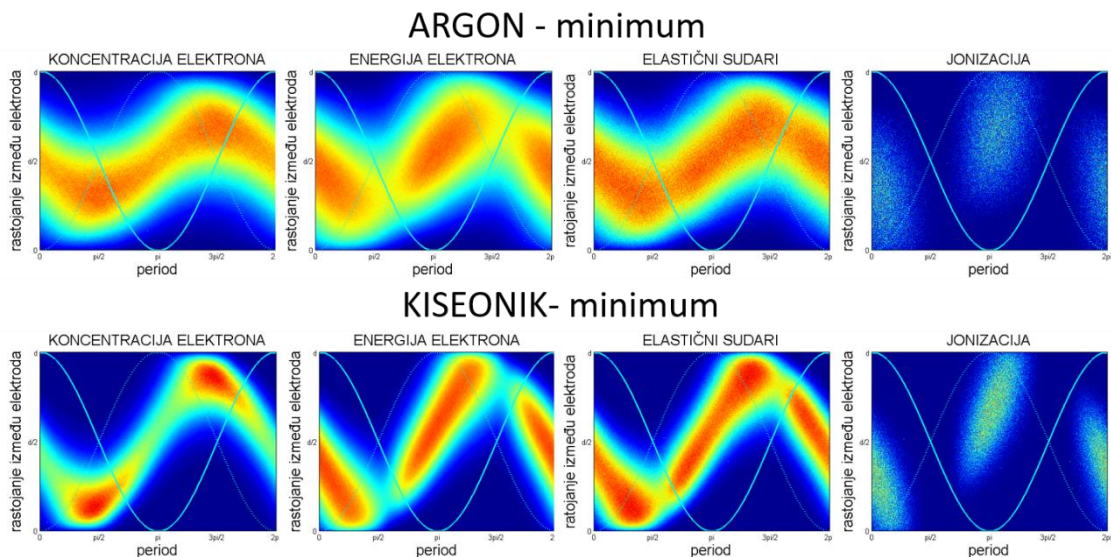


8.2.4: Poređenje prostorno-vremenskih profila: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija, za tačke u desnoj grani naponske probojne krive za argon i helijum. Argon tačka *f* sa slike 3.3.2: $V=169\text{ V}$ i $p=2,5\text{ Torr}$, i za kiseonik tačka *f* sa slike 8.2.3: $V=440\text{ V}$ i $p=4,4\text{ Torr}$. Rezultati za argon su ponovljeni radi lakšeg poređenja sa rezultatima za kiseonik.

Pogledajmo detaljnije razliku između dve krajnje tačke u desnoj grani naponskih probojnih krivih za argon i kiseonik na slici 8.2.4. Za argon je uzeta tačka sa koordinatama $V=169\text{ V}$ i $p=2,5\text{ Torr}$, a za kiseonik poslednja tačka sa slike 8.2.3 sa koordinatama $V=430\text{ V}$ i $p=4,4\text{ Torr}$. Razlika između uzorkovanih profila između ova dva gasa je velika. Krenimo od koncentracije elektrona. U slučaju argona, kao što znamo, elektroni su koncentrisani oko sredine međuelektrodnog rastojanja i prostiru se na obe polovine međuelektrodnog rastojanja. Međutim, kod kiseonika roj elektrona predstavlja cik-cak neprekidni snop koji gotovo ide od jedne do druge elektrode. Kao što smo rekli, ovakav profil koncentracije elektrona je direktna posledica većih probojnih napona u desnoj grani krive, kao i većeg nagiba desne grane. Preciznije, roj elektrona mora nadoknaditi gubitke usled zahvata povećanjem energije čestica, što utiče na povećanje broja jonizacija. Profili energije elektrona i elastičnih sudara prate oblik koncentracije u oba slučaja, s tim što kod kiseonika postoje prividni prekidi u trenucima kada polje prolazi kroz nulu usled efikasnije relaksacije u molekularnom gasu.

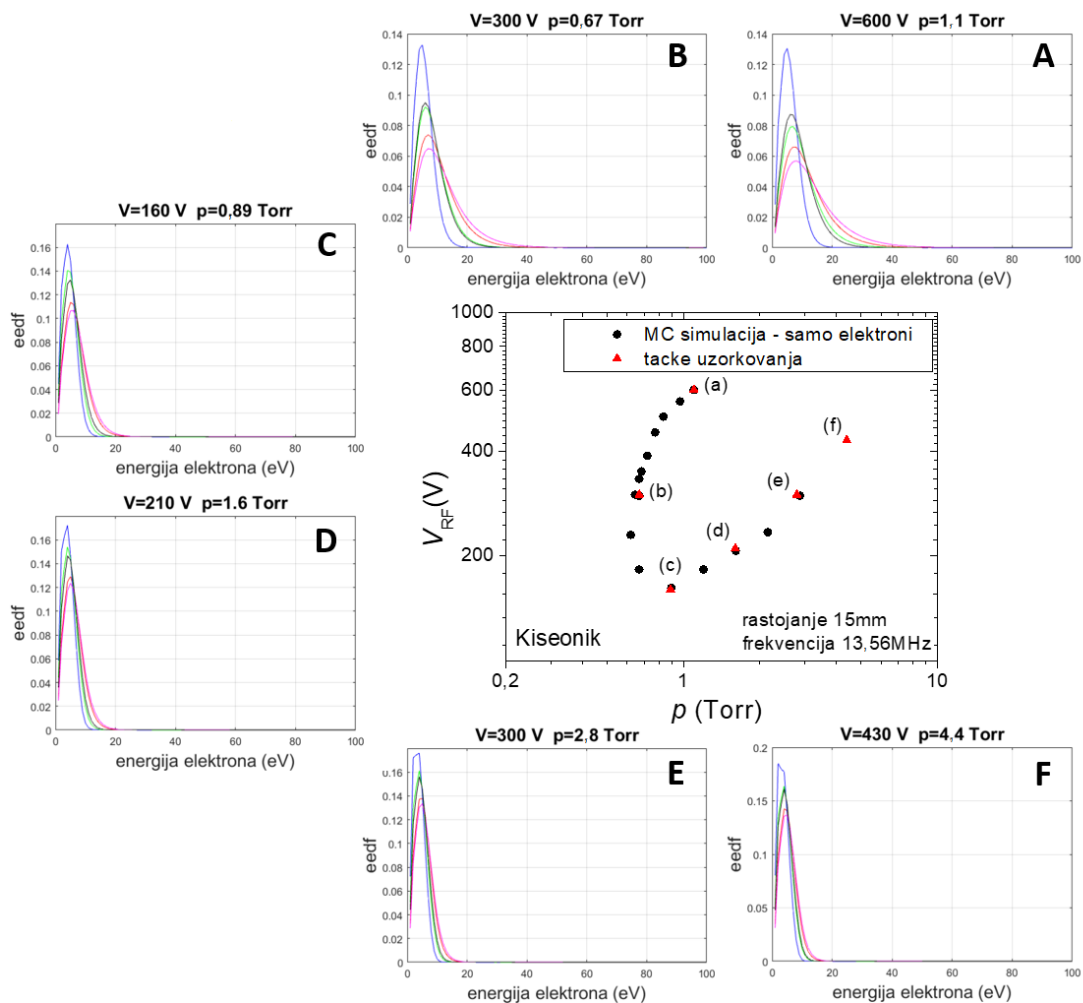
Na slici 8.2.5 upoređićemo profile za minimume probojnih napona argona i kiseonika. Vidimo da je migracija roja elektrona izraženija kod kiseonika, kao posledica višeg

napona. Samim tim, profili srednje energije, elastičnih sudara i jonizacija predstavljaju nešto uži „snop“.

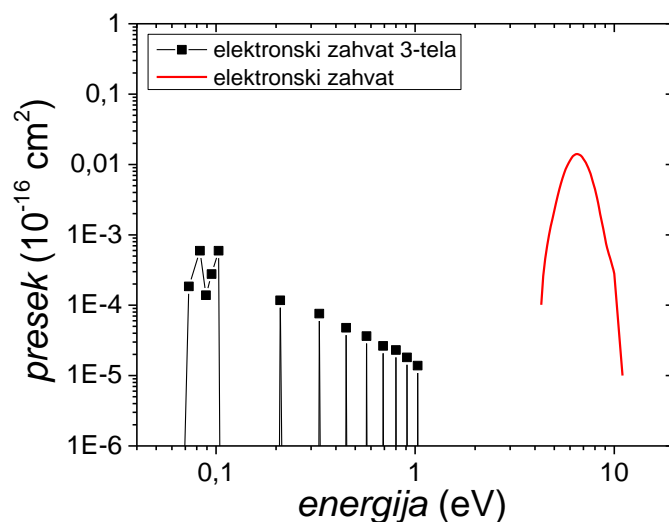


8.2.5: Poređenje prostorno-vremenskih profila: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija, za tačke minimuma naponske probojne krive za argon i kiseonik. Argon minimum: $V=91\text{ V}$ i $p=0,27\text{ Torr}$, kiseonik minimum: $V=160\text{ V}$ i $p=0,89\text{ Torr}$.

Ostalo nam je još da pogledamo raspodele po energijama duž naponske probojne krive. Na slici 8.2.6 prikazan je EEDF za iste tačke (a)–(f) prikazane na slici 8.2.3. Ponašanje EEDF duž naponske probojne krive se ne razlikuje značajno od slučajeva argona i helijuma. Ako sada uporedimo tačke (e) i (f), kojima odgovaraju srednje energije reda do 10 eV, i preseke za elektronski zahvat čiji je opseg isto do 10-ak eV (slika 8.2.7), vidimo zašto je efekat elektronskog zahvata uočljiviji baš u desnoj grani naponske probojne krive.



Slika 8.2.6: EEDF u toku jednog perioda u celoj zapremini duž naponske probojne krive. Tačke uzorkovanja (a)–(f) su obeležene na slici 8.2.2. Pozadinski gas je kiseonik, rastojanje između elektroda je 15 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.



Slika 8.2.7: Izdvojeni preseki za elektronski zahvat iz seta preseka sa slike 8.2.1.

8.3. ZAKLJUČAK

Gasove analizirane u ovom poglavlju izabrali smo prema osobinama njihovih gradivnih molekula. Iako argon predstavlja gas jednostavnog spektra energetskih nivoa, koji je jako dobro analiziran i ispitan, njegov elastični presek sadrži Ramzauerov minimum. Bilo je neophodno analizirati još jedan sličan gas da bismo videli kako Ramzauerov minimum utiče na karakteristike RF proboja. Helijum je očigledan izbor. Efekat minimuma je uočen u relaksaciji maksimuma EEDF. Nakon laganog formiranja, on se brzo urušava u slučaju argona, što se ne može primetiti kod helijuma. Ovim smo pokazali da je brzo urušavanje posledica prisustva Ramzauerovog minimuma u elastičnom preseku za argon.

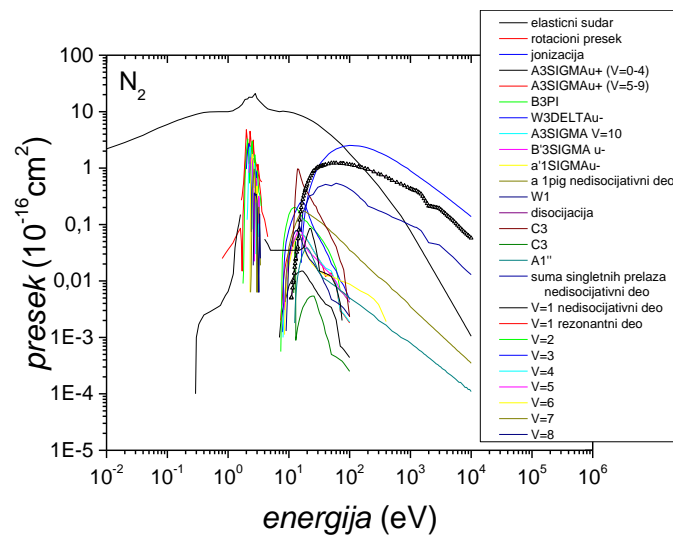
Nakon helijuma, analizirali smo i kiseonik, čiji set preseka, pored većeg broja elektronskih ekscitacija, uključuje i vibracione ekscitacije (zbog prirode molekula kiseonika – dvoatomski molekul). Time smo uveli veće gubitke energije koji pomeraju naponsku probojnu krivu ka višim naponima i pritiscima (u poređenju sa argonom i helijumom). Sa druge strane, javlja se proces koji predstavlja gubitak elektrona u zapremini gasa, a to je elektronski zahvat. Videli smo da ovi gubici utiču na nagib desne grane naponske probojne krive gde se energija roja elektrona većim delom preklapa sa opsegom energija u kom postoji elektronski zahvat. U levoj grani zahvat se, naravno, dešava, ali zbog visokih energija elektrona nema velikog uticaja na oblik leve grane.

