

**UNIVERZITET U NIŠU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET**

mr Suzana Stamenković

**NOVI MODELI I RASPODELE VREMENA
KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA U NEONU**

Doktorska disertacija

Niš, 2009.



**ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
НИШ**

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број, РБР:	
Идентификациони број, ИБР:	
Тип документације, ТД:	монографска
Тип записа, ТЗ:	текстуални / графички
Врста рада, ВР:	докторска дисертација
Аутор, АУ:	Сузана Н. Стаменковић (без титуле)
Ментор, МН:	Видосав Марковић (без титуле)
Наслов рада, НР:	Нови модели и расподеле времена кашњења електричног пробоја у неону
Језик публикације, ЈП:	српски
Језик извода, ЈИ:	енглески
Земља публиковања, ЗП:	Србија
Уже географско подручје, УГП:	Србија
Година, ГО:	2009.
Издавач, ИЗ:	авторски репрингт
Место и адреса, МА:	Ниш, Вишеградска 33.
Физички опис рада, ФО: (поглавља/страница/цитата/табела/слика/графика/прилога)	8 поглавља, 108 стр., 99 цитата, 3 табеле, 50 слика
Научна област, НО:	физика
Научна дисциплина, НД:	Физика јонизованих гасова
Предметна одредница/Кључне речи, ПО:	Електрични пробој гасова, модели, расподеле
УДК	537.52
Чува се, ЧУ:	библиотека
Извод, ИЗ:	У овој тези су изложена мерења времена кашњења електричног пробоја у неону за широк опсег радних напона и при различитим нивоима прејонизације. Експериментално су развојени статистичко време кашњења и време формирања пражњења и предложени одговарајући теоријски модели за описивање њихових зависности од пренапона и концентрације заосталих јона и електрона током релаксације. Експериментално је добијено више нових расподела: Гаус-експоненцијална, Гаусова и двострука Гаусова расподела за статистичко време кашњења, нестационарна експоненцијална за статистичко време кашњења, као и Гаусова и двострука Гаусова расподела за време формирања пражњења.
Датум приhvатања теме, ДП:	28.01.2009. године
Датум одбране, ДО:	
Чланови комисије, КО:	Председник: _____ Члан: _____ Члан, ментор: _____



**ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
НИШ**

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number, ANO:	
Identification number, INO:	
Document type, DT:	monograph
Type of record, TR:	textual / graphic
Contents code, CC:	doctoral dissertation
Author, AU:	Suzana N. Stamenković
Mentor, MN:	Vidosav Marković
Title, TI:	New models and distributions of the electrical breakdown time delay in neon
Language of text, LT:	Serbian
Language of abstract, LA:	English
Country of publication, CP:	Serbia
Locality of publication, LP:	Serbia
Publication year, PY:	2009
Publisher, PB:	author's reprint
Publication place, PP:	Niš, Višegradska 33.
Physical description, PD: (chapters/pages/ref./tables/pictures/graphs/applications)	8 chapters, 108 p., 99 ref., 3 tables, 50 pictures
Scientific field, SF:	Physic
Scientific discipline, SD:	Physics of ionized gases
Subject/Key words, S/KW:	Electrical breakdown of gases, models, distributions
UC	537.52
Holding data, HD:	library
Note, N:	
Abstract, AB:	In this thesis the measurements of the electrical breakdown time delay in neon for wide range of working voltages and at different preionization levels are presented. The statistical breakdown time delay and the discharge formative time are experimentally separated and theoretical models of their dependencies on the overvoltage and number densities of residual ions and electrons during relaxation are suggested. Several new distributions are experimentally obtained: Gauss-exponential, Gaussian and double Gaussian for the statistical time, nonstationary exponential for the statistical, as well as Gaussian and double Gaussian distributions for the formative time.
Accepted by the Scientific Board on, ASB:	28.01.2009.
Defended on, DE:	
Defended Board, DB:	President:
	Member:
	Member, Mentor:

Radovi u međunarodnim časopisima

1. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković**, Z. Lj. Petrović and M. Radmilović, "Determination of effective electron yield from swarm and time delay measurements", Eur. Phys. J. AP **14** (2001) 171-176, M23
2. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, "Study of transient processes in nitrogen by measurements of dynamic breakdown voltages", Eur. Phys. J AP **30** (2005) 51-56, M23
3. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and Z. Lj. Petrović, "Stochastic and relaxation processes in argon by measurements of dynamic breakdown voltages", Contrib. Plasma Phys. **45** (2005) 476-484, M23
4. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, " Study of relaxation kinetics in argon afterglow by the breakdown time delay measurements", Phys. Plasmas **12** (2005) 073502, M21
5. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "New distributions of the statistical time delay of electrical breakdown in nitrogen", J. Phys. D: Appl. Phys. **39** (2006) 3317-3322, M21
6. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and Z. Lj. Petrović, "Experiment for measurements of the gas breakdown statistics by ramp voltage pulses ", Rev. Sci. Instruments **77** (2006) 096104, M21
7. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković** and S. R. Gocić, " Formative time delay in nitrogen discharges at low pressure", Contrib. Plasma Phys. **47**, No. 6 (2007) 413-420, M23
8. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and S. M. Đurić, "Determination and modelling of the formative and statistical time delay in neon", Eur. Phys. J AP **38** (2007) 73-78, M23
9. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, "Metastable and charged particle decay in neon afterglow studied by the breakdown time delay measurements", Phys. Plasmas **14** (2005) 103504, M21
10. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković** and S. R. Gocić "Empirical and semiempirical models of the formative time delay in nitrogen", Can. J. Phys. **86** (7) (2008) 947-951, M23

11. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "Fluctuations and correlations of the formative and statistical time delay in neon", J. Phys. D: Appl. Phys., J. Phys. D: Appl. Phys. **42** (2009) 015207, M21
12. **S. N. Stamenković**, V. Lj. Marković and S. R. Gocić, "Comparative study of empirical and semiempirical models of the formative time delay in neon", Eur. Phys. J AP **45** (2009) 11003, M23
13. **S. N. Stamenković**, V. Lj. Marković and S. R. Gocić, "Influence of surface charges on the breakdown time delay in neon", u pripremi
14. **S. N. Stamenković**, V. Lj. Marković and S. R. Gocić, "Nonstationary exponential distributions of the statistical time delay in neon ", u pripremi

Radovi u vodećim časopisima nacionalnog značaja

1. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "Explanation of memory effect in argon", Facta Univeritatis, Series: *Physics, Chemistry and Technology*, Vol. 3, No 2, (2005), 95-107, M51
2. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "Homogenous gas phase models of relaxation kinetics in neon afterglow", Facta Univeritatis, Series: *Physics, Chemistry and Technology*, Vol. 5, No 1, (2007), 33-44, M51

Radovi saopšteni na međunarodnim skupovima štampani u celini

1. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković**, Z. Lj. Petrović and M. Radmilović, "Determination of effective electron yield from swarm and time delay measurements", 20th Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 345-348 (Zlatibor, Yugoslavia, 2000), M33
2. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković**, Z. Lj. Petrović and M. Radmilović, "The dependence of the effective electron yield on the reduced electric field in nitrogen", XXVI International conference on Phenomena in Ionized Gases, 193-194 (Nagoya, Japan, 2001), M33
3. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, "Study of gas-phase and surface processes by measurements of dynamic breakdown voltages", 21st Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 426-429 (Sokobanja, Yugoslavia, 2002), M33

4. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "Reanalysis of the breakdown voltage distributions in neon at linearly rising pulses", 21st Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 422-426 (Sokobanja, Yugoslavia, 2002), M33
5. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, "Memory effect in argon at low pressure", Fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, 1085-1088 (Vrnjačka banja, Serbia and Montenegro, 2003), M33
6. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "On some characteristics of electrical breakdown in nitrogen at low pressure", Fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, 1161-1164 (Vrnjačka banja, Serbia and Montenegro, 2003), M33
7. V. Lj. Marković, S. R. Gocić, **S. N. Stamenković** and Z. Lj. Petrović, "Study of transient processes in nitrogen by measurements of dynamic breakdown voltages", Tenth International Symposium on Gaseous Dielectrics, (Athens, Greece, 2004) 43-48, M33
8. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and Z. Lj. Petrović, "Gas-phase model of the afterglow kinetics in neon", 17th European Sectional Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, (Constanta, Romania, 2004), M33
9. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković** and S. R. Gocić, "Determinations and modeling of the formative time delay in nitrogen", 22nd Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 357-360 (Tara, Serbia and Montenegro, 2004), M33
10. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and Z. Lj. Petrović, "Study of transient regimes in argon by measurements of dynamic breakdown voltages", 22nd Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 413-416 (Tara, Serbia and Montenegro, 2004), M33
11. V. Lj. Marković, S. R. Gocić and **S. N. Stamenković**, "New distributions of the statistical time delay of electrical breakdown in nitrogen", 23rd Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 375-378 (Kopaonik, Serbia, 2006), M33
12. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić and S. M. Đurić, "Formative time delay in neon", 23rd Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 379-382 (Kopaonik, Serbia, 2006), M33
13. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković** and S. R. Gocić, "Fluctuations and correlations of the formative and statistical time delay in neon", 24th Int. Symposium on the Physics of Ionized Gases, 289-292 (Novi Sad, Serbia, 2008), M33

Radovi saopšteni na skupovima nacionalnog značaja štampani u celini

1. V. Lj. Marković, **S. N. Stamenković**, S. R. Gocić i Z. Lj. Petrović, "Proučavanje sudarnih i transportnih procesa tokom relaksacije u neonu", Kongres fizičara Srbije i Crne Gore (Petrovac na moru, 2004) 3-91-3-94, M63

2. V. Lj. Marković, S. R. Gocić i **S. N. Stamenković**, "O nekim osobinama električnog probaja linearno rastućim impulsima u azotu", Kongres fizičara Srbije i Crne Gore (Petrovac na moru, 2004) 3-95-3-98, M63

Odbranjen magistarski rad

S. N. Stamenković, "Proučavanje prelaznih režima u argonu merenjem dinamičkih probojnih napona", Magistarska teza, Niš, 2004., M72

Publikacije

V. Lj. Marković, S. R. Gocić i **S. N. Stamenković**, "Metode bazirane na statistici u fizici jonizovanih gasova" (monografija, Prirodno-matematički fakultet u Nišu, 2004 god., 160 strana) M42

*Zahvaljujem prof. dr V. Markoviću i mr S. Gociću
na nesebičnoj pomoći pri izradi ove disertacije,
kao i svima koji su na bilo koji način
pomogli pri izradi.*