9. Proboj u smešama gasova u RF poljima

9.1. SINTETIČKI VAZDUH: 80% N₂ I 20% O₂

U prethodnom poglavlju videli smo kako na naponske probojne krive utiču osobine gasa koji se primenjuje. Od oblika preseka (razlika između argona i helijuma), pa do elektronskog zahvata koji predstavlja novi mehanizam gubitaka u gasu (prvi put razmatran na primeru kiseonika). Imajući u vidu pomenute uticaje, preći ćemo na analizu smeše gasova. Od nama bližih (vazduh) ka egzotičnijim (atmosfera Marsa).

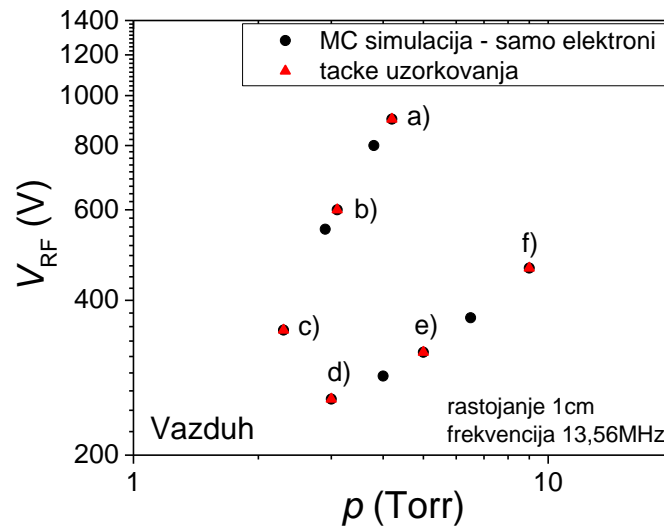
Analiziraćemo sintetički vazduh koji se sastoji od 80% azota i 20% kiseonika. Set preseka za kiseonik je već prikazan na slici 8.2.1, dok na slici 9.1.1 možemo videti set preseka koji smo koristili za azot (PHELPS database, 2013). Gasovi su uključeni u MC kod tako što su njihovi preseci množeni odgovarajućim udelom gasa u smeši.



Slika 9.1.1: Set preseka za azot sa označenim tipovima prelaza koji predstavljaju (PHELPS database, 2013).

Za početak, odredili smo naponsku probojnu krivu u slučaju kada su samo elektroni uključeni u MC kod i kada nema efekata na površinama. Rastojanje između elektroda je

1 cm (rastojanje je izabrano zbog poređenja sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima), a frekvencija je 13,56 MHz (slika 9.1.2). Kriva je pomerena ka višim probojnim naponima i pritiscima jer postoje mnogi procesi u kojima se energija troši na pobuđivanje vibracionih/rotacionih nivoa. Uticaj kiseonika u smeši se može videti kroz povećani nagib desne grane koji je posledica elektronskog zahvata (poglavlje 8.2.2).

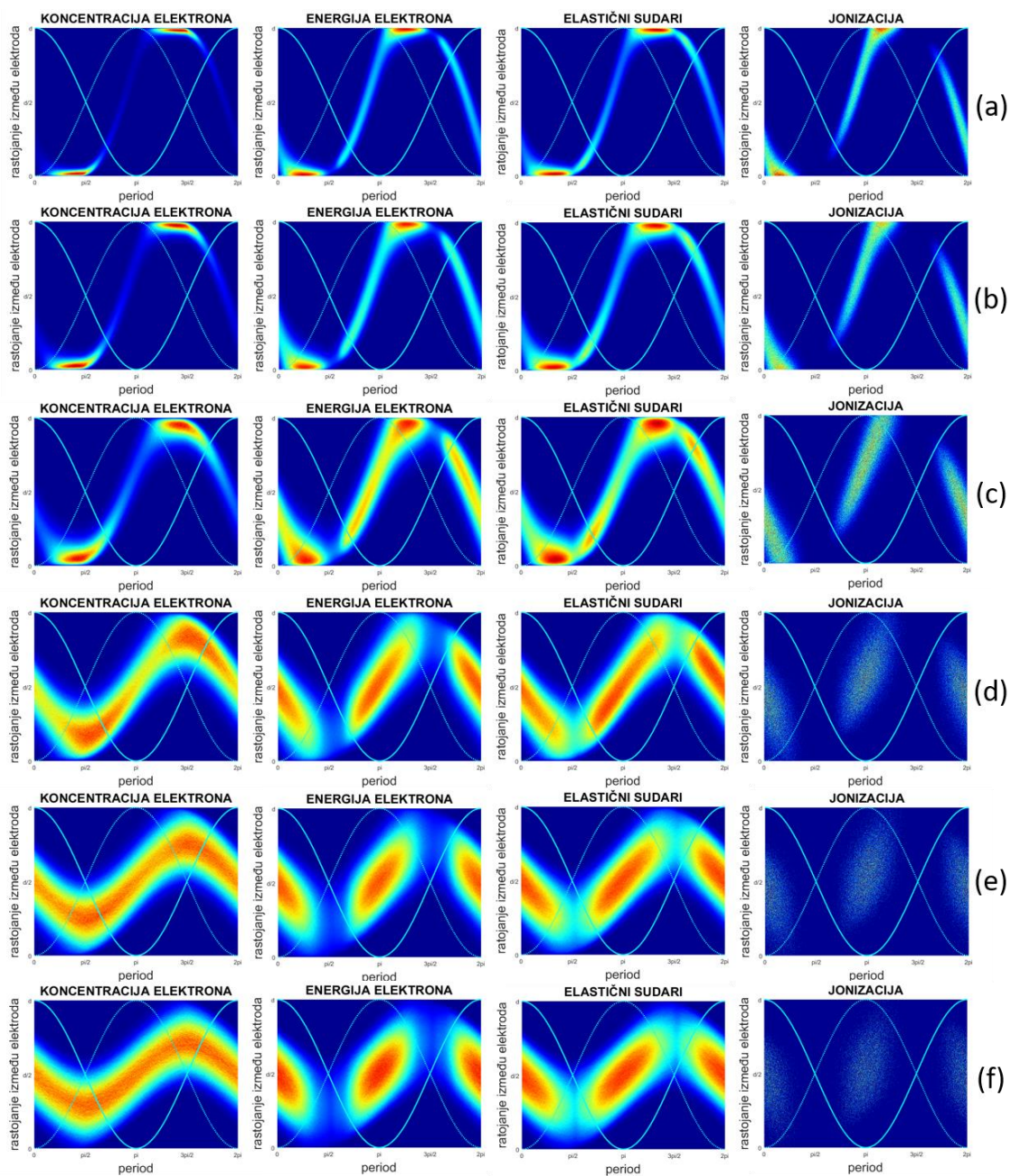


Slika 9.1.2: Naponska probojna kriva kada je pozadinski gas smeša azota i kiseonika koja predstavlja sintetički vazduh (80% N₂ i 20%O₂). Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija 13,56 MHz. U MC kod su uključeni samo elektroni, a efekti na površinama nisu uključeni. Slovom od (a) do (f) su obeležene tačke uzorkovanja za sliku 9.1.3.

Na slici 9.1.3 prikazani su prostorno-vremenski profili: koncentracija, srednja energija elektrona, elastični sudari i jonizacije. Poređenjem profila sa sliku 9.1.3 i 8.2.3 (za kiseonik) vidimo da ne postoje značajne razlike. Može se zaključiti da, iako kiseonik ima udeo četiri puta manji od azota, je njegov uticaj izraženiji. Drugim rečima, proces elektronskog zahvata, kao uzrok nestanka elektrona u gasu, predstavlja definišući faktor kako za oblik naponske probojne krive (slika 9.1.2), tako i za prostorno-vremenske profile (slika 9.1.3).

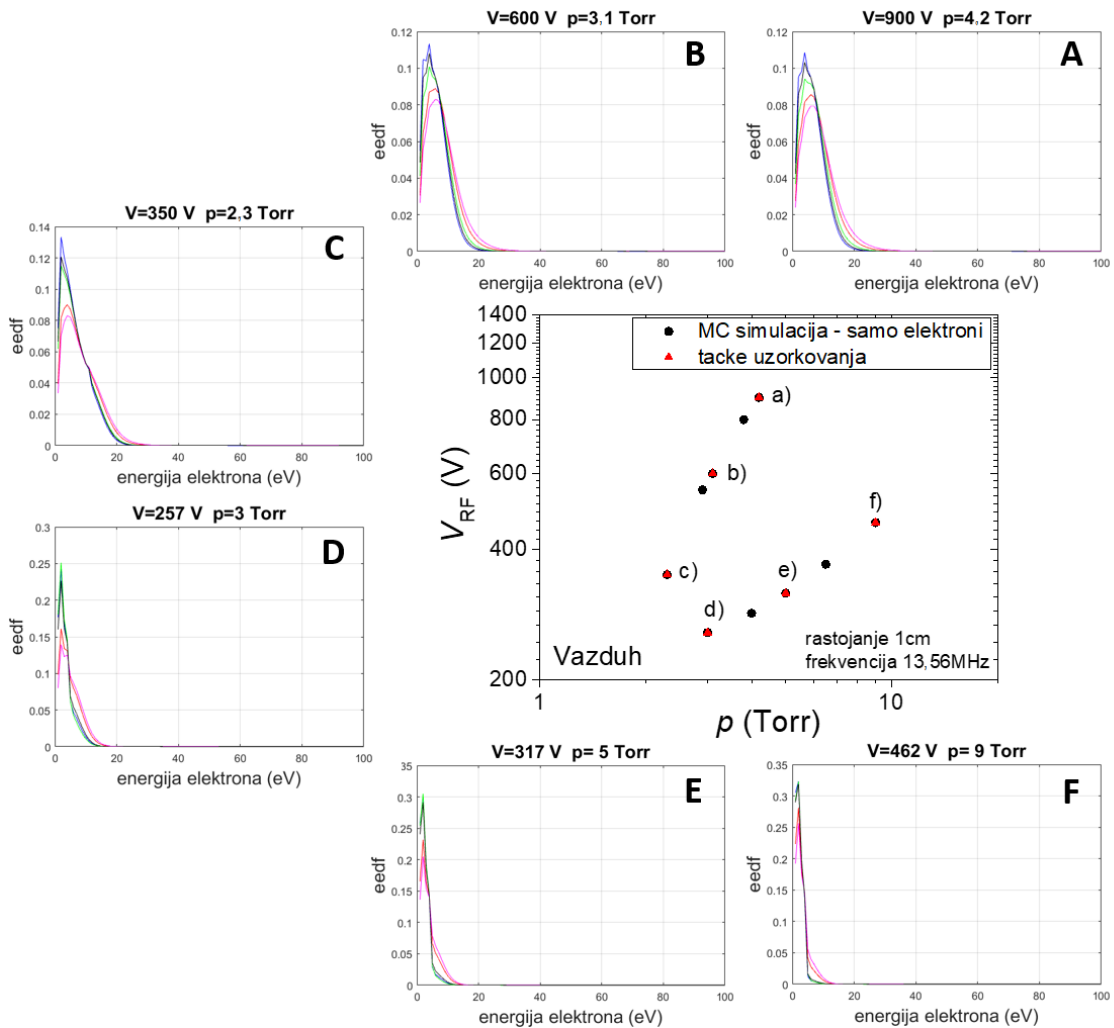
Posmatrajmo sada EEDF uzorkovane duž istih tačaka ((a)–(f)), prikazane na slici 9.1.4, i uporedimo ih sa EEDF za kiseonik sa slike 8.2.4. Srednje energije elektrona su nešto niže u slučaju sintetičkog vazduha (kao što smo rekli, kao posledica velikog broja procesa u kojima elektroni gube energiju), ali se oblici EEDF uzorkovanih u toku

jednog perioda u desnoj grani krive manje međusobno razlikuju. Pogledajmo šta se dešava u levoj grani. Sa slike 9.1.3 vidimo da roj elektrona pređe međuelektrodno rastojanje u toku polovine perioda, što odgovara svim do sada opisanim slučajevima, sa



Slika 9.1.3: Prostorno-vremenski profili za elektrone pri RF probouju: koncentracija elektrona, srednja energija, elastično rasejanje i jonizacija, za tačke na naponskoj probojnoj krivi. Tačke uzorkovanja (a)–(f) su obeležene na slici 9.1.2; a) 900 V 4,2 Torr, b) 600 V 3,1 Torr, c) 350 V 2,3 Torr, d) 3 Torr 257 V, e) 5 Torr 317 V i f) 9 Torr 462 V. Pozadinski gas je sintetički vazduh, rastojanje između elektroda 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz.

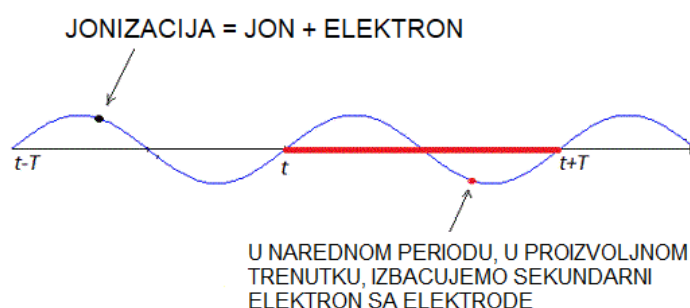
razlikom da se dolazak roja elektrona do elektrode dešava nešto kasnije. Međutim, pritisak na kome se nalazi leva grana je preko 2 Torr, što je značajno više od pritiska u slučaju čistog kiseonika, kao što smo već pomenuli. Upravo zbog velikog broja sudara sa česticama pozadinskog gasa, i leva grana naponske probojne krive ima EEDF koji se slično ponaša kao u desnoj grani.



Slika 9.1.4: EEDF pri RF probouju u toku jednog perioda u celoj zapremini duž naponske probojne krive. Tačke uzorkovanja (a)–(f) su obeležene na slici 9.1.2. Pozadinski gas je sintetički vazduh, rastojanje između elektroda je 1 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

9.1.1. Uticaj teških čestica na naponsku probojnu krivu – sintetički vazduh

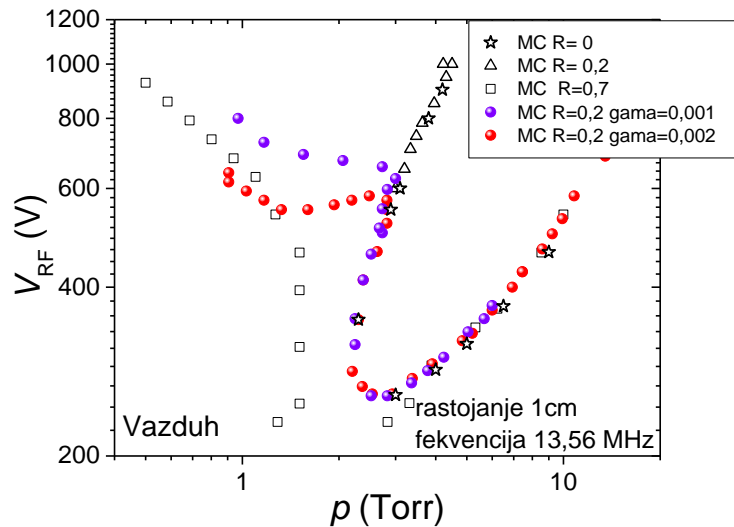
Do sada smo videli da se na oblik naponske probojne krive može uticati izborom koeficijenata za refleksiju i za sekundarnu emisiju elektrona. Međutim, u eksperimentima su dobijene krive koje, pored minimuma koji se nalazi na najnižem naponu, imaju još jedan minimum, smešten levo, na nižim pritiscima i na višem naponu. Ovaj drugi minimum nije moguće dobiti samo variranjem pomenutih koeficijenata. Njega je jasno uočio Korolov (Korolov *et al.*, 2014) u smeši sintetičkog vazduha, pa otuda i naše razmatranje na ovu temu upravo u poglavlju posvećenom vazduhu. Pored vazduha, Lisovski je prikazao krive u amonijaku, kiseoniku, azotu i vodoniku koje takođe imaju drugi minimum, sa razlikom što se on javlja na jako malim međuelektrodnim rastojanjima (6,5 mm za amonijak, 7,5 mm za kiseonik i 5 mm za azot i vodonik) (Lisovskiy *et al.*, 2006a). Mogući uzročnik njegovog javljanja jesu teške čestice, tako da ćemo u nastavku ispitati kako one utiču na oblik naponske probojne krive.



Slika 9.1.1.1: Ilustracija kako i kada nastaju sekundarni elektroni kao posledica dolaska jona na elektrode.

Očigledna stvar koja se može uraditi jeste da se teške čestice ubace u MC kod na isti način kao i elektroni, što se u našem kodu može relativno jednostavno implementirati. Problem koji se javlja ovakvim pristupom jeste da se broj teških čestica brzo uvećava, tako da njihov broj uveliko premaši broj elektrona u simulaciji, što, očigledno, vodi zagušenju koda. Jedan od načina na koji se ovo može rešiti jeste da postoje dve vremenske skale po kojima ćemo pomerati čestice. Jedna za elektrone, kao i do sada, a

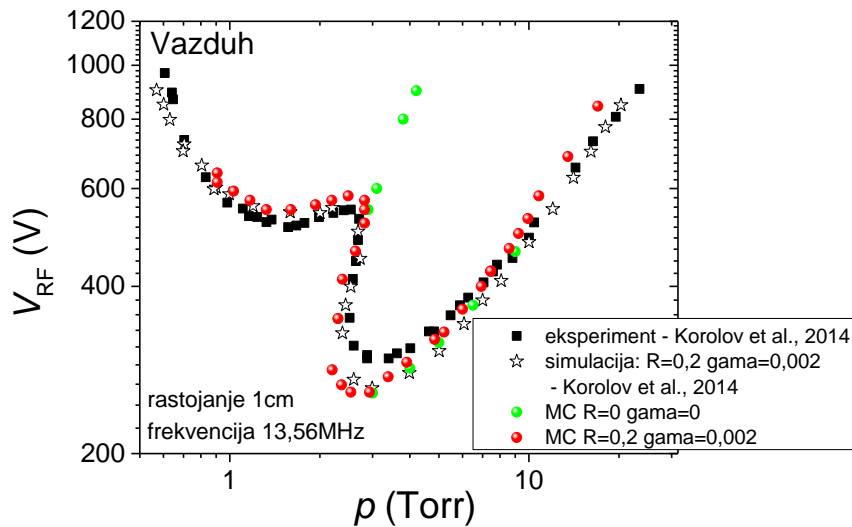
druga za teške čestice koja će biti dva reda veličine duža. Ovaj pristup ne utiče na rad simulacije i na preciznost rezultata iz prostog razloga što sve teške čestice na početku paljenja pražnjenja imaju termalne energije (brzine). Termalne energije, sa druge strane, povlače difuziono kretanje čestica, tako da je potrebno dosta vremena dok one ne stignu do elektroda. Jasno je da ni ovim pristupom nismo došli do željene efikasnosti dobijanja rezultata. Kao mogući odgovor na naš problem prihvatili smo pristup Korolova (Korolov *et al.*, 2014), koji je ilustrativno prikazan na slici 9.1.1.1. Zamislimo trenutak kada elektron izvrši jonizaciju pri sudaru sa česticom pozadinskog gasa. Kao posledica sudara, nastaju novi elektron i novi jon. Elektron se obrađuje u kodu na isti način kao i svi ostali. Ali, šta raditi sa jonom, koji je vremenski zahtevan da se prati na način na koji pratimo elektron? Pretpostavka koju ćemo primeniti jeste da će jon u svakom slučaju doći do jedne od dve elektrode, zbog geometrije sistema (dve beskonačne elektrode na određenom rastojanju). Pošto je to izvesno, nećemo čekati tačan trenutak njegovog dolaska, već ćemo pretpostaviti da u toku narednog perioda polja, u proizvoljnom trenutku (određenom generatorom slučajnih brojeva), jon dolazi na jednu od elektroda (50% - 50% verovatnoće da će doći do leve, odnosno desne elektrode) i sa određenom verovatnoćom jon može izbaciti sekundarni elektron. Znamo da je proboj, pre svega, održavanje broja elektrona (struje), tako da smo na ovaj način skratili vreme trajanja simulacije, a da nismo uticali na konačni bilans broja elektrona. Ono što gubimo jesu, pre svega, vremenski razložene karakteristike proboja. Jedan od bitnih previda ove pretpostavke jeste da joni u toku jednog perioda uniformno dolaze na elektrode, što, naravno, nije slučaj jer su joni naelektrisane čestice i na njihovo kretanje utiče spoljašnje električno polje. Vremenska zavisnost dolaska jona na elektrode i izbacivanje sekundarnih elektrona je nešto što će ostati kao sledeći korak u nadogradnji našeg modela. To povlači mogućnost određivanja procenta elektrona koji pri napuštanju elektrode nastavljaju da učestvuju u proboju, kao i optimalnog vremenskog intervala u toku jednog perioda u kome je tako nešto moguće (smer polja mora biti takav da elektrone usmeri od elektrode). Drugim rečima, na ovaj način moguće je odrediti elektrone koji se vrata na elektrode neposredno nakon izbacivanja sa iste (eng. *backdiffusion of electrons*, za DC proboj: Radmilović *et al.*, 2000).



Slika 9.1.1.2: Naponske probojne krive dobijene MC simulacijom variranjem koeficijenta refleksije i gama koeficijenta. Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz. Pozadinski gas je sintetički vazduh.

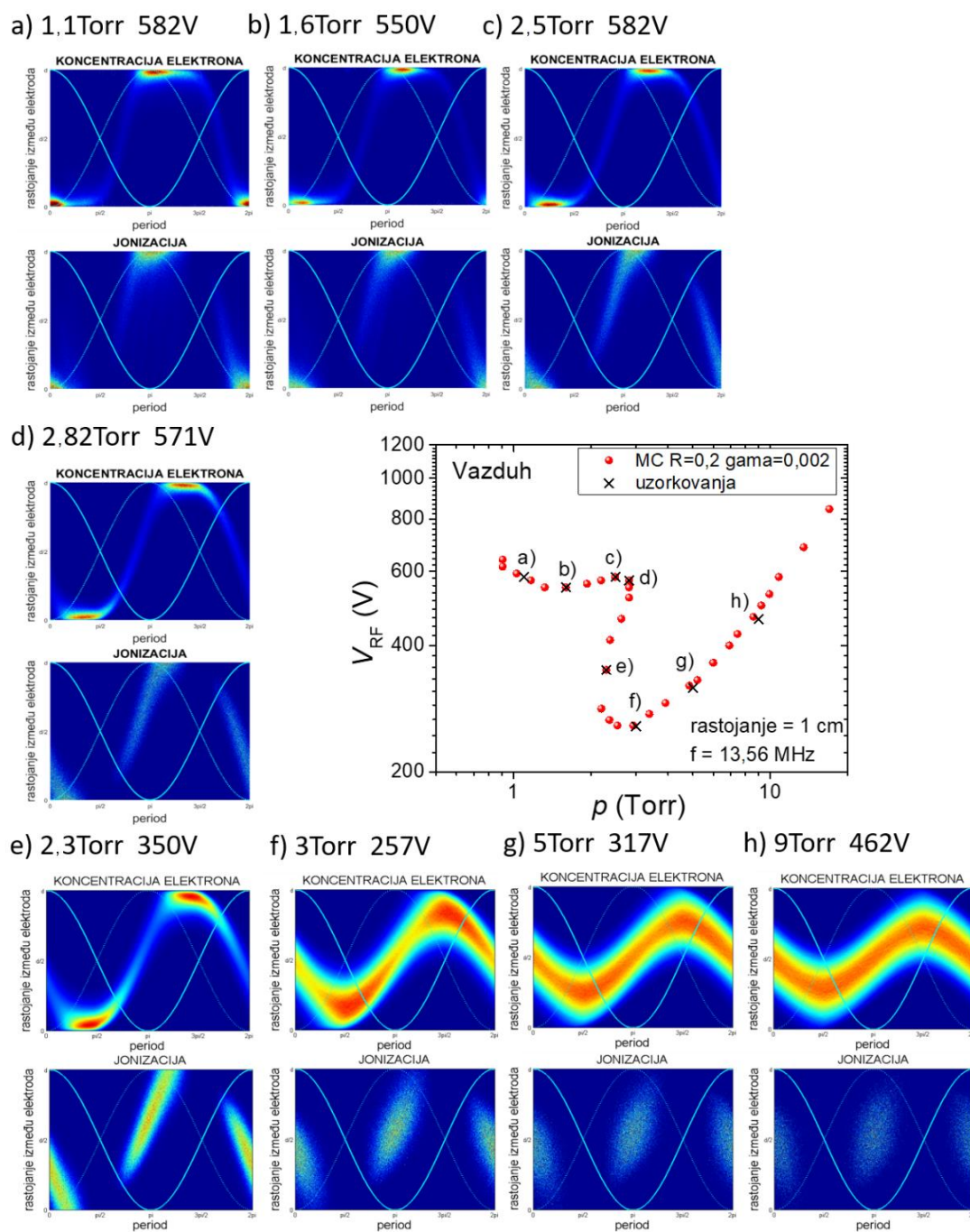
Na slici 9.1.1.2 prikazane su naponske probojne krive koje su dobijene našom MC simulacijom. Pozadinski gas je sintetički vazduh, rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz. Prikazano je poređenje krivih kod kojih je variran samo koeficijent refleksije (otvoreni simboli) i krivih kada postoji određena refleksija, $R=0,2$, dok su vrednosti gama koeficijenta (obojeni simboli), koji je uključen u MC simulaciju varirane na način opisan u prethodnom pasusu. Variranjem samo koeficijenta refleksije vidimo da se ne može dobiti drugi minimum, već samo pomeranje leve grane ka nižim pritiscima. Dodavanjem gama koeficijenta vrlo precizno dolazi do savijanja leve grane i pri vrednosti od 0,002 možemo uočiti jasno definisani drugi minimum (crveni krugovi).