SADRŽAJ

1. UVOD	5
2. KRATAK ISTORIJAT ISTRAŽIVANJA VREMENA KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA GASOVA.....	11
2.1 Vreme kašnjenja i raspodele vremena kašnjenja probaja.....	11
2.2 Otkriće memorijske krive i razvoj metode kašnjenja probaja.....	22
3. EKSPERIMENTALNI DETALJI.....	34
4. NAPONSKA ZAVISNOST I MODELI VREMENA FORMIRANJA.....	42
4.1 Kratak istorijat istraživanja.....	42
4.2 Određivanje vremena formiranja pražnjenja.....	45
4.3 Model sa vremenskim i prostornim razvojem elektronske lavine.....	47
4.4 Empirijski modeli vremena formiranja pražnjenja	50
4.5 Semiempirijski modeli vremena formiranja pražnjenja.....	54
4.6 Merenja sa galvanskom prevlakom.....	62
5. MEMORIJSKA ZAVISNOST I NOVE RASPODELE VREMENA FORMIRANJA I STATISTIČKOG VREMENA KAŠNJENJA.....	65
5.1 Kratak istorijat istraživanja.....	65
5.2 Fluktuacije vremena formiranja pražnjenja.....	67
5.3 Fluktuacije statističkog vremena kašnjenja.....	73
5.4 Korelacije vremena formiranja i statističkog vremena kašnjenja.....	76
5.5 Merenja sa galvanskom prevlakom.....	78
6. NESTACIONARNE EKSPONENCIJALNE RASPODELE STATISTIČKOG VREMENA KAŠNJENJA PROBOJA.....	91
6.1 Merenja sa vakuumskom prevlakom.....	91
6.2 Merenja sa galvanskom prevlakom.....	96
7. ZAKLJUČAK.....	99
8. LITERATURA.....	103

1 UVOD

Poznato je još od najranijih sistematskih proučavanja električnog proboja u gasovima krajem XIX i početkom XX veka da vreme kašnjenja električnog proboja zavisi od prenapona (primjenjenog radnog napona na gasnu cev iznad statičkog probojnog napona U_s) i prejonizacije (prisustva jona i elektrona u međuelektrodnom prostoru u trenutku priključenja napona) (Hubbard 1906, Thomson 1900). Uprkos tome, čak i u savremenoj naučnoj literaturi pojavljuju se eksperimentalni i teorijski rezultati gde je vreme formiranja pražnjenja t_f i/ili statističko vreme kašnjenja proboja t_s konstantno i sa promenom prejonizacije i sa promenom radnog napona (Spasić 2003, Spasić et al 2003, Maluckov 2004, Maluckov et al 2004, Maluckov et al 2006a). Cilj ove teze je da novim merenjima na novoj eksperimentalnoj tehnici, ali sada podržanim i novim teorijskim modelima razreši ove dileme.

Stohastičku prirodu vremena kašnjenja električnog proboja gasova eksperimentalno je dokazao Zuber (1925), a von Laue (1925) je raspodelu vremena kašnjenja proboja opisao eksponencijalnom raspodelom. Poznato je takođe da se vreme kašnjenja proboja smanjuje ozračivanjem međuelektrodnog prostora radioaktivnim ili ultraljubičastim zračenjem (Hubbard 1906, Thomson 1900). Međutim, u tim merenjima vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja proboja nisu bili eksperimentalno razdvojeni i gornja diskusija se prvenstveno odnosi na statističko vreme kašnjenja proboja.

Pokušaj da se razdvoje vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja probaja u neonu i kriptonu je učinjen u radovima Spasić (2003), Spasić et al (2003), Maluckov (2004) i Maluckov et al (2004, 2005, 2006a,b), na osnovu merenja vremena kašnjenja probaja, numeričkim simulacijama, osvetljavanjem ultraljubičastom svetlošću, kao i ozračivanjem radioaktivnim izvorima gama zračenja. U radovima Maluckov et al (2004, 2005, 2006a,b) usvojeno je da su statističko vreme kašnjenja i vreme formiranja pražnjenja nezavisne veličine i ukupno vreme kašnjenja probaja t_d je izračunavano kao njihova konvolucija. Međutim, statističko vreme kašnjenja i vreme formiranja pražnjenja nisu nezavisne veličine, već je disperzija statističkog vremena u tim radovima pogrešno pripisana vremenu formiranja pražnjenja što je detaljno diskutovano u radovima Marković et al (2006, 2007a, 2009). Osim toga, zavisnost vremena formiranja pražnjenja od vremena relaksacije $t_f(\tau)$ koja treba da raste usled raspada nanelektrisanja tokom relaksacije (Marković et al 2009), u radovima Maluckov et al (2004, 2006a) je konstantna. Naponska zavisnost vremena formiranja pražnjenja $t_f(U)$ u radovima Spasić (2003), Spasić et al (2003) i Maluckov et al (2006a) je takođe konstantna, što je u suprotnosti sa pouzdano ustanovljenim opadajućim ponašanjem $t_f(U)$ kada napon raste (Marković et al 2007a, Stamenković et al 2009).

U radovima Marković et al (2006, 2009) eksperimentalno su dobijene i teorijski zasnovane nove raspodele statističkog vremena kašnjenja probaja u azotu, odnosno neonu. Pokazano je da raspodela statističkog vremena kašnjenja probaja prelazi od eksponencijalne pri malim elektronskim prinosima Y (brzina nastajanja elektrona u međuelektrodnom prostoru) u Gaus-eksponencijalnu i Gausovu pri velikim elektronskim prinosima usled uticaja zaostalih nanelektrisanja u međuelektrodnom prostoru. Osim toga, u radu Marković et al (2007b) razmatran je raspad nanelektrisanja i metastabilnih stanja nakon prekida pražnjenja u neonu. U radu je pokazano da hipoteza sa metastabilnim stanjima kao objašnjenje memorijskog efekta u neonu koja

dugo vremena opstaje u literaturi (Bošan 1978, Bošan et al 1986, Radović 1987, Pejović et al 2002, Spasić 2003, Spasić et al 2003, Maluckov 2004, Maluckov et al 2004) ne može objasniti memorijski efekat u neonu. U navedenim radovima se očigledno zanemaruje gašenje metastabilnih stanja neon-a u dvočestičnim i tročestičnim sudarima sa atomima u osnovnom stanju, u sudarima sa površinama elektroda i zidova suda za pražnjenje koji smanjuju njihovo efektivno vreme života na vreme reda milisekundi (Marković et al 2007b). Koeficijenti brzina gašenja metastabilnih stanja u sudarima su pouzdano ustanovljeni još pedesetih godina prošlog veka (Phelps 1959) i stoga metastabilna stanja ne mogu biti nosioci memorijskog efekta u neonu čije je trajanje mnogo duže u odnosu na efektivno vreme života metastabilnih stanja.

Nasuprot tome, u radovima Marković et al (2007b, 2009) je pokazano da raspad molekulskih jona neon-a Ne_2^+ i azota N_2^+ nastalih u sudaru sa molekulima azota prisutnim kao nečistoće $Ne_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2 Ne$, može objasniti ranu relaksaciju sve do stotinu milisekundi nakon prekida pražnjenja. Kasna relaksacija u neonu nakon tog vremena, može se objasniti rekombinacijom atoma azota na površini katode koji na osnovu njihove energije rekombinacije izbacuje sekundarne elektrone sa katode. Na ovaj način, vreme kašnjenja probaja u neonu je objašnjeno sve do saturacije memorijske krive, tj. do nivoa određenog kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline (Marković et al 2007b).

Poznavanje kinetike i statistike jednosmernih probaja može biti primenjeno u proučavanju impulsnih, radiofrekventnih i ostalih sličnih pražnjenja. Takođe, kinetika i statistika električnih probaja gasova su interesantni i sa stanovišta brojnih primena gasova u elektronici i tehnologiji. Navećemo samo neke primene: impulsni izvori snage (Shao et al 2006), visoko-naponski prekidači (Kunhardt and Luesen 1983), gasni izvori svetlosti (Moss et al 2004), mikro-pražnjenja (Astrov et al 2008, Petrović et al 2008).

U drugoj glavi rada je dat kratak istorijat istraživanja vremena kašnjenja proboga u svetu i kod nas, prvenstveno u Nišu od početka istraživanja ovih fenomena. Biće reči o otkriću memorijске krive u gasovima (Bošan 1956, 1975) u Elektronskoj industriji (tadašnji Zavodi R.R.) u Nišu, njenom tumačenju na osnovu dugoživećih metastabilnih stanja i daljem razvoju metode kašnjenja proboga u proučavanju procesa u gasovima i na površinama. Biće izložene osnovne definicije vremena kašnjenja proboga, merenja i teorijski modeli, statistika vremena kašnjenja proboga, nove raspodele za statističko vreme i vreme formiranja pražnjenja, itd.

U trećoj glavi rada u kojoj je opisan eksperiment, izneti su osnovni podaci o izradi uzorka, pripremi za merenje, opis elektronskog sistema za automatsko merenje i prikupljanje podataka, oblici karakterističnih impulsa, i sl. Predstavljena je blok šema elektronskog sistema za automatsko merenje vremena kašnjenja proboga i ukratko opisan princip rada kola. Snimanja strujnih i naponskih impulsa su vršena digitalnim osciloskopom, a naponski signali na cevi su mereni pomoću visoko-naponskih sondi sa velikom ulaznom otpornošću. Ukratko je opisana procedura testiranja sistema i pripreme uzorka pre početka merenja, što je jako značajno za pouzdanost merenja kod malih vremena kašnjenja.

U četvrtoj glavi rada biće izložena merenja naponske zavisnosti vremena formiranja pražnjenja $t_f(U)$ u neonu za širok opseg radnih napona od U_s do $2U_s$. Zatim će biti izloženi modeli vremena formiranja pražnjenja sa vremenskim i prostornim razvojem elektronskih lavina u okviru Taunzendove teorije višestrukih lavina, a zatim empirijski i semiempirijski modeli zasnovani na stepenim funkcijama, eksponencijalnim funkcijama i proizvodu stepenih i eksponencijalnih funkcija. Pored novih modela koji su primjenjeni na izvršenim merenjima, primjenjeni su i postojeći modeli iz literature (Schade 1937, J. Dutton et al 1953 (with mathematical appendix by P. M. Davidson), Davidson 1955). Pošto se modeli iz literature nisu pokazali u potpunosti adekvatnim za opisivanje urađenih merenja u celom opsegu primjenjenih napona izvršena je njihova korekcija na osnovu predložene teorijske analize ili

empirijski. Takođe, merene su zavisnosti srednje vrednosti vremena kašnjenja probaja od napona $\bar{t}_d(U)$ i korišćene za eksperimentalno određivanje verovatnoće probaja $P(U)$, koja je upoređivana sa Vijsmanovom teorijskom relacijom za verovatnoću probaja (Wijsman 1949).