Pogledajmo kako se naša MC simulacija slaže sa eksperimentom i simulacijom Korolova i saradnika (Korolov *et al.*, 2014) na slici 9.1.1.3. Crnim simbolima prikazani su rezultati eksperimenta (kvadrati) i simulacije (zvezde) Korolova, dok su u boji dati naši rezultati (zeleni krugovi – bez efekata na površinama i teških čestica, crveni krugovi – $R=0,2$ i $\gamma=0,002$). Vidimo da je u odnosu na eksperimentalnu krivu minimum modelovane krive na nešto nižim naponima, dok je slaganje sa modelovanom krivom Korolova gotovo savršeno. Možemo zaključiti da jednostavan model teških čestica koji je korišćen u MC modelu može na zadovoljavajući način opisati drugi minimum naponske probojne krive pri RF proboju.

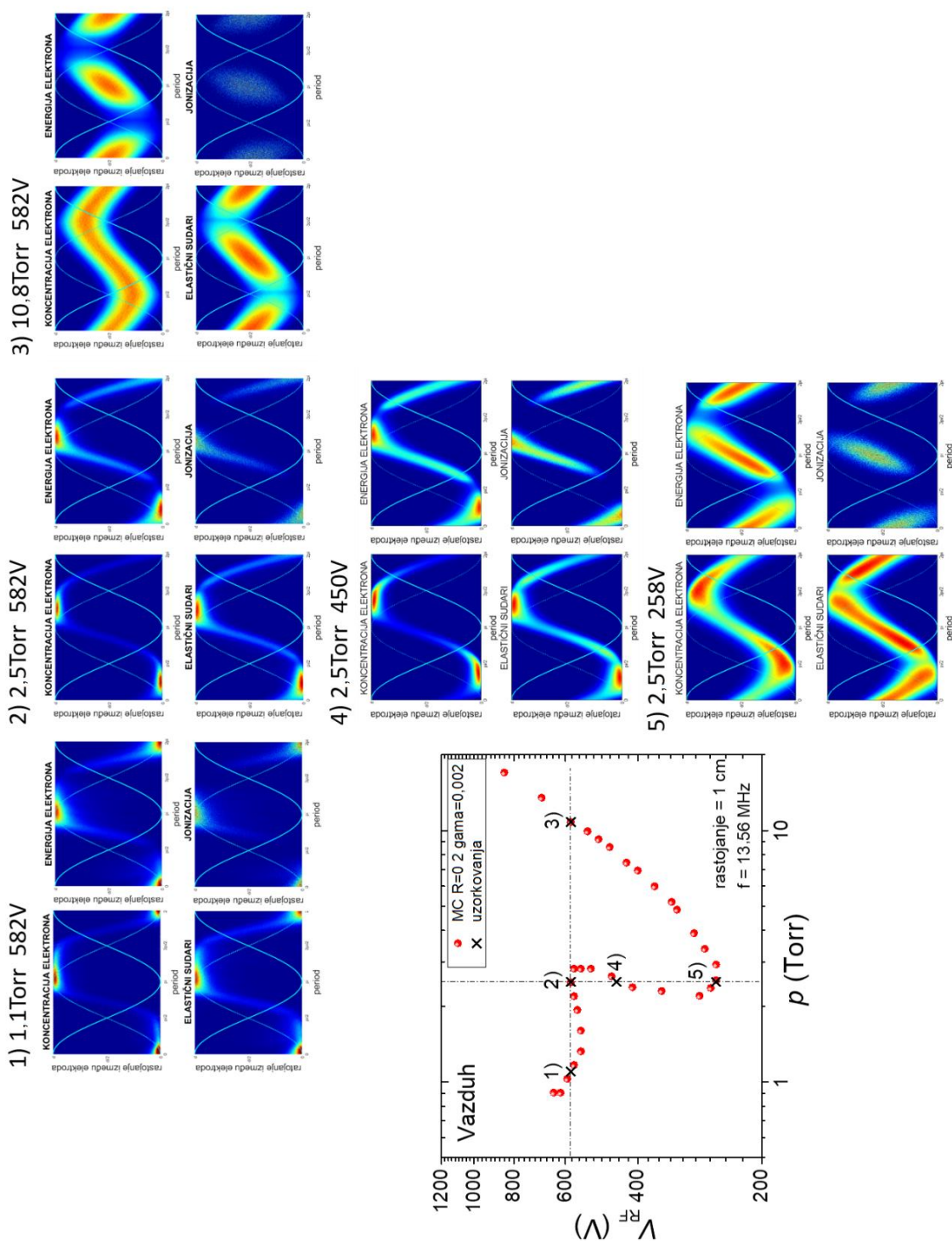


Slika 9.1.1.3: Naponska probojna kriva za sintetički vazduh u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima i rezultatima dobijenim simulacijom (Korolov et al., 2014). Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz.

Pitanje koje se nadovezuje jeste da li teške čestice, uključene u MC kod prema predloženom modelu, utiču na prostorno-vremenske profile duž probojne krive. Zbog složenog oblika krive posmatračemo samo profile koncentracije elektrona i jonizacija prikazane na slici 9.1.1.4. Kriva se može podeliti na dva segmenta. Prvi, koji obuhvata tačke a), b) i c) na delu leve grane koji sadrži drugi minimum, i drugi segment sa tačkama d), e), f), g) i h) desno od drugog minimuma, koji se preklapa sa krivom koja opisuje RF proboj kada nema efekata na površinama i teških čestica. Iako smo uključili novi izvor elektrona (u vidu sekundarnih elektrona nastalih od jona), njihov efekat se ne može videti na profilima zato što se oni sa elektroda izbacuju uniformno tokom celog perioda, kao što smo objasnili, vremenska zavisnost je izgubljena zbog modela koji smo usvojili. Istovremeno, profili koji odgovaraju drugom minimumu se ne razlikuju od profila u gornjem delu leve grane. Možemo pretpostaviti da će se profili promeniti ako se razvije detaljniji i vremenski zavistan model teških čestica (koji je, nažalost, kompjuterski suviše zahtevan).



Slika 9.1.1.4: Prostorno-vremenski profili za elektrone pri RF probiju u sintetičkom vazduhu duž naponske probojne krive sa uključenim efektima usled produkcije sekundarnih elektrona teškim česticama (jonima).



Slika 9.1.1.5: Prostorno-vremenski profili za elektrone za dva seta tačaka na naponskoj probnojnoj krivnoj u sintetičkom vazduhu pri RF probnju. Prvi set uključuje 3 tačke koje imaju isti probjni napon od 582 V i pritiske: 1) 1,1 Torr, 2) 2,5 Torr i 3) 10,8 Torr; drugi set također uključuje 3 tačke, ali sa istim probjnim pritiskom od 2,5 Torr i odgovarajućim naponima: prva tačka u ovom setu je ista kao i tačka 2) u prvom setu, 4) 450 V i 5) 258 V.

Za razliku od do sada posmatranih krivih, naponska probojna kriva za vazduh je složenija, pa samim tim možemo povući dve prave linije koje će presecati krivu na nekoliko mesta. Jedna je horizontalna prava na naponu od 582 V, a druga vertikalna na pritisku od 2,5 Torr. Obe linije presecaju krivu na po tri mesta, 582 V: 1,1 Torr, 2,5 Torr i 10,8 Torr i 2,5 Torr: 582 V, 450 V i 258 V (slika 9.1.1.5). Fiksiranjem napona na vrednost od 582 V znamo da na roj elektrona deluje uvek isto spoljašnje električno polje (ali, naravno, ne i isto E/N). Variranjem pritiska utičemo na dužinu srednjeg puta, odnosno na broj sudara sa česticama pozadinskog gasa. Između prva dva pritiska (1,1 Torr i 2,5 Torr) jedina razlika je u tome što na višem, usled većeg broja sudara, roj elektrona nešto kasnije dolazi do elektroda u toku jednog perioda. Međutim, ukoliko povećamo pritisak gotovo 10 puta, koncentracija elektrona je gotovo uniformna u toku perioda i formira cik-cak liniju ka jednoj, a zatim ka drugoj elektrodi, u zavisnosti od smera polja, pri čemu jako mali broj elektrona dođe do elektroda. Dominantni gubici su oni koji potiču od elektronskog zahvata u kiseoniku. Šta se dešava ako je koncentracija pozadinskih čestica konstantna (2,5 Torr), a proboji se događaju na tri različita napona: 582 V, 450 V i 258 V? Jako električno polje (tačka 2), 582 V) većinu elektrona odguruje do neposredne blizine elektroda. Ako smanjimo polje (tačka 4), 450 V), jedan deo elektrona se prostire i u prostoru između dve elektrode, tako da tačka 4) ima svetao „snop“ koji se može primetiti na profilu srednje energije, a kao posledica, i na profilu jonizacije, kao i na profilu elastičnih sudara. Daljim smanjenjem napona (tačka 5), 258 V) roj elektrona „zaokreće“ pre nego što njegov veći deo dođe do elektroda, tako da se jonizacije dešavaju prvenstveno oko sredine između dve elektrode. Deo roja koji je najbliži elektrodama ima nešto nižu energiju, jer su elektroni većinskim delom već doživeli jonizaciju i ostali bez značajnog dela energije. Koncentracija ima svoj maksimum u blizini elektroda iz istog razloga. Elastični sudari se dešavaju tokom celog perioda sa malim smanjenjem intenziteta u trenucima kada polje menja smer (prolazi kroz nulu).

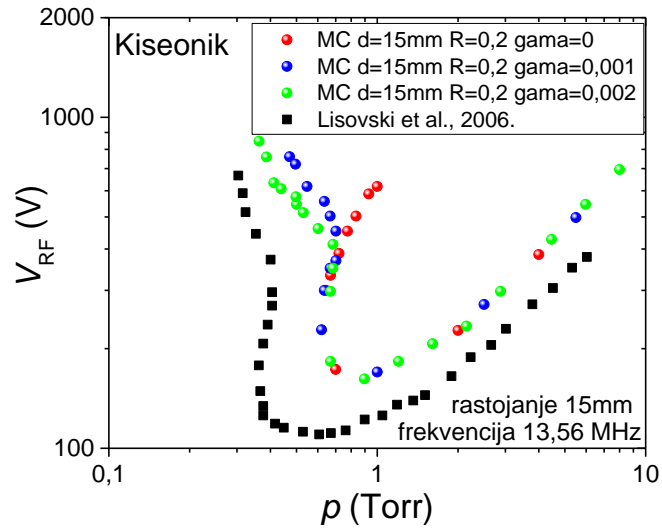
9.1.2. Uticaj teških čestica na naponsku probojnu krivu – poređenje modela sa eksperimentalnim rezultatima u slučaju kiseonika i azota

U poglavlju 7 videli smo kako efekti na površinama utiču na oblik naponske probojne krive i da, pored toga što menjaju oblik krive, oni je i značajno pomeraju ka nižim pritiscima i naponima. Pogledaćemo šta se dešava sa krivama kada primenimo prihvaćeni model za teške čestice i videćemo kakvo je slaganje sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (prikazani crnim kvadratima). Na slici 9.1.2.1 prikazan je primer kiseonika sa refleksijom od 20% i spektrom vrednosti 0; 0,001 i 0,002. Međuelektrodno rastojanje je 15 mm, a frekvencija je 13,56 MHz. Za razliku od efekata na površinama, teške čestice, bar po usvojenom modelu, utiču jedino na deo leve grane koji se nalazi na višim naponima. Kada naše rezultate MC simulacije poredimo sa eksperimentom, za konkretan slučaj, koeficijenti koji daju najbolje kvalitativno slaganje jesu $R=0,2$ i $\gamma=0,001$ (plavi krugovi). Kvantitativno slaganje nije moguće jer je kriva dobijena MC simulacijom translirana ka nešto višim i naponima i pritiscima u odnosu na eksperimentalnu krivu. Pri ovoj analizi treba imati u vidu mogućnost da eksperimentalni rezultati imaju značajne sistemske greške (što je očekivano s obzirom na tehniku merenja).

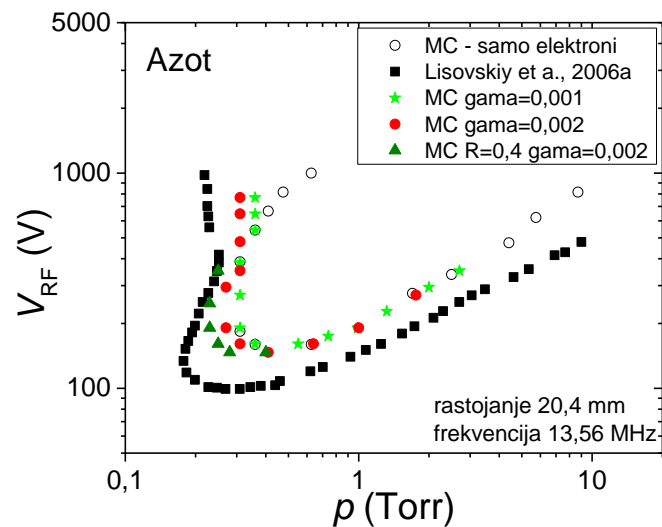
Sličnu analizu smo uradili za čisti azot kao pozadinski gas i rezultati su prikazani na slici 9.1.2.2. Rastojanje između elektroda je 20,4 mm, a frekvencija je 13,56 MHz. U slučaju azota, dobro kvalitativno slaganje sa eksperimentom je postignuto čak i kada ne postoji refleksija a $\gamma=0,002$ (crveni krugovi). Kao i u slučaju kiseonika, potpuno kvantitativno slaganje sa eksperimentom nije moguće.

Možemo zaključiti da kombinacijom koeficijenta refleksije i koeficijenta γ (koji potiče samo od jona) možemo dobiti bolje slaganje nego kada efekte na površinama posmatramo kao u poglavlju 7. Iako u oba slučaja možemo dobiti zahtevani oblik naponske probojne krive, koji odgovara eksperimentalnim rezultatima, model iz poglavlja 7 značajno menja minimum, „produbljuje“ ga, tako da je cela leva grana sa

minimumom pomenjena. U modelu iz poglavlja 9 možemo uticati na oblik leve grane bez promene minimuma krive.



9.1.2.1: Naponske probojne krive dobijene MC simulacijom (krugovi u boji) u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (crni kvadrati, Lisovskiy et al., 2006). U simulaciji je koeficijent refleksije 0,2, dok je gama koeficijent variran: 0; 0,001 i 0,002. Pozadinski gas je kiseonik, rastojanje između elektroda je 15 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.



9.1.2.2: Naponske probojne krive dobijene MC simulacijom (u boji) u poređenju sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima (crni kvadrati, Lisovskiy et al., 2006). U simulaciji je koeficijent refleksije 0, dok je gama koeficijent variran: 0,001 i 0,002. Pozadinski gas je azot, rastojanje između elektroda je 20,4 mm, a frekvencija je 13,56 MHz.

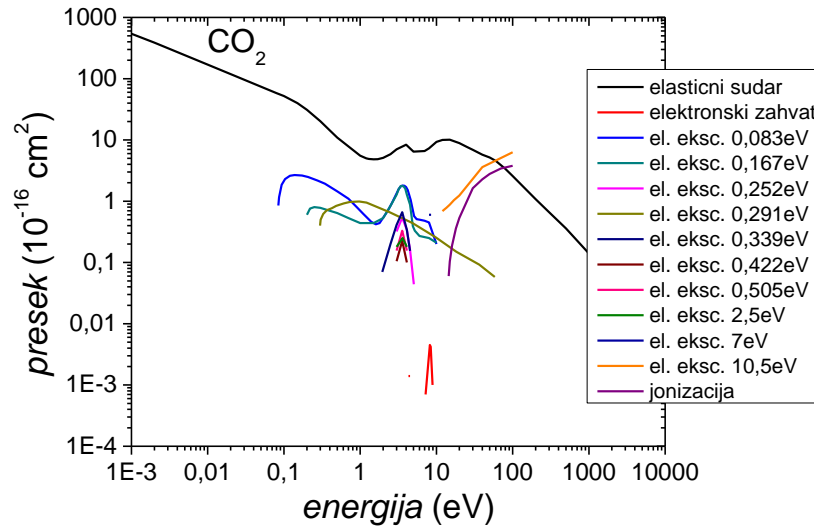
9.2. PROBOJ U ATMOSFERI MARSA U RF POLJIMA

Poslednji odeljak u ovoj doktorskoj disertaciji posvećeno je značajno kompleksnijoj smeši gasova. Reč je o atmosferi Marsa, koji je u žiži javnosti već neko vreme. Rastuća populacija ljudi na Zemlji, kao i ljudska priroda da istraži (a verovatno i potčini) svet koji nas okružuje, čak iako se radi o drugoj planeti, nagnali su čovečanstvo da svojski ubrza istraživanja vezana za postavljanje kolonija na planeti Mars, koja, za sada, najviše obećava za tu svrhu. Istraživanje probvoja pri RF poljima u atmosferi Marsa može se lepo uklopiti u postavljanje prvih kolonija. Možda najkorisnija primena jesu sistemi za održavanje života (eng. *life support systems*). Koristeći RF plazme, moguće je efikasno izdvajati kiseonik neophodan za život iz atmosfere koja je bogata CO₂. Sa druge strane, korisno je i poznavanje uslova paljenja RF plazmi. Kako je atmosfera Marsa na svega 0,4–0,87 kPa (3–6,5 Torr) videćemo da su probojni naponi takođe niski, što može voditi neželjenom formiranju pražnjenja u situacijama kada mogu naneti značajnu štetu (na primer, mogu ometati komunikacione sisteme). Pored opšte euforije vezane za naseljavanje Crvene planete kroz različite uspešne projekte, kao što su „SpaceX“ ili „Mars One“, smatramo da bazična istraživanja vezana za RF proboje mogu itekako biti korisna čak i u prvim misijama koje će se izvoditi bez ljudske posade.

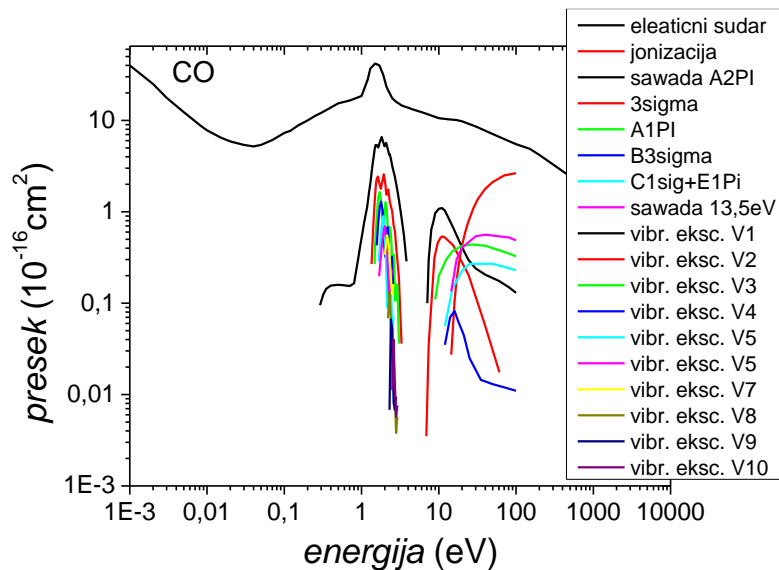
Tabela 9.2.1: Sastav atmosfere Marsa (Oven *et al.*, 1977).

Gas	Udeo
CO ₂	95,32%
N ₂	2,7%
Ar	1,6%
O	0,13%
CO	0,07%
H ₂ O	0,03%
Ne	2,5ppm
Kr	0,3ppm
Xe	0,08ppm
O ₃	0,03ppm

Pređimo na sastav atmosfere Marsa. Kao što smo pomenuli, najvećim je delom čini ugljen dioksid, čak preko 95%. Zatim slede azot, argon, kiseonik, ugljen monoksid itd. U tabeli 9.2.1 prikazan je sastav atmosfere Marsa (Oven *et al.*, 1977).



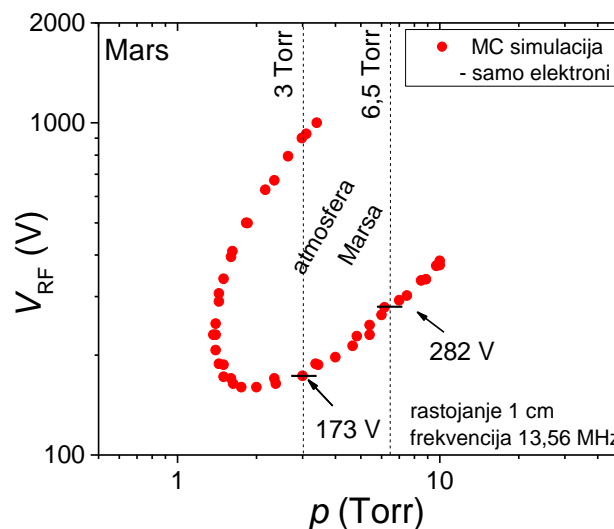
Slika 9.2.1: Set preseka za CO_2 sa označenim tipovima prelaza koji predstavljaju (MORGAN database, 2013).



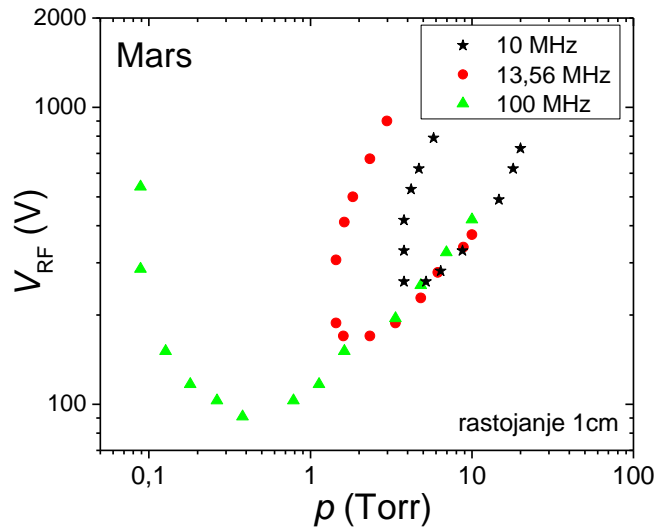
Slika 9.2.2: Set preseka za CO sa označenim tipovima prelaza koji predstavljaju (Land, 1978).