Kod razmatranja zavisnosti vremena kašnjenja probaja od prejonizacije u petoj glavi, osnovna merenja predstavljaju merenja zavisnosti srednje vrednosti vremena kašnjenja probaja od vremena relaksacije $\bar{t}_d(\tau)$ (memorijska kriva, Bošan 1978, Bošan et al 1986). Eksperimentalno su razdvojeni statističko vreme kašnjenja probaja i vreme formiranja pražnjenja. Vreme formiranja pražnjenja je određivano na tri različita načina: 1) na osnovu Laueovih dijagrama gde linearni fit eksperimentalnih podataka seče vremensku osu, 2) uzimajući minimalno vreme kašnjenja probaja $t_{d\min}$ kao vreme formiranja pražnjenja, i 3) kao razlika $t_f \approx \bar{t}_d - \sigma_{td}$, gde je σ_{td} standardna devijacija vremena kašnjenja probaja (Marković et al 1997a). Za tako određeno vreme formiranja pražnjenja predloženi su odgovarajući teorijski modeli za opisivanje njegove zavisnosti od koncentracije zaostalih nanelektrisanja tokom relaksacije. Opisivanje raspada nanelektrisanih čestica tokom relaksacije izvodi se pomoću analitičkih i numeričkih modela. Osnovna merenja su podržana strujno-naponskim karakteristikama i osciloskopskim merenjima. Takođe, ispitivan je uticaj osvetljavanja svetlošću različitih talasnih dužina i ozračivanja radioaktivnim izvorima gama i beta zračenja na vreme kašnjenja probaja. Vršena je i skenirajuća elektronska mikroskopija (SEM) i energijska disperziona analiza (EDX) površine katode, a propustljivost PVC filtra je izmerena na UV-VIS spektrofotometru.

U delu izvršenih merenja eksperimentalno je dobijeno više novih raspodela: Gaus-eksponencijalna i Gausova raspodela za statističko vreme kašnjenja probaja, nestacionarne eksponencijalne raspodele sa vremenski promenljivim parametrima za statističko vreme kašnjenja, kao i Gausove i dvostrukе Gausove raspodele za vreme formiranja pražnjenja. Takođe, diskutovana je uzajamna zavisnost izmerenih raspodela

vremena formiranja pražnjenja i statističkog vremena kašnjenja i procenjen je koeficijent njihove linearne korelacije. Za teorijsko opisivanje nestacionarnosti tokom merenja (poput desorpcije adsorbovanih gasova i nečistoća, raspršivanja (spaterovanja) nehomogenih slojeva i oksida, itd.) predloženi su jednostavni fizički modeli koji daju dobro slaganje sa eksperimentom. Takođe, izvršeno je i poređenje sa dosadašnjim modelima zasnovanim na Weibull-ovoj raspodeli čiji parametri nemaju fizičko značenje u ovom slučaju. Nestacionarne eksponencijalne raspodele za statističko vreme kašnjenja probija izložene su u šestoj glavi ove teze.

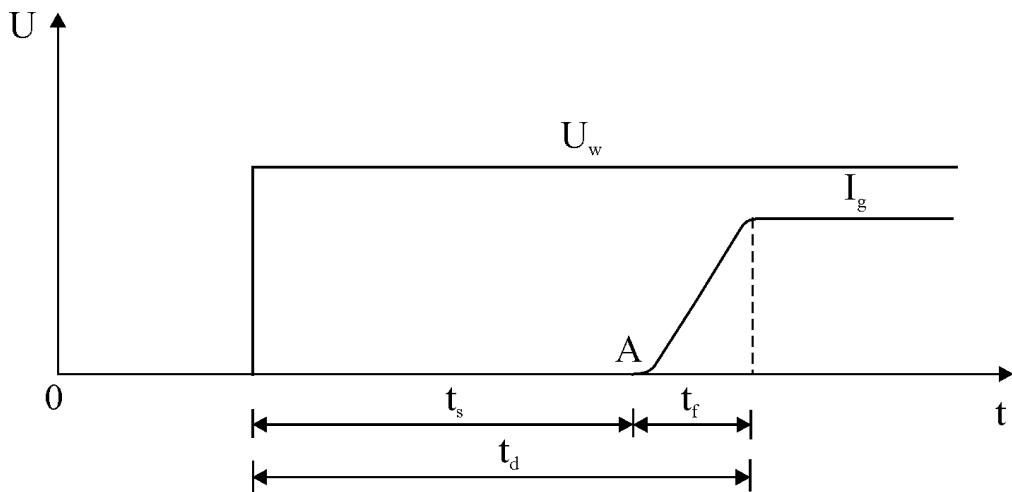
Sedma glava teze je zaključak, gde je dat kratak pregled urađenih merenja i teorijskih modela, kao i najvažniji doprinosi ove teze.

2 KRATAK ISTORIJAT ISTRAŽIVANJA VREMENA KAŠNJENJA ELEKTRIČNOG PROBOJA GASOVA

2.1 Vreme kašnjenja i raspodele vremena kašnjenja električnog probaja

Na početku će biti izložene definicije osnovnih pojmovi vezanih za fenomen kašnjenja električnog probaja u gasovima i metodu vremena kašnjenja probaja, kao i karakteristični rezultati iz literature dobijeni njenom primenom na proučavanje procesa u gasovima i na površinama. Do električnog probaja u gasovima ne dolazi odmah po priključenju radnog napona U_w većeg od statičkog probognog napona U_s , već posle izvesnog kašnjenja poznatog kao vreme kašnjenja električnog probaja. Zuber (1925) je dvadesetih godina prošlog veka eksperimentalno pokazao da je vreme kašnjenja probaja stohastička veličina, a Max von Laue (1925) je raspodelu vremena kašnjenja probaja opisao eksponencijalnom raspodelom.

Vreme koje protekne od momenta priključenja napona na gasnu cev do nastanka probaja, tj. do dostizanja vrednosti struje pražnjenja zadate uslovima merenja, naziva se vreme kašnjenja probaja t_d (Bošan 1975). U poznatoj monografiji Meek and Craggs (1978) zadnja granica vremena kašnjenja probaja se određuje naglim padom priključenog napona i pojmom samoodržavajuće struje. Vreme kašnjenja probaja se sastoji iz statističkog vremena kašnjenja probaja t_s i vremena formiranja pražnjenja t_f (slika 2.1).



Slika 2.1 Šematski prikaz vremena kašnjenja električnog probaja t_d :

t_s -statističko vreme kašnjenja, t_f -vreme formiranja pražnjenja, U_w - napon,

I_g - struja pražnjenja, A - trenutak pojave inicijalnog elektrona (Bošan 1975).

Statističko vreme kašnjenja probaja predstavlja vreme od momenta priključenja radnog napona na cev većeg od statičkog probognog napona do momenta pojave inicijalnog elektrona u gasu koji će izazvati proboj. Karakteriše ga vrlo mala i nesamoodržavajuća struja u cevi sa velikim fluktuacijama istog reda veličine, a može se značajno smanjiti ozračivanjem katode i gasa ultraljubičastim, mekim rendgenskim ili različitim radioaktivnim zračenjem.

Vreme formiranja pražnjenja se nastavlja na statističko vreme kašnjenja i predstavlja vreme od momenta pojave uspešnog elektrona do uspostavljanja uslovima merenja zadate vrednosti struje u kolu. Pri niskim i srednjim pritiscima gase do nekoliko desetina milibara preovladava Taunzendov mehanizam razvoja lavine i vreme formiranja pražnjenja je u osnovi određeno brzinom drifta jona između elektroda ($10 - 100 \mu\text{s}$). Na pritiscima reda 100 mbar procesi fotoemisije sa katode počinju da igraju bitnu ulogu i vreme formiranja pražnjenja odgovara brzini drifta elektrona (vreme formiranja $\sim 0,1 \mu\text{s}$), dok na pritiscima reda 1000 mbar preovladava

strimerni mehanizam formiranja pražnjenja sa trajanjem reda $1 - 10 \text{ ns}$ (Kiseljev 1965).

Srednja vrednost statističkog vremena kašnjenja proboga može se izraziti preko broja primarnih elektrona Y , koji se formiraju u međuelektrodnom prostoru u jednoj sekundi (elektronski prinos), i verovatnoće proboga P da elektron izazove probog. Verovatnoća da do proboga dođe u vremenskom intervalu $[t, t + dt]$, koji počinje momentom priključenja napona na cevi, data je izrazom (Meek and Craggs 1953):

$$f(t) dt = Y P \exp\left(-\int_0^{t_s} Y P dt\right) dt. \quad (2.1)$$

Za slučaj konstantnog napona, verovatnoća P je konstantna veličina, a ako je i elektronski prinos Y konstantan, važi:

$$f(t) dt = Y P \exp(-Y P t_s) dt. \quad (2.2)$$

Za broj kašnjenja n čije su vrednosti veće od t_s dobija se izraz (Meek and Craggs 1953):

$$n = N \exp(-Y P t_s), \quad (2.3)$$

gde N označava ukupan broj izmerenih vrednosti vremena kašnjenja. U Lauevom predstavljanju gornja relacija glasi:

$$n = N \exp(-t_s / \bar{t}_s). \quad (2.4)$$

i linearizuje se polulogaritamskoj skali $\ln(n/N)(t_s)$. U izvesnim slučajevima kada se vreme formiranja pražnjenja može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja tj. $\bar{t}_d \approx \bar{t}_s$, linearni fit izmerenih vrednosti vremena kašnjenja seče vremensku osu u nuli. Nasuprot ovome, kada se vreme formiranja ne može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja, t_s u gornjim relacijama mora zameniti razlikom $(t_d - t_f)$.

Srednja vrednost statističkog vremena kašnjenja, na osnovu relacija (2.3) i (2.4), iznosi:

$$\bar{t}_s = \frac{1}{YP}. \quad (2.5)$$

U radovima Llewellyn-Jones et al (1953) i Kiseljev (1965) je pokazano da je njegova standardna devijacija $\sigma_{ts} = \bar{t}_s$, a standardna greška \bar{t}_s / \sqrt{N} .