Naš model smeše, koji će predstavljati atmosferu Marsa, je sledeći: 95,5% CO_2 , 2,7% N_2 , 1,6% Ar , 0,13% O_2 i 0,07% CO , dajući u zbiru 100%, gde su svi gasovi koji imaju udeo manji od 0,07% uključeni kao CO_2 . Na slikama 9.2.1 i 9.2.2 prikazani su setovi

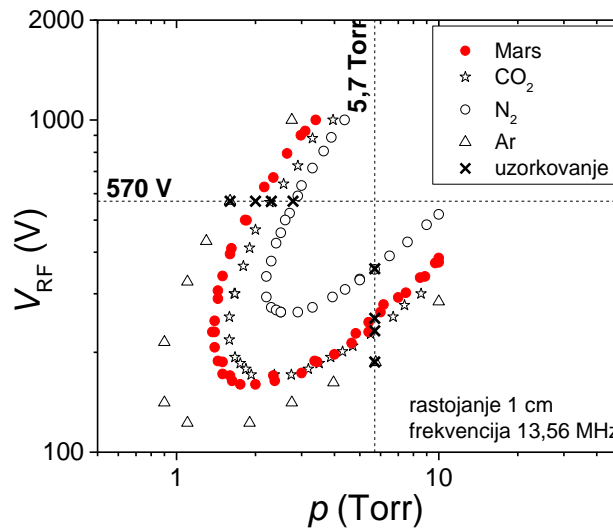
preseka za CO_2 i CO , respektivno, dok su preseki za ostale gasove prikazani u prethodnim poglavljima: N_2 na slici 9.1.1, Ar na slici 3 i O_2 na slici 8.2.1. Na slici 9.2.3 prikazana je naponska probojna kriva za navedenu smešu, rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz. Sa krive možemo videti da na pritiscima koji odgovaraju opsegu pritisaka atmosfere Marsa do proboja dolazi na relativno niskim naponima, počev od nekih 170 V, i to u slučaju kada ne postoje efekti na površinama i nisu uračunate teške čestice (čije uključivanje vodi daljem smanjenju probojnih napona). Zamislimo na trenutak atmosferu Marsa. Kao i u atmosferi Zemlje, sa porastom visine (udaljavamo se od površine) pritisak opada, tako da do proboja može doći u okolini minimuma krive koji se nalazi na 160 V. Može se zaključiti da je neželjeno formiranje plazme, koje može štetiti sistemima postavljenim na Marsu, prilično izvesno zbog malih probojnih napona. Ako znamo da povećanje frekvencije pomera krivu ka nižim naponima i pritiscima (poglavlje 4), na višim frekvencijama će postati jako teško sprečiti paljenje plazme. Na slici 9.2.4 prikazane su krive dobijene MC simulacijom za tri različite frekvencije: 10 MHz, 13,56 MHz i 100 MHz. Kriva na 100 MHz ima minimum na oko 90 V i leva grana se nalazi na naponima oko 0,1 Torr. Naravno, u opsegu pritisaka koji odgovaraju atmosferi Marsa kriva na 100 MHz se ne razlikuje od krive na 13,56 MHz, ali za delove atmosfere na velikim visinama probojni napon lako može pasti ispod 100 V.



Slika 9.2.3: Naponska probojna kriva za smešu definisanu da predstavlja atmosferu Marsa: 95,5% CO_2 , 2,7% N_2 , 1,6% Ar, 0,13% O_2 i 0,07% CO . Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz. Dve vertikalne linije predstavljaju granične vrednosti pritiska na Marsu.



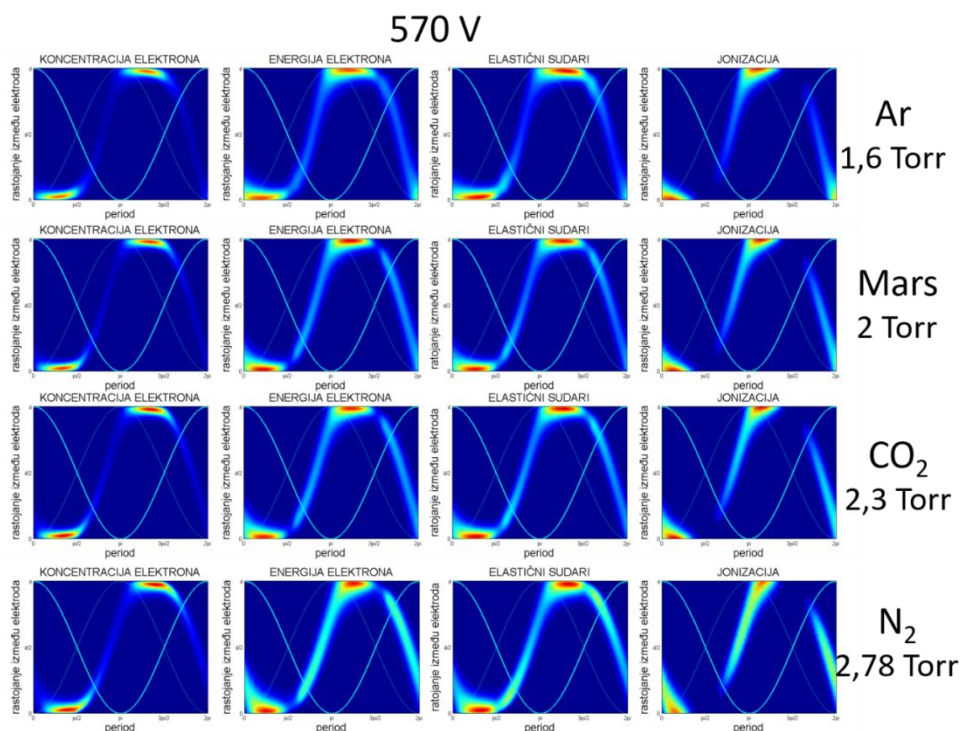
Slika 9.2.4: Naponske probojne krive dobijene MC simulacijom kada su uključeni samo elektroni i ne postoje efekti na površinama, za različite frekvencije: 10 MHz, 13,56 MHz i 100 MHz. Rastojanje između elektroda je 1 cm.



Slika 9.2.5: Naponske probojne krive za CO_2 , N_2 i Ar kao većinskih konstituenata, u poređenju sa krivom atmosfere Marsa sastava: 95,5% CO_2 , 2,7% N_2 , 1,6% Ar, 0,13% O_2 i 0,07% CO. Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija 13,56 MHz.

Pogledaćemo kako sastavni elementi utiču na p - V koordinate naponske probojne krive atmosfere Marsa. Na slici 9.2.5 uporedili smo krivu Marsa sa tri najzastupljenija gasa: CO_2 , N_2 i Ar. Rastojanje između elektroda je 1 cm, a frekvencija je 13,56 MHz. Krive za Mars i CO_2 se gotovo preklapaju, što je i očekivano. Sa druge strane, kriva za argon je pomerenka ka nižim naponima i pritiscima zbog jednostavnog energetskog spektra

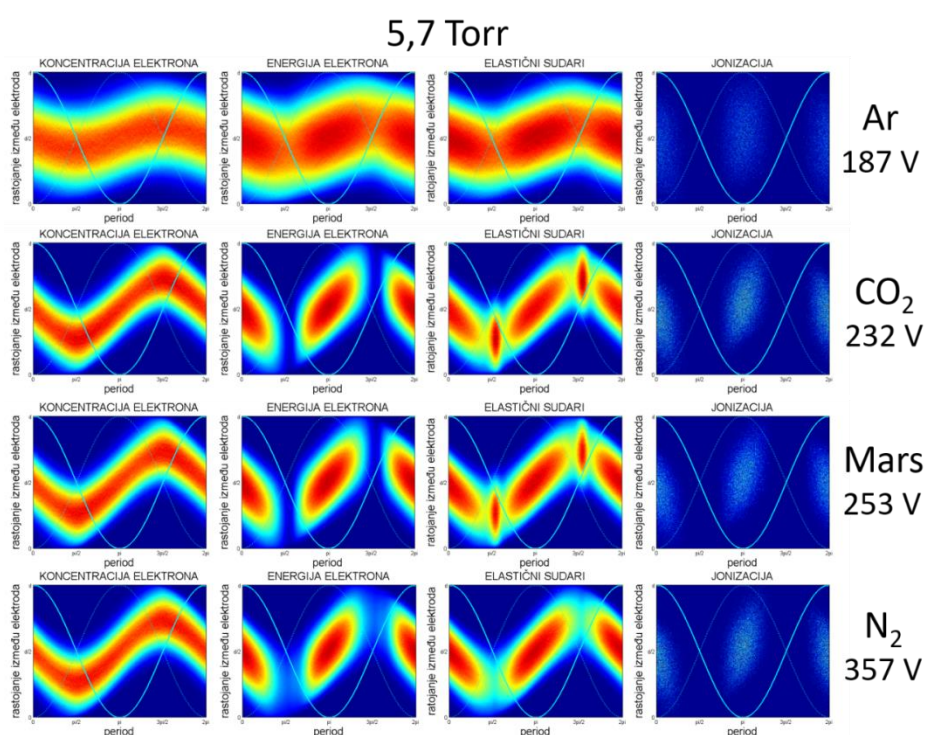
argona, što se može videti i iz seta preseka (slika 3) koji obuhvata samo dva preseka za ekscitacije i jonizaciju, tako da gubici nisu veliki. Azot je složeniji molekul koji sadrži i rotacione, i vibracione gubitke, pa je njegova naponska probojna kriva pomerena desno od krive za Mars. Posmatranjem seta preseka za svaki od sastavnih delova atmosfere Marsa možemo pretpostaviti da bi kriva za kiseonik bila još više pomerena udesno jer postoji dodatni mehanizam gubitaka elektrona, a to je elektronski zahvat.



Slika 9.2.6: Prostorno-vremenski profili za različite gasove i atmosferu Marsa sa slike 9.2.5, za napon od 570 V i različite pritiske, krećući se od najnižeg: argon na 1,6 Torr, Mars na 2 Torr, CO₂ na 2,3 Torr i N₂ na 2,78 Torr.

Kako priroda gasa utiče na prostorno-vremenske profile možemo videti na slikama 9.2.6 i 9.2.7. Na slici 9.2.6 prikazani su profili za tačke na levoj grani koje se nalaze na istom probojnom naponu od 570 V i na različitim pritiscima, krećući se od najnižeg: argon na 1,6 Torr, Mars na 2 Torr, CO₂ na 2,3 Torr i N₂ na 2,78 Torr. U ovom slučaju ne postoje neke značajnije razlike između profila za pomenute gasove. Razlika se javlja u desnoj grani probojnih krivih. Za isti probojni pritisak od 5,7 Torr imamo probojne napone, počev od najnižeg: argon na 187 V, CO₂ na 232 V, Mars na 253 V i N₂ na 357 V (slika 2.9.7). Pored očekivanih osobina profila (maksimum jonizacije odgovara elektronima sa

najvišim energijama, nakon maksimuma jonizacija sledi povećanje koncentracije elektrona itd.) u profilima elastičnih sudara Marsa i CO₂ javljaju se maksimumi u trenucima kada polje prolazi kroz nulu. Zašto se javlja maksimum, možemo videti iz preseka za elastično rasejanje za CO₂ (slika 9.2.1). Kako se krećemo ka nižim energijama, presek raste, čak na energiji od 0 eV ima vrednost $600 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$. Zašto ne postoji sličan maksimum na profilu elastičnih sudara u levoj grani? Jednostavno zato što su energije elektrona značajno više u levoj grani nego u desnoj zbog viših napona i manjeg broja sudara (niži pritisak).



9.2.7: Prostorno-vremenski profili za različite gasove i atmosferu Marsa sa slike 9.2.5, za pritisak od 5,7 Torr i različite napone, počev od najnižeg: argon na 187 V, CO₂ na 232 V, Mars na 253 V i N₂ na 357 V.

9.3. ZAKLJUČAK

Posmatranjem eksperimentalnih naponskih probojnih krivih shvatili smo da naš model ima značajan nedostatak – nije mogao da opiše pojavu drugog minimuma koji se javlja levo od uobičajenog minimuma krive. Događivanjem modela da uključuje i teške čestice pokazali smo da su upravo one odgovorne za njegovu pojavljivanje. Relativno jednostavan model teških čestica, u kome ne postoji vremenska razloženost, pokazao je odlično slaganje sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima u slučaju sintetičkog vazduha. Motiv za dalji rad na modelu teških čestica možemo videti u prostorno-vremenskim profilima koji ne pokazuju nikakvu promenu njihovim uključivanjem. Intuitivno, možemo pretpostaviti da vremenski zavisani dolazak jona na elektrode i vremenski zavisno izbacivanje sekundarnih elektrona, svakako moraju uticati na izgled profila, što ostavljamo za budući rad.

Primenjenim jednostavnim modelom pokazali smo da je moguće dobiti kvalitativno slaganje sa dostupnim eksperimentalnim rezultatima u slučaju kiseonika i azota. Međutim, kvantitativno slaganje nije moguće, za razliku od slučaja sintetičkog vazduha. Kako su eksperimenti za azot i kiseonik rađeni u laboratoriji pod rukovodstvom Valerija Lisovskog, a eksperiment sa sintetičkim vazduhom u laboratoriji koju vodi Zoltan Donko, možemo pretpostaviti da neslaganje može biti posledica tehnike određivanja trenutka proboja i očitavanja napona.

Istraživanje atmosfera planeta, pa i satelita, logična je primena razvijenog modela RF proboja. Na jednostavan i brz način možemo odrediti ograničavajuće faktore za paljenje RF plazme. Ili, sa druge strane, možemo biti svesni faktora rizika koji mogu voditi neželjenim formiranjima RF plazmi, koje mogu uticati na svu metalnu (preciznije rečeno, na svu provodnu) infrastrukturu koja će možda biti postavljena na površinama planeta ili satelita.

10. Zaključak i pregled naučnih doprinosa

U okviru ove disertacije objasnili smo fizičku pozadinu proboja u radiofrekvencijskim (RF) električnim poljima. Model RF proboja urađen je Monte Karlo tehnikom. Računarski kod korišćen za izradu ove disertacije predstavlja modifikovan kod koji je razvijen i testiran u Laboratoriji za gasnu elektroniku Instituta za fiziku u Beogradu.

Analiza je započeta jednostavnim modelom koji uključuje samo elektrone. Za razliku od proboja pri jednosmernim (DC) električnim poljima, pri RF polju proboj se može održati samo pomoću elektrona, bez uključivanja teških čestica. Usled promene smera polja, koje usmerava elektrone prema jednoj, a zatim prema drugoj elektrodi, nije neophodna povratna sprega koju obezbeđuju joni u slučaju DC proboja. Model obuhvata kretanje elektrona između dve beskonačne elektrode koje se nalaze na određenom rastojanju. Elektroni se kreću pod uticajem spoljašnjeg električnog polja koje osciluje na frekvenciji od 13,56 MHz. Transport elektrona je u potpunosti određen odabirom slučajnog broja, transportnim jednačinama i jednačinama balansa. Sva osnovna analiza je urađena u argonu kao pozadinskom gasu.

Pored razvoja kompletnog modela za opis proboja u RF poljima, postignuti su sledeći rezultati koji predstavljaju doprinos naučnoj literaturi.

1. Naponska probojna kriva pri RF poljima ima oblika iskošenog latiničnog slova „U“. Karakteristično je da sadrži oblast dvostrukih vrednosti u svojoj levoj grani, u kojoj jednom probojnom pritisku odgovaraju dva probojna napona. U ovoj oblasti se mogu definisati dva uslova proboja koji odgovaraju nižem, odnosno višem probojnom naponu. Dosadašnja fenomenologija RF proboja zasnivala se na pretpostavci da elektroni osciluju između elektroda i krećući se kroz gas (a i u dodiru sa elektrodama), proizvode nove elektrone. Posmatranjem prostorno-vremenskih profila koncentracije elektrona pokazali smo da je u oblasti niskih pritisaka (leva grana krive) ova pretpostavka kvalitativno podržana. U ovoj grani proboj je održan balansom između

gubitaka elektrona na površinama elektroda i brojem jonizacija u gasu. Međutim, u oblasti visokih pritisaka (desna grana krive) to nikako nije slučaj. Proboj je podržan blagim povećanjem probojnog napona, kojim se povećava energija koju primi elektron od polja, dovoljno da elektron može izvršiti jonizaciju pozadinskog gasa i stvoriti novi elektron. Dolazak elektrona na elektrode je gotovo zanemarljiv, a samim tim i gubici na površinama. Kao posledica, ova grana krive ima značajno manji nagib u odnosu na levu granu gde efekti na površinama igraju značajnu ulogu u probouju.

2. Još jedan bitan doprinos ove disertacije jeste zakon skaliranja. Pored zakona skaliranja za DC krive koji zahteva održavanje pd konstantnim, da bi on važio i za RF krive neophodno je razmatrati i uticaj frekvencije. Pokazali smo da je, dodatkom uslova da je fd konstantno, broj sudara po jedinici dužine i u jediničnom vremenu održan, što predstavlja definiciju zakona skaliranja. Pokazano je da za skalirane vrednosti postoji savršeno poklapanje prostornih profila i funkcija raspodele, čak i za kada postoji velika razlika u uslovima (pritisku i učestanosti).

3. Nastavak izrade modela uključuje efekte na površinama materijala od kog su izrađene elektrode. Ovi efekti se mogu podeliti na refleksije (elastična i neelastična) i emisiju sekundarnih elektrona. Pokazali smo da naš model daje dobro kvalitativno slaganje sa eksperimentalnim rezultatima (oblik naponske probojne krive), dok se kvantitativno neslaganje može objasniti nepoznavanjem svih uslova u kojima je rađen eksperiment. Dobro slaganje smo dobili za argon, helijum, kiseonik i azot.

4. Uticaj elektronskog zahvata, kao dodatnog mehanizma gubitka elektrona u gasu, analiziran je u slučaju kiseonika. Pokazano je da proces elektronskog zahvata utiče na desnu granu naponske probojne krive na taj način da je neophodno značajno povećanje napona da bi se nadomestili gubici.

5. Analizom dostupnih eksperimentalnih rezultata uočeno je da određene naponske probojne krive imaju izražen drugi minimum, koji se nalazi na nižem pritisku u odnosu na prvi. Postojanje drugog minimuma primećeno je u sintetičkom vazduhu i nije ga moguće objasniti kretanjem elektrona i efektima na površinama koji uključuju samo elektrone. Jednostavan model koji uključuje izbacivanje sekundarnih elektrona sa elektroda, sa određenom verovatnoćom, kao posledica udara jona, pokazao je da

uključivanje teških čestica utiče na zakrivljenje leve grane i formiranje drugog minimuma.

6. Nakon vazduha, razvijeni model smo primenili na atmosferu Marsa, koja predstavlja složeniji tip smeše. Kako je Mars u sve većem fokusu čovečanstva, doprinos modela se može sagledati kroz RF proboj u atmosferi Crvene planete. Atmosferu Marsa čini preko 95% ugljen dioksida i pri RF probodu se dobija kiseonik, koji se može koristiti u sistemima za održavanje života. Sa druge strane, analizirana je i mogućnost formiranja neželjenih plazmi. Na primer, plazma upaljena u atmosferi može uticati na komunikacione sisteme, stvarajući smetnje.

7. Na kraju smo razmotrili fizičku zasnovanost podataka za brzine drifta dobijenih iz probojnih krivih u RF poljima i pokazali da su one veoma problematične i da se, što se tiče dobrog slaganja tih rezultata sa DC vrednostima za brzinu drifta iz literature, verovatno radi o svesnim ili nesvesnim greškama u implementaciji RF eksperimenta.

Literatura

Allis W. P.(1956): *Motions of ions and electrons Electron – Emission Gas Discharges I*, Encyclopedia of Physics, editor S. Flugge, Vol. 21 (Berlin: Springer) pp 383–444.

Allis W. P. and Brown C.(1952): *High frequency electrical breakdown of gases – Phys. Rev.*, Vol. 87, pp. 419.

Birdsall C. K. And Langdon A. B. (1985): *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw-Hill).

Birdsall C. K. (1991): *Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MC – IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol 19, pp. 65.

Bzenic S., Petrovic Z. Lj, Raspopovic Z and Makabe T. (1999): *Drift velocity of electrons in time varying electric fields – Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 38, pp. 6077-6083.

Bzenić, S., Raspopović, Z. M., Sakadžić, S., Petrović, Z. Lj. (1999a): *Relaxation of electron swarm energy distribution functions in time-varying fields – IEEE transactions on plasma science*, Vol. 27, pp. 78-79.

Cavalleri G. (1969): *Measurement of lateral diffusion coefficient and first Townsend coefficients for electrons in helium by an electron-density sampling method – Phys. Rev.*, Vol. 179, No 1, pp. 186-201.

Chapman S. and Cowling T. G. *Mathematical theory of non-equilibrium gases*, (Cambridge University Press, Cambridge 1970).

Denda T., Miyoshi Y., Komukai Y., Goto T., Petrović Z. Lj, Makabe, T. (2004): *Functional separation in two frequency operation of an inductively coupled plasma – J. Appl. Phys*, Vol. 95, pp. 870-876.

Donko Z.(2011): *Particle simulation methods for studies of low-pressure plasma sources – Plasma Sourc. Sci. and Tech.*, Vol. 20, pp. 024001

- Dyatko N. A., Napartovich A. P., Petrović Z. Lj., Raspopović Z. R., Sakadžić S. (2000): *On the possibility of negative mobility in a decaying plasma* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 33, pp. 375.
- Dujko S., Raspopović Z. M., Petrović Z. Lj., Makabe T. (2003): *Negative mobilities of electrons in radio frequency fields* – IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 31, pp. 711.
- Dujko S., White R. D., Petrović Z. Lj. (2011): *Visualization of electron transport coefficients in RF electric and magnetic fields crossed at arbitrary angles* – IEEE Transactions on Plasma Sciences, Vol. 39, pp. 2560.
- Francis G. (1956): *Gas Discharges II* in: Encyclopedia of physics, Editor Flugge S. XXII (SpringerVerlag, Berlin).
- Forsythe G. E. and Leibler R. A. (1950): *Matrix inversion by a Monte Carlo method* – Mathematical Tables and Other Aids to Computation, Vol. 4, No31, pp. 127-129.
- Gill E. W. and von Engel A. (1948): *Starting potentials of high-frequency gas discharges at low pressure* – Proc. Roy. Soc. A, Vol. 192, pp. 446-463.
- Gill E. W. and von Engel A. (1949): *Starting potentials of electrodeless discharges* – Proc. Roy. Soc. A, Vol. 197, 107-124.
- Ginzburg V. L. and Gurevich A. V. (1960): *Nonlinear phenomena in plasma located in an alternating electromagnetic field* – Sov. Phys. Usp., Vol. 70, pp. 393-428.
- Goto N. and Makabe T. (1990): *Time dependent electron swarm parameters in RF fields in CH₄ and H₂* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 23, pp. 686.
- Hartman L. M. (1948): *Theory of High Frequency Gas Discharges. III. High Frequency Breakdown* – Phys. Rev., Vol. 73, pp. 316-325.
- Holstein T. (1946): *Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges* – Phys. Rev., Vol. 70, pp. 367.