Za statističko vreme kašnjenja u literaturi se najčešće navodi napred izloženi integralni zakon raspodele koji je dao Laue (1925). Međutim, ovde će biti ukratko izneto strožije matematičko izvođenje prema Kiseljev-u (1965). Podelimo interval vremena t_s na n podintervala, tako da se svaki podinterval $\Delta t = t_s / n$ može smatrati beskonačno malim. Označimo brzinu stvaranja elektrona u međuelektrodnom prostoru ili elektronski prinos sa Y , a verovatnoću probaja sa P . Verovatnoća da se u međuelektrodnom prostoru pojavi efikasni elektron (elektron koji će izazvati proboj) u vremenskom intervalu Δt , na osnovu ovoga je YPt_s / n , a verovatnoća da se ne pojavi $1 - YPt_s / n$. Do probaja međuelektrodnog prostora za vreme t_s će doći ako za to vreme nastane jedan ili više elektrona. Na osnovu teorije verovatnoće, tražena verovatnoća će biti jednak sumi verovatnoća da za vreme t_s u međuelektrodnom prostoru nastane k elektrona, gde k uzima sve celobrojne vrednosti u intervalu $[1-\infty]$. To se matematički može opisati složenom binomnom raspodelom:

$$W = \sum_{k=1}^{\infty} C_n^k \left(\frac{YPt_s}{n} \right)^k \left(1 - \frac{YPt_s}{n} \right)^{n-k} \quad (2.6)$$

Pošto su pojedini vremenski podintervali Δt beskonačno mali, broj podintervala n mora biti beskonačno veliki. U slučaju kada $n \rightarrow \infty$ suma prelazi u zakon raspodele neprekidne fizičke veličine, a izraz pod znakom sume prelazi u Poasonovu raspodelu. Na taj način relacija (2.6) dobija oblik:

$$\begin{aligned}
 W &= \lim \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(YPt_s)^k}{k!} e^{-YPt_s} = \\
 &= e^{-YPt_s} \left[\frac{YPt_s}{1!} + \frac{(YPt_s)^2}{2!} + \frac{(YPt_s)^3}{3!} + \dots \right]. \tag{2.7}
 \end{aligned}$$

Suma reda u (2.7) iznosi $e^{YPt_s} - 1$, na osnovu čega se dobija integralni zakon raspodele statističkog vremena kašnjenja u obliku:

$$F(t_s) = 1 - \exp\left(-\frac{t_s}{\bar{t}_s}\right). \tag{2.8}$$

Parametar raspodele \bar{t}_s predstavlja srednju vrednost statističkog vremena kašnjenja i dat je relacijom (2.5).

Dakle, integralna raspodela slučajne promenljive t_s (statističkog vremena kašnjenja), koja glasi:

$$F(t_s) = P(t_s \leq t_s), \tag{2.9}$$

za $0 < t_s < \infty$, u stvari predstavlja kontinualnu vremensku reprezentaciju za diskretnu raspodelu broja nastalih elektrona za vreme t_s . Ona je opisana diskretnom funkcijom raspodele (2.6):

$$F(t_s)_{\substack{\text{kontinualna, vremenska} \\ \text{reprezentacija}}} \leftrightarrow W_{\substack{\text{diskretna, brojna} \\ \text{reprezentacija}}} = \sum_{k=1}^n C_n^k \left(\frac{YPt_s}{n}\right)^k \left(1 - \frac{YPt_s}{n}\right)^{n-k} \tag{2.10}$$

i jednaku je zbiru verovatnoća za nastanak k elektrona u međuelektrodnom prostoru, gde k uzima sve celobrojne vrednosti u intervalu $[1, n]$. Prema tome, Kiseljev je izveo strogi matematički dokaz za prelaz sa diskretne raspodele (za broj nastalih elektrona) na kontinualnu raspodelu statističkog vremena kašnjenja (na vreme čekanja da se pojavi uspešni elektron), a u radu Marković et al (2006) ovo izvođenje je uopšteno uvođenjem i drugog graničnog slučaja za binomnu raspodelu, tj. Gausove raspodele.

Naime, u izvođenju Kiseljeva za prelaz sa binomne na Poasonovu i eksponencijalnu raspodelu implicitno je usvojeno da je $Y Pt_s / n \approx p$ blisko nuli (Spiegel 1988, Wackerly et al 1996). Sa druge strane, ako $n \rightarrow \infty$ i niti p niti $(1-p)$ nisu bliski nuli, dobija se Gausova raspodela kao drugi granični slučaj binomne raspodele. U radu Marković et al (2006) je eksperimentalno pokazano u slučaju azota kako zbir binomnih raspodela za nastanak elektrona prelazi u Gaus-eksponencijalnu raspodelu i u granične slučajeve, eksponencijalnu i Gausovu raspodelu za statističko vreme kašnjenja.

Što se tiče statičkog probognog napona U_s , pregled različitih definicija dat je u radu Bošan (1975) i Mijović (1985). Ovde su navedene neke od najčešće korišćenih definicija. Prema Wijsmanu (1949), najmanja vrednost primjenjenog napona pri kome nastaje probog predstavlja probogni napon. U radovima Bošan (1975), Meek and Craggs (1978) i Loeb (1948) se kaže da je to napon pri kome gasno praznjenje prelazi iz nesamostalnog u samostalno i najviši napon za koji vreme kašnjenja teži beskonačnosti. Standardna definicija sa tačke gledišta onih koji izučavaju praznjenja malim strujama je da probogni napon predstavlja graničnu vrednost radnog napona u Taunzendovom režimu kada struja teži nuli (Phelps and Petrović 1999, Stefanović and Petrović 1997).

O uticaju ozračivanja gasa ultraljubičastim, rendgenskim i radioaktivnim zračenjem na vreme kašnjenja proboga obiman pregled može se naći u monografijama Meek and Craggs (1953, 1978).

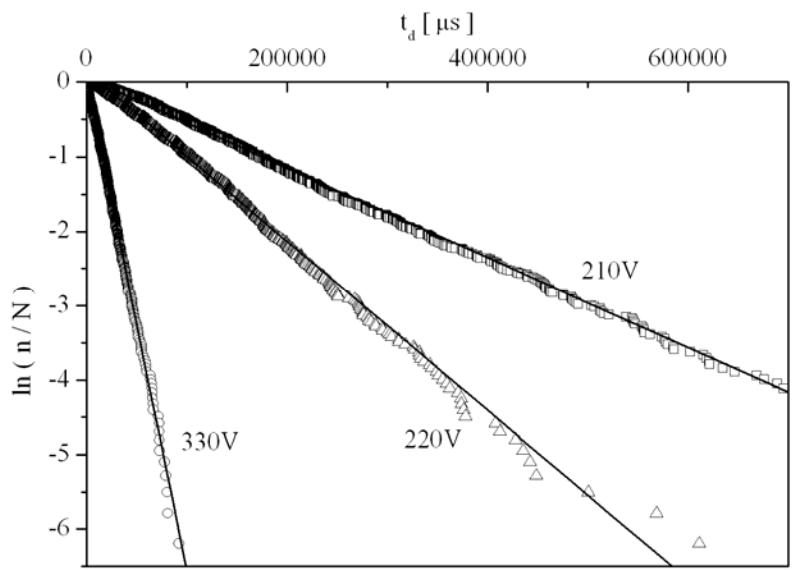
2.1.1 Određivanje vremena formiranja praznjenja u neonu

Na osnovu izraza (2.8), za broj kašnjenja n čije su vrednosti veće od t_s dobija se izraz:

$$n = N \exp\left(-\frac{t_s}{\bar{t}_s}\right), \quad (2.11)$$

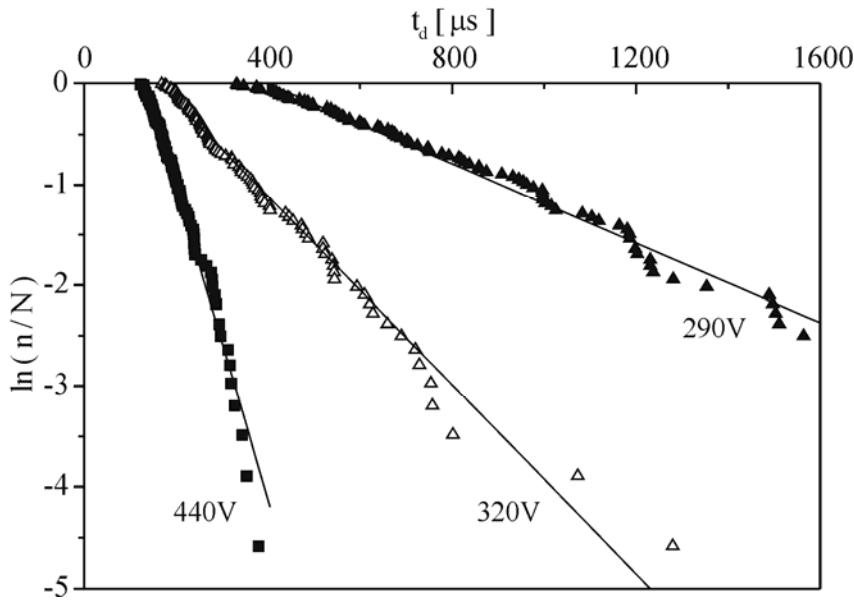
gde N predstavlja ukupan broj izmerenih podataka za vreme kašnjenja probaja, odnosno, u Laueovom predstavljanju (slika 2.2):

$$\ln(n/N) = -\frac{t_d}{t_s}. \quad (2.12)$$



Slika 2.2. Laueovi dijagrami u neonu na $\tau = 1s$ pri različitim radnim naponima označenim na slici

Na Laueovom dijagramu linearni fit $\ln(n/N)$ za vreme kašnjenja t_d seče vremensku osu u nuli, što znači da je $t_d \approx t_s$, odnosno da se vreme formiranja pražnjenja može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja (slika 2.2). U ovom slučaju određivanje vremena formiranja pražnjenja na osnovu Laueovih dijagonala nije moguće, pa se primenjuje druge metode navedene i diskutovane u nastavku ovog poglavlja. Što se tiče prinosa elektrona, on se može odrediti iz nagiba Laueovih dijagonala na osnovu relacije $Y = -(1/P) \ln(n/N)/t_d$ (Marković i dr. 1999) i tako određeni elektronski prinos u skladu je sa izračunatim na osnovu relacije (2.5).