- Itikawa Y. (2009): *Cross section for electron collisions with oxygen molecule* – J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 38, pp.1-20.
- Itoh T. Musha T. (1960): *Monte Carlo calculations of motion of electrons in helium* – J. Phys. Soc. Japan, Vol. 15, pp. 1675-1680.
- Jager G. and Otto W. (1962): *Driftgeschwindigkeiten von Ionen und Elektronen in Argon und Wasserstoff* – Zeitschrift für Physik, Vol. 169, pp. 517-525.
- Kihara T. (1952): *Mathematical theory of electrical discharges in gases* – Rev. Mod. Phys., Vol. 24, pp. 45.
- Kitajima T., Takeo Y., Petrović Z. Lj, Makabe T. (2000): *Functional separation of biasing and sustaining voltages in two-frequency capacitively coupled plasma* – Appl. Phys. Lett., Vol. 77, pp. 489.
- Korolov I., Derzsi A. and Donko Z. (2014): *Experimental and kinetic simulation studies of radio-frequency and direct-current breakdown in synthetic air* – J.Phys.D:Appl.Phys., Vol. 47, 475202.
- Korolov I., Donko Z. (2015): *Breakdown in hydrogen and deuterium gases in static and radio-frequency fields* – Phys. of Plasmas, Vol. 22, 093501.
- Kucukarpaci H. N. And Lucas J. (1981): *Electron swarm parameters in argon and krypton* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 14, pp. 2001.
- Land J. E. (1978): *Electron scattering cross sections for momentum transfer and inelastic excitations in carbon monoxide* – J. Appl. Phys., Vol. 49, pp. 5716.
- Lisovskiy V., Yegorenkov V. (1998): *Rf breakdown of low-pressure gas and novel method for determination of electron-drift velocities in gases* – J. Phys.D:Appl. Phys. Vol. 31, pp. 3348-3357.
- Lisovkiy V., Booth J-P., Landry K., Douai D., Cassagne V. and Yegorenkov V. (2006a): *Electron drift velocity in argon, nitrogen, hydrogen, oxygen and ammonia in*

strong electric fields determined from rf breakdown curves – J. Phys.D:Appl. Phys. Vol. 39, pp. 660-665.

Lisovkiy V., Booth J-P., Landry K., Douai D., Cassagne V. and Yegorenkov V. (2006b): *Electron drift velocity in N₂O in strong electric fields determined from rf breakdown curves* – J. Phys.D:Appl. Phys. Vol. 39, pp. 1866-1871.

Lisovski V., Booth J-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. (2008): *Similarity law for rf breakdown* – EPL Vol. 82, pp. 15001.

Maeda K., Makabe T., Nakano N., Bzenić S., Petrović Z. Lj, (1997): *Diffusion tensor in electron transport in gases in radio-frequency field* – Phys. Rev. E, Vol. 55, No5, pp. 5901.

Makabe T., Nakano N. and Yamaguchi Y.(1992): *Modeling and diagnostics of structure of RF glow discharge in Ar at 13,56 MHz* – Phys. Rev. A, Vol. 45, pp. 2520-2531.

Makabe T., Petrović Z. Lj, *Plasma electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication* (Taylor and Francis Group, 2006).

Marić D., Radmilović-Radjenović M., Petrović Z. Lj (2005): *On parametrization and mixture laws for electron ionization coefficients* – Eur. Phys. J. D, Vol. 35, pp. 313.

Marić D., doktorska disertacija: *Prostorna struktura i osnovni kinetički procesi u gasnim pražnjenjima na niskim pritiscima* (Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu, 2006).

Marić D., Savić M., Sivoš J., Škoro N., Radmilović-Radjenović M., Malović G., Petrović Z. Lj (2014): *Gas breakdown and secondary electron yields* – Eur. Phys. J. D, 68:155.

Morgan W. L. (1990): *A bibliography of electron swarm data 1978-1989* – JILA Data Center, Report No. 33, NIST, Boulder, Colorado.

Margenau H. (1948a): *Theory of High Frequency Discharges. I. Methods for Calculating Electron Distribution Functions* – Phys. Rev., Vol. 73, pp. 297-308.

Margenau H. and Hartman L. M. (1948): *Theory of High Frequency Gas Discharges. II. Harmonic Components of the Distribution Function* – Phys. Rev., Vol. 73, pp. 309-315.

Margenau H. (1948b): *Theory of High Frequency Discharges. III. Note on the Similarity Principle* – Phys. Rev., Vol. 73, pp. 326-328.

MORGAN database, www.lxcat.net, preseci preuzeti 2013.

Nakamura Y. and Kurachi M. (1988): *Electron transport parameters in argon and its momentum transfer cross section* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 21, pp.718.

Owen T. Biemann K. Rushneck D. R., Biller J. E., Howart D. W., Lafleur A. L. (1977): *The composition of the atmosphere at the surface of Mars* – Jour. of Geophysical Research, Vol. 82, pp. 4635-4639.

Phelps A. V, Petrović Z. Lj (1999): *Cold-cathode discharge and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons* – Plasma Sources Sci. Technol. Vol. 8, pp. R21.

PHELPS database, www.lxcat.net, preseci preuzeti 2013.

Petrović Z. Lj, PhD Thesis: *Low energy electron transport coefficients and scattering cross sections obtained using swarm methods* (Australian National University, 1985).

Petrović Z. Lj, Crompton R. W. (1985): *Thermal electron attachment to SF₆ at room temperature and 500K* – J. Phys. B: Atomic and molecular physics, Vol. 17, pp. 2777-2791.

Petrović Z. Lj., Stojanović V. (1998): *The role of heavy particles in kinetics of low current discharges in argon at high electric field to gas number density ratio* – J. Vac. Sci. Technol. A, Vol. 16, pp. 329.

Petrovic Z. Lj, Raspopovic Z. M, Dujko S. and Makabe T. (2002): *Kinetic phenomena in electron transport in radio-frequency fields* – Appl. Surf. Sci. Vol. 192,pp. 1-25.

Petrović Z. Lj, Šuvakov M., Nikitović Ž., Dujko S., Šašić O., Jovanović J., Malović G., Stojanović V. (2007): *Kinetic phenomena in charged particle transport in gases, swarm parameters and cross section data* – Plasma Sour. Sci. And Technol., Vol. 16, pp. S1-S12.

Petrović Z. Lj, Dujko S., Marić D., Malović G., Nikitović Ž., Šašić O., Jovanović J., Stojanović V., Radmilović-Radjenović M. (2009): *Measurement and interpretation of swarm parameters and their application in plasma modeling* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 42, pp. 194002.

Puač N., Gherardi M. and Shiratani M. (2018): *Plasma agriculture: A rapidly emerging field* – Plasma Process Polym. Vol. 15, pp. e1700174.

Puač M., Marić D., Radmilović-Radjenović M., Šuvakova M., Petrović Z. LJ (2018): *Monte Carlo modeling of radiofrequency breakdown in argon* – Plasma Sources Sci. Technol., Vol. 27, pp. 075013.

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

Radmilovic M. Petrovic Z Lj (2000): *Modeling of back diffusion electrons in argon* – The Europ. Phys. Journal – Appl. Phys., Vol. 11, pp. 35-42.

Raspopovic Z. M, Sakadzic S., Bzenic S. A, Petrovic Z. Lj (1999): *Benchmark calculations for Monte Carlo simulations of electron transport* – IEEE Trans. On Plasma Sci., Vol. 27, pp.1241.

Ristivojevic Z., Petrovic Z. Lj (2012): *A Monte Carlo simulation of ion transport at finite temperatures* – Plasma Sources Sci. Tech., Vol. 21, pp. 035001.

Rosler M. and Brauer W. (1991) in *Particle induced electron emission I* – Springer tracts in modern physics (Berlin, Springer Verlag).

Robson R. E (1991): *Transport Phenomena in the Presence of Reactions: Definition and Measurement of Transport Coefficients* – Aust. J. Phys. Vol. 44, pp. 685-692.

Rosler Max and Brauer Wolfram, *Particle induced electron emission I, Part I* (Springer, 1991).

Ružić D., Moore R., Manos D., Cohen S. (1982): *Secondary electron yields of carbon-coated and polished stainless steel* – J. Vac. Sol. Technol., Vol. 20, pp. 1313.

Savić M., Radmilovic-Radjenovic M., Šuvakov M., Marjanović S., Marić D., Petrović Z. Lj (2011): *On explanation of the double valued Paschen like curve for RF breakdown in argon* – IEEE T Plasma Sci., Vol. 39, pp. 2556.

Skullerud H. R. (1968): *The stochastic computer simulation of ion motion in a gas subjected to a constant electric field* – Journal of Phys D: Appl. Phys., Vol. 1, pp. 1567.

Stojanović V., doktorska disertacija: *Modelovanje Townsendovih pražnjenja na visokim E/N i niskom pritisku* (Elektrotehnički fakultet, Univerzitet u Beogradu, 2007).

Stojanović V., Jelenković B. M., Petrović Z. Lj. (1997): *Excitation by electrons and fast neutrals in nitrogen discharges at very high electric field to gas number density ratios* – J. Appl. Phys., Vol. 81, pp. 1601.

Stojanović V., Petrović Z. Lj. (1998): *Comparison of the result of Monte Carlo simulations with experimental data for electron swarms in N_2 from moderate to very high electric field to gas density ratios (E/N)* – J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 31, pp. 834.

Šuvakov M., Ristivojević Z., Petrović Z. Lj, Dujko S., Raspopović Z. M, Dyatko N. A., Napartovich A. P. (2005): *Spatial profiles of electron swarm properties and explanation of negative mobility of electrons* – IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 33, pp. 532.

Thomas E. W. (1984) u: Langley R. A., Bohdansky J., Eckstein W., Mioduszewski P., Roth J., Taglauer E., Thomas E. W., Verbeek H., Wilson K. L.: *Data compendium for plasma-surface interactions* – Nuclear Fusion, Vol. 24, pp. S9.

Tonks Lewi and Langmuir Irving (1929): *A general theory of the plasma of an arc*, – Phys. Rev., Vol. 34, pp. 867.

Townsend J. S., *Electricity in gases* (Oxford at The Clarendon Press, 1915).

Vetterling W. T., *Numerical Recipes Example Book (C++): The Art of Scientific*
(Cambridge University Press, 2002).

Verboncoeur J. P. (2005): *Particle simulation of plasmas: review and advices* – Plasma
Phys. Control Fusion, Vol. 47, pp. A231.

von Engel A., *Ionized gases* (Clarendon Press, Oxford, 1965).

von Neumann J. (1951): *Various Techniques used in conjunction with random digits* –
J. Res. Nat. Bur. Stand. Appl. Meth. Series, Vol. 12, pp. 36.

White R. D., Ness K. F., Robson R. E. (2002): *Development of swarm transport theory
in radio-frequency electric and crossed electric fields* – Applied Surface Science, Vol.
192, pp. 26-49.

Wilhelm J. and Winkler R. (1969): *Zu Konvergenzfragen bei der Berechnung der
Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen des LORENTZ Plasmas im
homogenen stationären elektrischen Feld* – Ann. Der Physik, Vol. 478, pp. 28.

Биографија Марија Пуач

Марија Пуач (рођена Савић) је рођена 10.06.1985. године у Параћину.

Електротехнички факултет – модул Физичка електроника, смер Наноелектроника, оптоелектроника и ласерска техника уписала је 2004. године на Универзитету у Београду и завршила са просечном оценом 8,89. Дипломирала је 28.10.2008. године са темом „Анализа интегрисаних таласовода специфичне геометрије са шупљим језгром“ са оценом 10 под менторством проф. др Петра Матавуља.

Мастер академске студије уписала је на Електротехничком факултету Универзитета у Београду на смеру Наноелектроника, оптоелектроника и ласерска техника и завршила их 2009. године са просечном оценом 10. Мастер рад на тему „Монте Карло симулација пробоја у гасовима“ одбранила је 22.12.2009. године под менторством проф. др Зорана Љ. Петровића.

Од 2009. године је студент докторских студија на Електротехничком факултету Универзитета у Београду – смер Наноелектроника и фотоника. Положила је све изборне испите са просечном оценом 9,80.

Марија Пуач је у радном односу од 30.10.2008. године у Институту за физику у Београду у Лабораторији за гасну електронику под руководством и менторством проф. др Зорана Љ. Петровића.

Коаутор је једанаест научних радова објављених у међународним часописима као и већег броја радова на научним конференцијама, укључујући уводна предавања.

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Марија Пуач

Број индекса 09/5048

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Моделовање пробоја у гасовима Монте Карло техником

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

Потпис аутора

У Београду, 12.02.2018.

Марија Пуач

**Изјава о истоветности штампане и електронске верзије
докторског рада**

Име и презиме аутора _____ Марија Пуач _____

Број индекса _____ 09/5048 _____

Студијски програм _____ Наноелектроника и фотоника _____

Наслов рада _____ Моделовање пробоја у гасовима Монте Карло техником _____

Ментор _____ др Зоран Љ. Петровић и др Јован Цветић _____

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

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

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

Потпис аутора

У Београду, 12.02.2019.

Марија Пуач

Изјава о коришћењу

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

Моделовање пробоја у гасовима Монте Карло техником

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

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

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

5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)

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

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.

Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, 12.02.2019.

Марија Јурич

1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.