Slika 2.3. Laueovi dijagrami u neonu na $\tau = 100ms$ pri različitim radnim naponima označenim na slici

Za broj kašnjenja n čije su vrednosti veće od t_s u slučaju kada se vreme formiranja pražnjenja ne može zanemariti, važi relacija:

$$n = N \exp \left[-\frac{(t_d - t_f)}{t_s} \right], \quad (2.13)$$

odnosno, u Laueovom predstavljanju:

$$\ln(n/N) = -\frac{(t_d - t_f)}{t_s}. \quad (2.14)$$

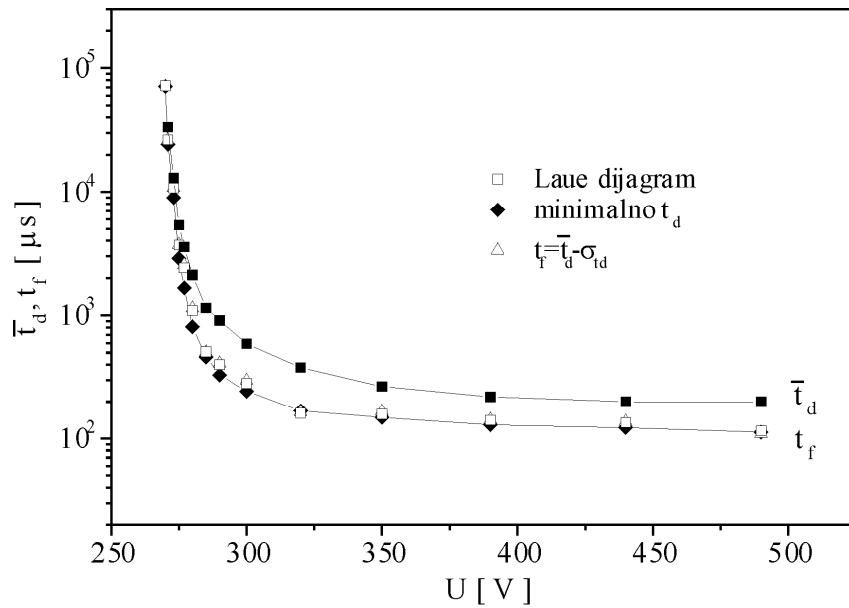
Vreme formiranja pražnjenja se na osnovu eksperimentalnih podataka za vreme kašnjenja proboja određuje iz Laueovih dijagrama u preseku linearne aproksimacije $\ln(n/N)$ i vremenske ose. Na slici 2.3 prikazani su Laueovi dijagrami u neonu dobijeni pri vremenu relaksacije $\tau = 100ms$ i za različite radne napone označene na

slici. Pored ovog načina određivanja u radu Marković et al (1997a) se koriste još dva načina:

-iz histograma, uzimajući minimalno vreme kašnjenja probaja $t_{d\min}$ kao vreme formiranja pražnjenja, i

- na osnovu razlike $t_f \approx \bar{t}_d - \sigma_{td}$, pošto je standardna devijacija statističkog vremena kašnjenja jednaka njegovoj srednjoj vrednosti $\sigma_{ts} = \bar{t}_s$ i $\sigma_{td} \approx \sigma_{ts}$, kada je disperzija vremena formiranja pražnjenja zanemarljiva u odnosu na disperziju statističkog vremena kašnjenja. Ovako određene vrednosti vremena formiranja pražnjenja se poklapaju međusobno, kao i sa vrednostima određenim na osnovu Laueovog dijagrama (Marković et al 1997a).

Vreme formiranja pražnjenja je prvo određeno presekom linearog fića $\ln(n/N)$ i vremenske ose (\square simboli), a zatim i na ostala dva načina (\blacklozenge , odnosno Δ) i njihovo slaganje je prikazano na slici 2.4.



Slika 2.4. Vreme formiranja pražnjenja za neon pri različitim radnim naponima određeno na tri navedena načina (simboli)

2.1.2 Određivanje verovatnoće probaja

Za male vrednosti pritiska, napona i međuelektrodnog rastojanja probaj se odvija na osnovu Taunzendovog mehanizma (Llewellyn-Jones 1983). Verovatnoća probaja je izvedena razmatranjem niza sukcesivnih elektronskih lavina izazvanih sekundarnim procesima na katodi, i za neelektronegativne gasove je data relacijom (Wijsman 1949):

$$P = \begin{cases} 0, & za \quad q < 1 \\ 1 - 1/q, & za \quad q > 1 \end{cases}, \quad (2.15)$$

gde je $q = \gamma_{ef} [\exp(\alpha d) - 1]$. U ovoj relaciji γ_{ef} je efektivni sekundarni elektronski prinos koji uključuje sekundarni prinos izazvan udarom jona, neutralnih aktivnih stanja i fotona, α je elektronski ionizacioni koeficijent (prvi Taunzendov koeficijent), a d međuelektrodno rastojanje. Verovatnoća probaja se može eksperimentalno odrediti na osnovu merenja vremena kašnjenja probaja kontrolisanim osvetljavanjem katode za stvaranje inicijalnih fotoelektrona.

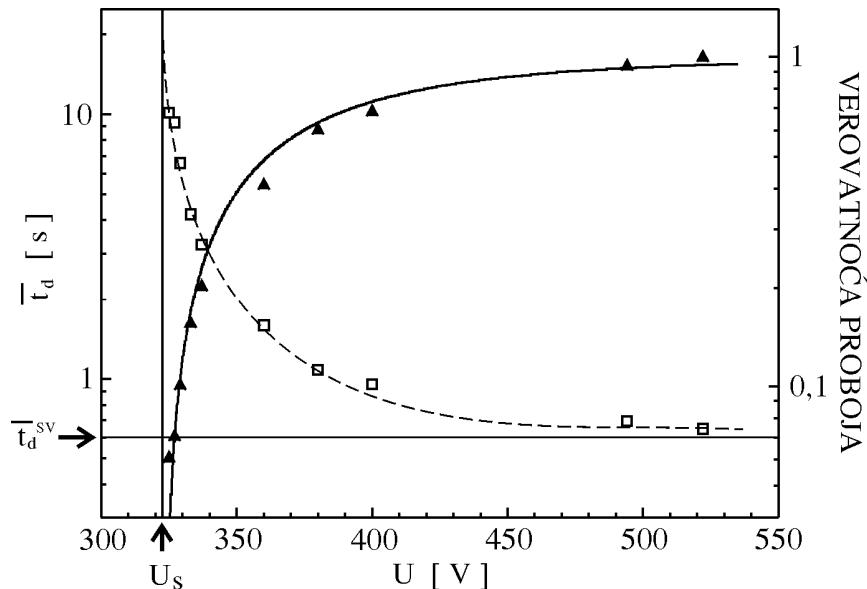
U radovima Marković (1993) i Marković et al (1994a) je predložena metoda za eksperimentalno određivanje verovatnoće probaja. Ova eksperimentalna metoda je omogućila, zajedno sa teorijskim modelima, kvantitativnu primenu metode kašnjenja probaja na proučavanje relaksacije. Pošto se pri $\tau = 1s$ vreme formiranja pražnjenja može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja probaja, sledi $\overline{t_d} \approx \overline{t_s}$. Ako usvojimo da je verovatnoća probaja pri visokim prenaponima $P \approx 1$ (pošto se sa daljim povećanjem prenapona vreme kašnjenja ne smanjuje, odnosno kriva dostiže plato), i imajući u vidu da su ostali relevantni parametri kao pritisak, međuelektrodno rastojanje i vreme relaksacije isti, na osnovu relacije (2.5) dobija se elektronski prinos:

$$Y = \frac{1}{\overline{t_d}^{SV}}. \quad (2.16)$$

Drugim rečima, iz asymptotske ili saturacione vrednosti vremena kašnjenja određuje se \bar{t}_d^{SV} . Kombinovanjem relacije (2.16) i (2.5) dobija se zavisnost verovatnoće probaja od napona u obliku:

$$P(U) = \frac{\bar{t}_d^{SV}}{\bar{t}_d(U)}. \quad (2.17)$$

gde je \bar{t}_d^{SV} saturaciona vrednost vremena kašnjenja dobijena pri visokim prenaponima iznad nekoliko desetina procenata kada $P \rightarrow 1$ i $\bar{t}_d \rightarrow \bar{t}_d^{SV}$ (Slika 2.5).



Slika 2.5. Vreme kašnjenja i verovatnoća probaja (puna linija, desna skala) u zavisnosti od napona iz rada Marković et al (2001)

Fitovanjem eksperimentalnih podataka odgovarajućim izrazom za verovatnoću probaja može se odrediti po kom mehanizmu se probaj odvija. Takođe, vrednost U_s se dobija u preseku vertikalne asymptote sa U -osom gde \bar{t}_d teži beskonačnosti, a verovatnoća probaja P teži nuli. Na osnovu fite za verovatnoću može se odrediti i

efektivna vrednost sekundarnog elektronskog prinosa γ_{ef} i njegove varijacije u funkciji redukovanih električnih polja (Marković et al 2001).

Sa druge strane, uslov probaja izведен na osnovu generalizovanog Taunzendovog modela (Phelps and Petrović 1999), pruža mogućnost primene Pašenovog zakona za određivanje sekundarnog elektronskog prinosa iz probognog napona:

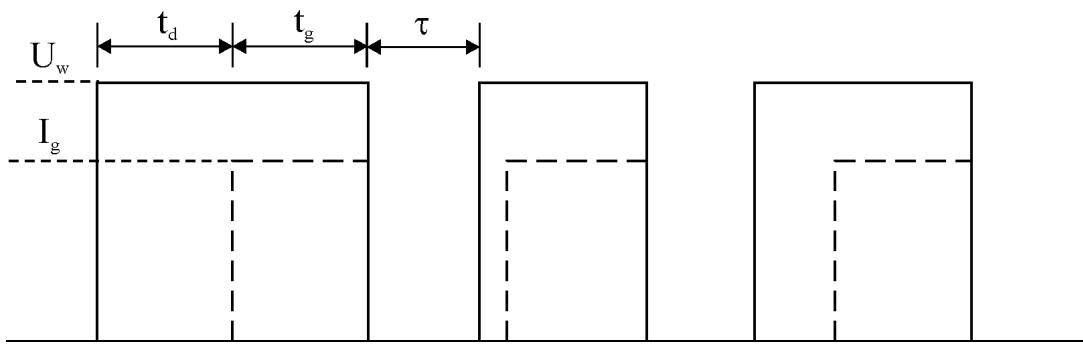
$$\gamma_{ef} = [\exp(\alpha(d - d_0)) - 1]^{-1}. \quad (2.18)$$

gde d_0 predstavlja ravnotežno rastojanje do dostizanja hidrodinamičke ravnoteže. Vrednosti za γ_{ef} dobijene na ovaj način su u saglasnosti sa onima dobijenim na osnovu merenja vremena kašnjenja probaja (Marković et al 2001).

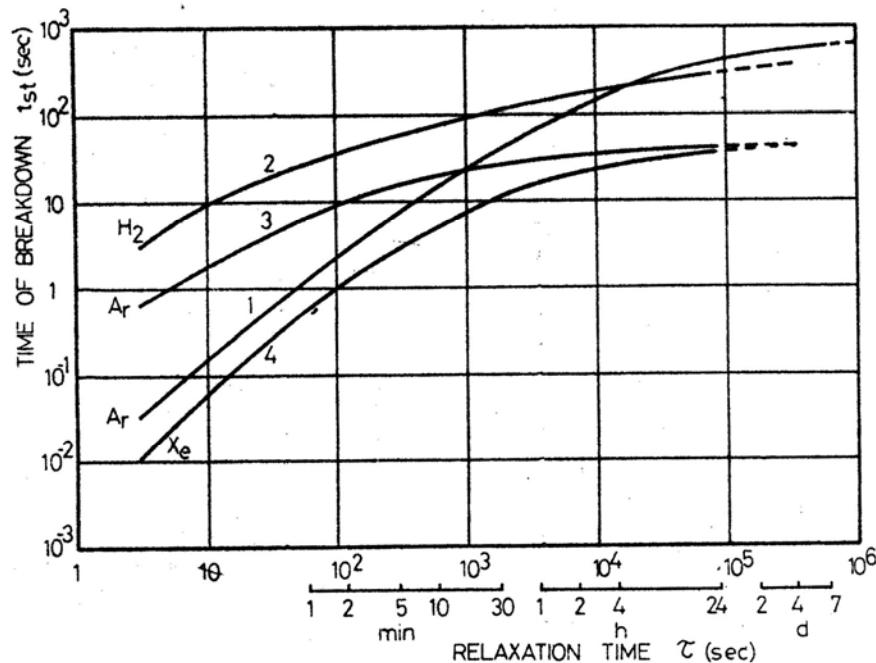
2.2 Otkriće memorijske krive i razvoj metode kašnjenja probaja

Istraživanje električnih probaja gasova u Nišu počinje pedesetih godina prošlog veka u Elektronskoj industriji Niš (tadašnji Zavodi R.R), kada je prvi put dobijena memorijska kriva pri razvoju prenaponskih odvodnika (Bošan 1975, 1978, 1993). Zavisnost $\bar{t}_d(\tau)$, gde je \bar{t}_d srednja vrednost od najmanje 100 izmerenih vrednosti vremena kašnjenja probaja, a τ vreme relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja nazvana je memorijskom krivom (Bošan 1956, 1975, 1978). Pored ostalih parametara vezanih za radni režim, pritisak gasa, materijala elektroda i stanja njihove površina, itd., primećeno je da vreme kašnjenja probaja zavisi i od vremena relaksacije τ (slika 2.6), tj. od momenta isključenja napona na cevi do momenta njegovog ponovnog priključenja. Jedan ciklus merenja traje $t_c = t_d + t_g + \tau$ i sadrži vreme kašnjenja električnog probaja t_d , vreme pražnjenja t_g i vreme relaksacije τ . Vreme pražnjenja

t_g i vreme relaksacije τ se održavaju konstantnim u toku jedne serije merenja, a vreme kašnjenja se sistematski meri i koristi za praćenje relaksacije gasa nakon prekida pražnjenja.

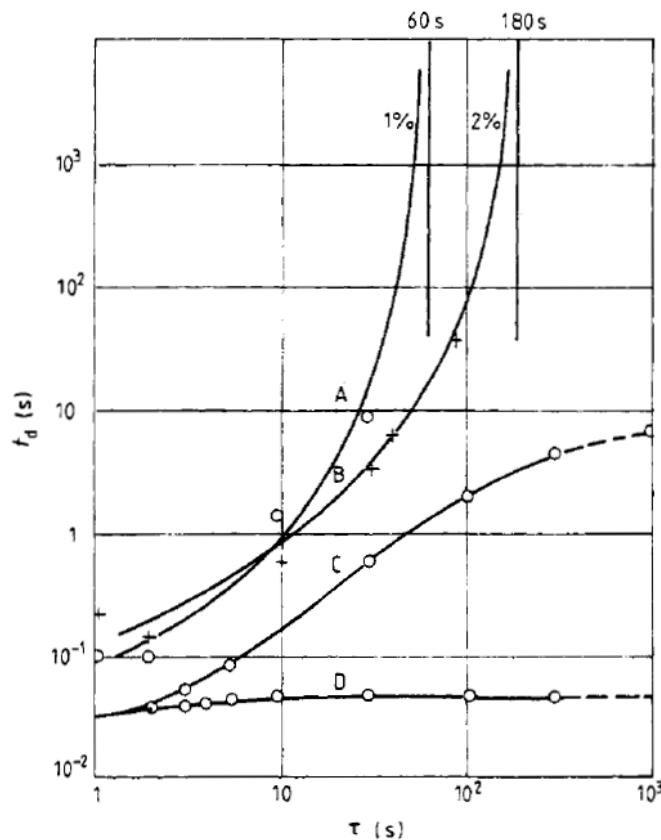


Slika 2.6 Nekoliko ciklusa merenja vremena kašnjenja t_d sa vremenom relaksacije τ , vremenom pražnjenja t_g , strujom pražnjenja I_g i radnim naponom U_w (Bošan 1975).



Slika 2.7 Memorijске krive u različitim gasovima iz rada Bošan (1978)

Sa povećanjem vremena relaksacije τ vreme kašnjenja probaja raste zbog opadanja koncentracije aktivnih stanja zaostalih iz pražnjenja i posle neke vrednosti τ dostiže saturaciju pod dejstvom kosmičkog zračenja i prirodne radioaktivnosti okoline (slika 2.7). Vreme relaksacije je varirano i do 7 dana. Na osnovu saturacije memorijske krive pretpostavljeno je vreme života metastabilnih stanja od 24 h. Na slici 2.7 prikazane su memorijske krive $\bar{t}_d(\tau)$ na cevima napunjenim argonom, ksenonom i vodonikom na pritisku od 40 mbar (Bošan 1978). Elektrode su bile od gvožđa i bakra, a gasne cevi od stakla i gvožđa.



Slika 2.8 Memorijske krive u neonu iz rada Bošan et al (1986): A, B – sa osvetljavanjem laserskom svetlošću pri prenaponima 1%, odnosno 2%, C – bez osvetljavanja, i D – sa uključenim pražnjnjem na pomoćnom paru elektroda.

Memorijska kriva u inertnim i molekulskim gasovima objašnjena je pomoću dugoživućih metastabilnih stanja zaostalih iz prethodnog pražnjenja (Bošan 1975, 1978, Bošan et al 1979). Memorijske krive su merene pri različitim uslovima i za vremena relaksacije do 24 časa (Bošan 1978), tako da je pretpostavljeno vreme života metastabilnih stanja tog reda veličine. Memorijske krive u azotu Bošan et al (1979) i Pejović et al (1988) autori objašnjavaju nekim metastabilnim stanjem sa poluživotom od 50 minuta. Kasnije u radovima Radović (1987, 1990), Bošan et al (1994) autori pri objašnjenju koriste dugoživeća metastabilna stanja azota $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Međutim, navedeni autori zanemaruju pri tome gašenje metastabilnih stanja azota u međusobnim sudarima, sudarima sa atomima i molekulima azota, površinama elektroda i zidovima suda za pražnjenje koji smanjuju njihovo efektivno vreme života više redova veličine u odnosu na vreme trajanja memorijskog efekta u tim merenjima (Marković 1993, Marković et al 1994a,b, Marković et al 1996a, b).

Memorijske krive u neonu (slika 2.8) su dobijene u radovima Bošan et al (1986) i Radović (1987) na pritisku $13,3\text{ mbar}$ u cevi sa dva para elektroda. Memorijske krive su dobijene sa i bez osvetljavanja međuelektrodnog prostora i katode laserskom svetlošću talasne dužine $\lambda = 614,3\text{ nm}$. Autori zaključuju da se laserskom svetlošću navedene talasne dužine gase metastabilna $Ne(^3P_2)$ stanja i da se merenjem vremena kašnjenja probija ta stanja mogu detektovati do oko 500 s nakon prekida pražnjenja. Ponovljeni laserski eksperimenti međutim, mogu da prate depopulaciju navedenog metastabilnog stanja neona samo 3 ms (Coolen et al 1978), odnosno 7 ms nakon prekida pražnjenja (Ernest et al 1992). Merenja i objašnjenja memorijskih krivih pomoću metastabilnih stanja u neonu ponovljena su i u radovima Bošan et al (1992), Pejović et al (2002), Spasić (2003), Spasić et al (2003) i Maluckov et al (2004, 2005). Međutim, ponovo se pri tome zanemaruje gašenje metastabilnih stanja neona u dvočestičnim i tročestičnim sudarima sa atomima u osnovnom stanju, sudarima površinama elektroda i zidovima suda za pražnjenje koji smanjuju njihovo efektivno

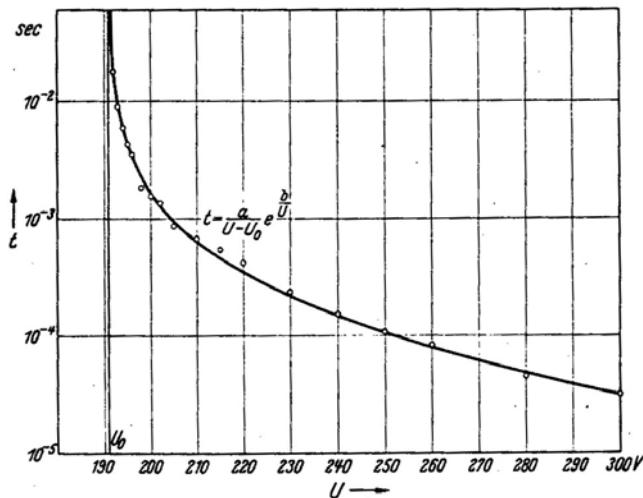
vreme života na vreme reda milisekundi (Marković et al 2007b). Koeficijenti brzina gašenja metastabilnih stanja u sudarima su pouzdano ustanovljeni još pedesetih godina prošlog veka (Phelps 1959) i stoga metastabilna stanja ne mogu biti nosioci memorijskog efekta u neonu.

Tabela 2.1 Difuzioni koeficijenti, koeficijenti brzine gašenja u dvočestičnim i tročestičnim sudarima, frekvencije gubitaka i efektivna vremena života $Ne(^3P_2)$ metastabilnih stanja neon-a na pritisku od 6,6 mbar (Marković et al 2007b).

Autor	D_m [$cm^2 s^{-1}$]	k_2 [$10^{-15} cm^3 s^{-1}$]	k_3 [$10^{-34} cm^6 s^{-1}$]	v_s [s^{-1}]	τ_{eff} [ms]
Phelps (1959)	29,9	3,4	5,0	604,5	1,65
Steenhuijsen (1981)	25,3	3,4	6,0	602,7	1,66
Tachibana (1982)	31,9	3,5	4,0	620,1	1,61

Treba spomenuti da je u radovima Marković (1993) i Marković et al (1994a,b, 1996a,b), memorijski efekat u azotu objašnjen na osnovu površinske rekombinacije atoma azota nakon prekida pražnjenja. Glavni kanal njihovih gubitaka predstavlja površinska rekombinacija na zidovima suda za pražnjenje, a sekundarne elektrone za iniciranje probaja obezbeđuju na osnovu energije rekombinacije atoma azota na površini katode u procesu površinski katalizovane ekscitacije. Na osnovu površinski katalizovane ekscitacije atoma azota na površini katode kao izvora sekundarnih elektrona, metoda kašnjenja probaja se pokazala izuzetno osetljivom u detekciji atoma azota sve do nivoa kosmičkog zračenja i prirodne radioaktivnosti okoline, a na osnovu teorijskih modela određene su osnovne zakonitosti interakcije atoma azota sa različitim površinama stakla i metala (Marković et al 1994a,b, 1996a,b). Memorijski efekat u vodoniku (Bošan 1978) takođe se može objasniti površinskom rekombinacijom atoma vodonika tokom relaksacije (Marković et al 1996c, 1997b, Petrović et al 2001).

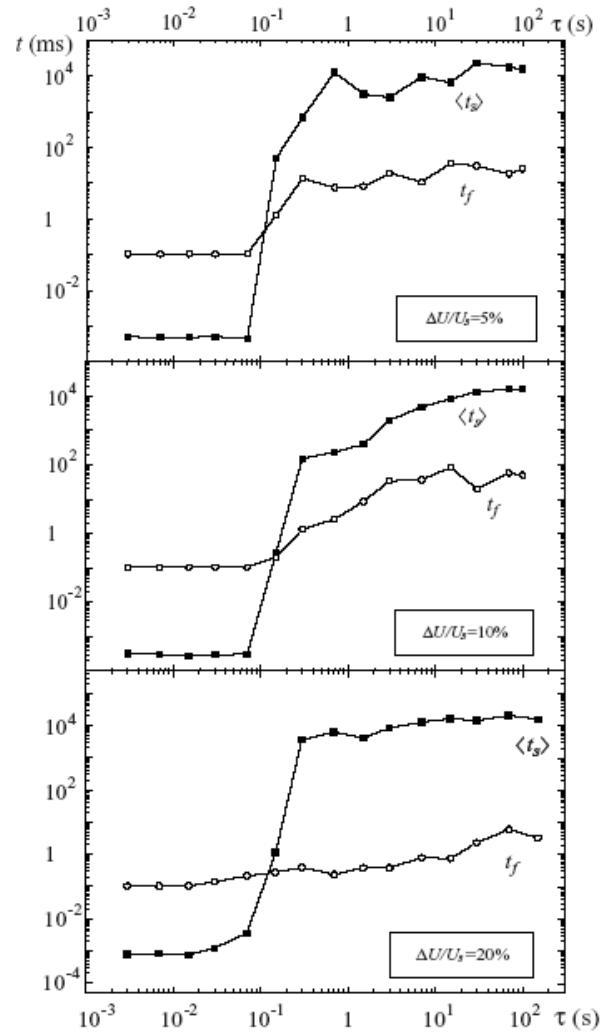
Diskusija u prethodnim radovima se prvenstveno odnosila na statističko vreme kašnjenja proba i kako se na osnovu njegovog merenja može pratiti relaksacija gasa nakon prekida pražnjenja u molekulskim i inertnim gasovima. Što se tiče merenja vremena formiranja pražnjenja u neonu treba spomenuti nekoliko karakterističnih radova i autora. Vreme formiranja pražnjenja u neonu na $11,6 \text{ Torr}$ eksperimentalno i teorijski je proučavao Schade (Schade 1937). On je izmerio duga vremena formiranja pražnjenja od nekoliko desetina mikrosekundi do nekoliko desetina milisekundi (Slika 2.9) i izveo aproksimativnu formulu za zavisnost vremena formiranja pražnjenja od napona $t_f(U)$, gde su a i b parametri zavisni od napona, a U_0 statički probojni napon.



Slika 2.9 Vreme formiranja pražnjenja u neonu na $11,6 \text{ Torr}$ iz rada Schade (1937) i fit na osnovu formule prikazane na slici.

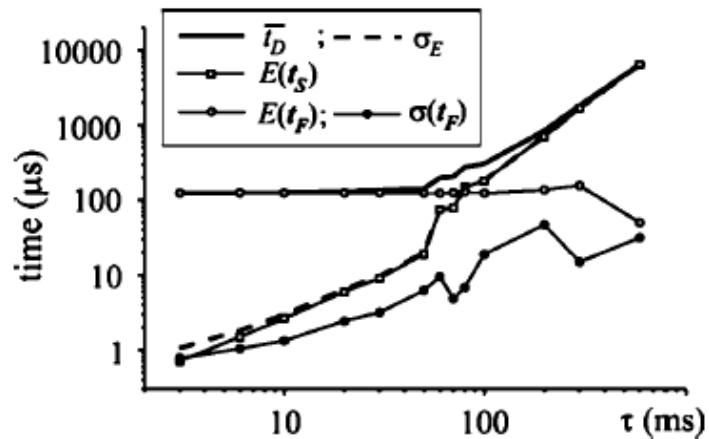
U radovima Spasić (2003) i Spasić et al (2003) na pritisku neon-a od 7 mbar karakterističan rezultat je prikazan na slici 2.10. Malo detaljnijom analizom može se ustanoviti da je vreme formiranja pražnjenja približno konstantno sa porastom vremena relaksacije i raspadom nanelektrisanja (iznosi oko $100 \mu\text{s}$ na malim vremenima relaksacije). Vreme formiranja pražnjenja i sa porastom prenapona ostaje

približno konstantno (oko $100 \mu s$ na malim vremenima relaksacije na levoj strani slike 2.10), a za velika vremena relaksacije na desnoj strani čak raste iako mora izrazito da opada sa porastom prenapona od $5\text{--}20\%$. Slično se dešava i sa statističkim vremenom kašnjenja (slika 2.10).

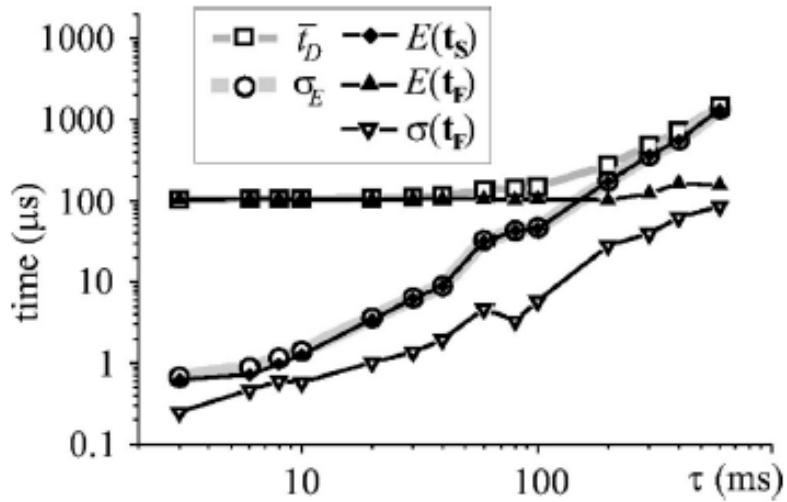


Slika 2.10 Memorijske krive u neonu iz rada Spasić (2003) i Spasić et al (2003) gde se vidi da su vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja konstantni sa vremenom relaksacije i sa prenaponom.

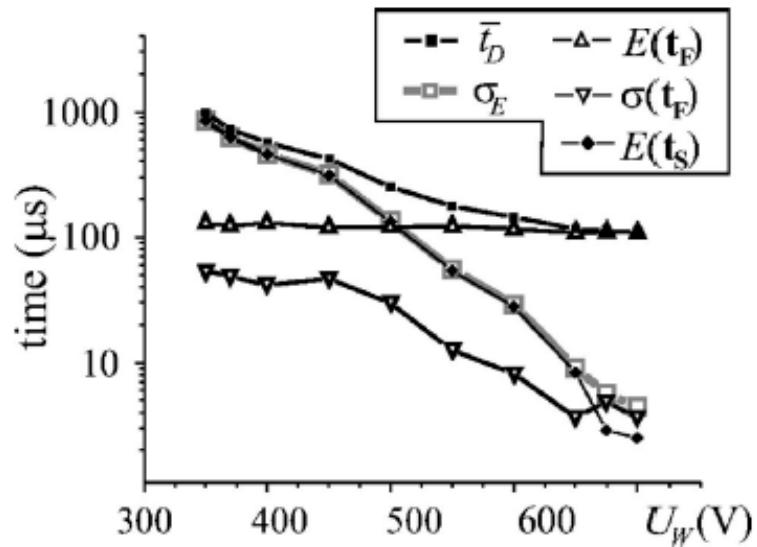
U radovima sa neonom (Maluckov 2004, Maluckov et al 2004, 2005), a kasnije i sa kriptonom (Maluckov et al 2006a), izneta je teza da su vreme formiranja pražnjenja t_f i statističko vreme kašnjenja t_s nezavisne veličine i ukupno vreme kašnjenja probaja t_d je izračunavano kao njihova konvolucija. U navedenim radovima je disperzija statističkog vremena kašnjenja pogrešno pripisana vremenu formiranja pražnjenja, što je eksperimentalno i teorijski pokazano u radovima Marković et al (2006, 2007a, 2009). Naprotiv, vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja su zavisne veličine kada je $t_s < t_f$, tj. novi primarni elektron se emituje i počinje lavinsko umnožavanje elektrona pre nego što se vreme formiranja pražnjenja inicirano prethodnim elektronom završi. U tom slučaju su ova vremena zavisne veličine i umesto konvolucije kod izračunavanja ukupnog vremena kašnjenja treba koristiti njihovu korelaciju. U radu Marković et al (2009) njihova korelacija je procenjena i pri velikim elektronskim prinosima teži jedinici, a pri malim teži nuli. U poslednjem slučaju raspodela statističkog vremena je eksponencijalna i tek tada je ona nezavisna od Gausove raspodele za vreme formiranja pražnjenja kada važi $t_s > t_f$.



Slika 2.11 Memorijске krive u neonu iz rada Maluckov (2004) i Maluckov et al (2004) gde je vreme formiranja pražnjenja, označeno kao matematičko očekivanje $E(t_f)$, približno konstantno sa vremenom relaksacije do oko 200 ms.

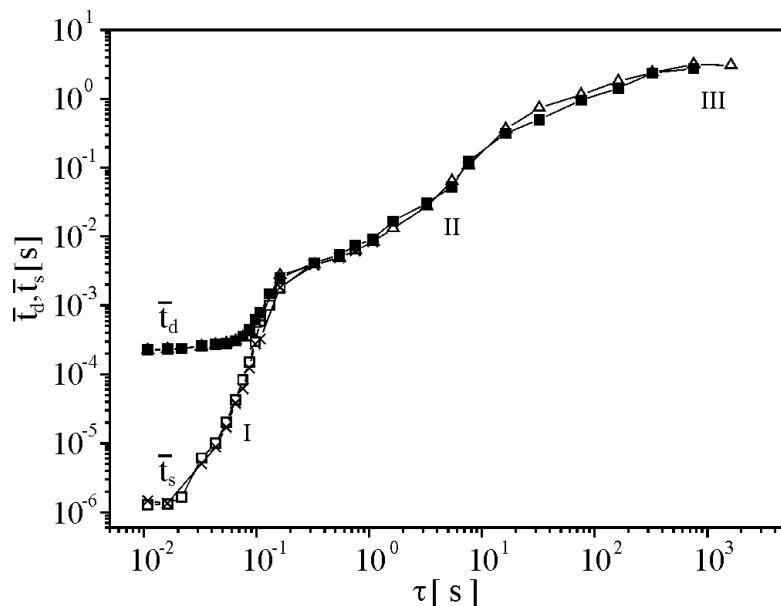


Slika 2.12 Memorijeske krive u kriptonu iz rada Maluckov et al (2006a) gde se vidi da je vreme formiranja pražnjenja označeno kao matematičko očekivanje $E(t_f)$ konstantno sa vremenom relaksacije do oko 200 ms.



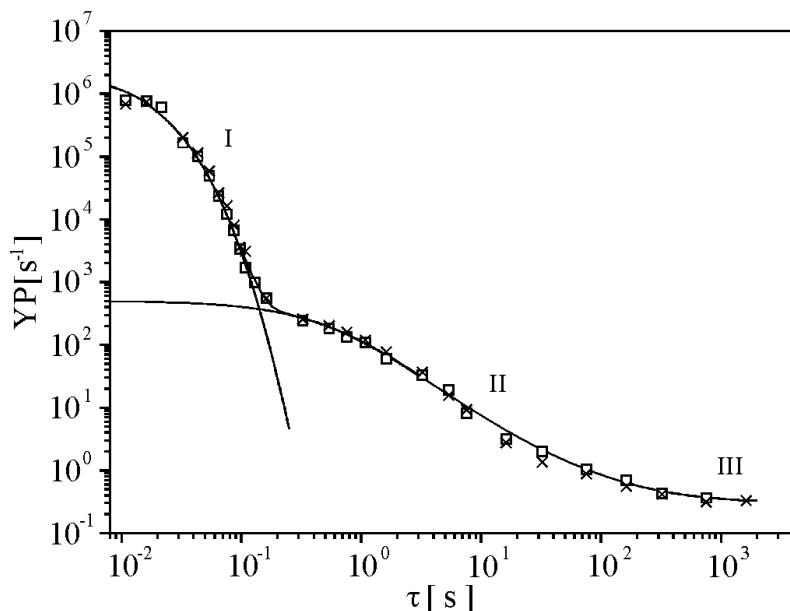
Slika 2.13 Naponska zavisnost vremena kašnjenja iz rada Maluckov et al (2006a) gde se vidi da je vreme formiranja pražnjenja $E(t_f)$ konstantno sa porastom napona.

Pored pogrešnih prepostavki o nezavisnosti vremena formiranja pražnjenja i statističkog vremena kašnjenja i njihovoj konvoluciji kod izračunavanja ukupnog vremena kašnjenja, u radovima Maluckov (2004) i Maluckov et al (2004) sa neonom, a kasnije i sa kriptonom (Maluckov et al 2006a), vreme formiranja pražnjenja je konstantno sa porastom vremena relaksacije (slika 2.11 i 2.12) i sa porastom napona (slika 2.13). Opadanje vremena formiranja pražnjenja sa porastom napona je pouzdano ustanovljeno u nizu eksperimentalnih radova i teorijskih modela, od kojih treba navesti Schade (1937), Dutton et al (1953), Davidson (1955), Marković et al (2007a), Stamenković et al (2009). Osim toga, nedavno je i eksperimentalno i teorijski pokazano da vreme formiranja pražnjenja u neonu raste linearno sa porastom vremena relaksacije kao posledica eksponencijalnog raspada nanelektrisanja tokom relaksacije (Marković et al 2009).



Slika 2.14 Memorijске krive u neonu (6,6 mbar) na osnovu dve grupe merenja: I – jonska oblast određena raspadom molekulskih jona neon-a i azota, II – oblast određena površinskom rekombinacijom atoma azota i III – saturaciona oblast određena kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline (Marković et al 2007b).

Što se tiče memorijskog efekta u inertnim gasovima nakon raspada nanelektrisanja, on se takođe može objasniti površinskom rekombinacijom atoma azota prisutnih kao nečistoće, što je detaljno analizirano na primeru argona i neon-a u radovima Marković (2004), Marković et al (2005a, b, 2007b, 2009). Osim toga, u tim radovima je pokazano da teza sa metastabilnim stanjima često korišćena u literaturi (Bošan 1978, Bošan et al 1986, Radović 1987), Pejović et al 2002, Spasić 2003, Spasić et al 2003, Maluckov 2004, Maluckov et al 2004) ne uspeva da objasni memorijski efekat u argonu i neonu jer je njihovo efektivno vreme života određeno sudarima i reda je milisekundi u uslovima navedenih eksperimenata (videti npr. Tabelu 2.1, za sudarno gašenje metastabilnih stanja neon-a iz rada Marković et al (2004) i Marković et al (2007b)).

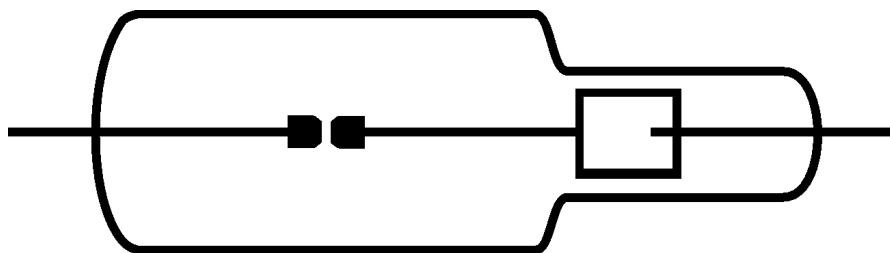


Slika 2.15 Objasnjenje memorijske krive u neonu raspadom molekulskih jona neon-a Ne_2^+ i azota N_2^+ (oblast I), površinskom rekombinacijom atoma azota (oblast II) i oblast saturacije memorijske krive (III) određena kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline (Marković et al 2007b).

Nasuprot tome, primenom analitičkih i numeričkih modela pokazano je da raspad molekulskih jona neona Ne_2^+ i azota N_2^+ nastalih konverzijom u sudaru sa molekulima azota prisutnim kao nečistoće $Ne_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2Ne$, može objasniti ranu relaksaciju sve do stotinu milisekundi nakon prekida pražnjenja (slika 2.15). Takođe, određeni su njihovi koeficijenti difuzije i sekundarni elektronski prinosi u skladu sa rezultatima iz literature. Kasna relaksacija u neonu nakon tog vremena, može se objasniti rekombinacijom atoma azota na površini katode koji na osnovu njihove energije rekombinacije izbacuje sekundarne elektrone sa katode. Na ovaj način, vreme kašnjenja proboga u neonu je objašnjeno sve do nivoa određenog kosmičkim zračenjem i prirodnog radioaktivnošću okoline (slika 2.15)(Marković et al 2007b).

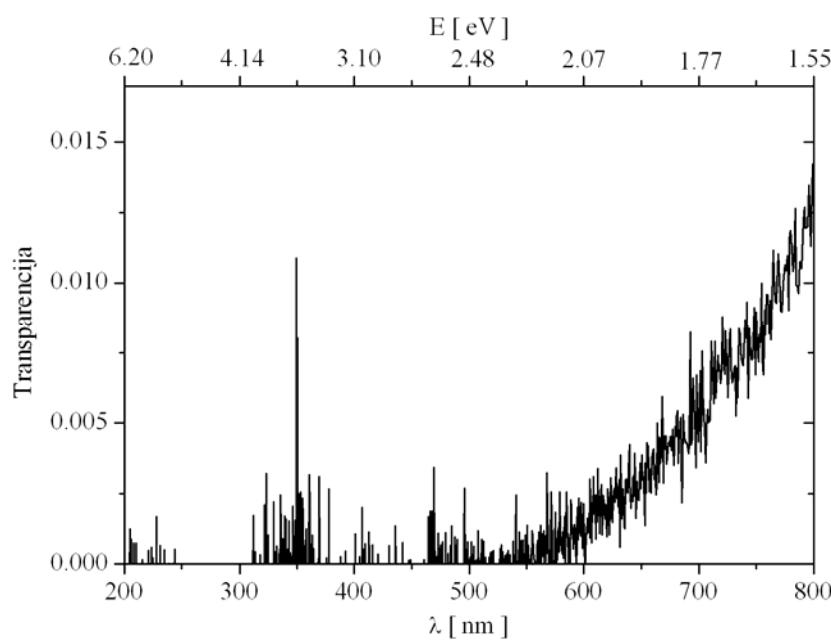
3 EKSPERIMENTALNI DETALJI

Merenja izložena u ovoj disertaciji su vršena na cevi cilindričnog oblika napravljenoj od borosilikatnog stakla (8245, Shott tehničko staklo), zapremine $V \approx 300\text{ cm}^3$ i bakarnim elektrodama. Prva grupa merenja izvršena je sa pozlaćenom katodom, čija je prevlaka debljine 100 nm naneta vakuumskom depozicijom. Za drugu grupu merenja katoda je zamenjena i ugrađena je katoda sa galvanski nanetom tvrdom prevlakom od zlata debljine oko $0,5\text{ }\mu\text{m}$ sa podslojem od nikla debljine oko $7\text{ }\mu\text{m}$. Bakar je čistoće 99,98%, prečnik elektroda je $D = 6\text{ mm}$ i međuelektrodno rastojanje približno $d = 6\text{ mm}$ (Slika 3.1). Cev je punjena dva puta zbog zamene katode po istoj proceduri: prvo je ispumpavana do 10^{-7} mbar sa zagrevanjem do 600 K , a onda punjena neonom pod pritiskom $13,3\text{ mbar}$ i prisustvom kiseonika ispod 1 ppm (Matheson Co.). Statički probajni napon iznosio je $U_s = 271\text{ V}$ sa vakuumskom prevlakom, odnosno $U_s = 197\text{ V}$ sa tvrdom galvanskom prevlakom.



Slika 3.1 Poprečni presek gasne cevi na kojoj su vršena merenja

Merenja vremena kašnjenja proboga su vršena pri različitim prenaponima od reda procenta iznad statičkog probognog napona U_s do preko 100 %, struji pražnjenja $I_g = 50 - 300 \mu A$, vremenu pražnjenja $t_g = 1s$, a vreme relaksacije je varirano u intervalu od milisekunde do saturacione oblasti memoriske krive određene kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline. Za vreme merenja cev je bila zaštićena od spoljašnje svetlosti ili pak osvetljavana svetlošću različitih talasnih dužina. Korišćena je volframska lampa snage 500 W bez filtera i sa crvenim i infracrvenim filtrom. Crveni filter je širokopojasni i njegova spektralna karakteristika je izmerena na Carl Zeis monohromatoru SPM 2. Crveni filter ima maksimum na 660 nm i širinu pojasa propustljivosti na polovini maksimuma oko 50 nm. Infracrveni filter je odsecajući i njegova spektralna karakteristika je izmerena na UV-VIS spektrofotometru Cary 300 firme Varian i prikazana je na slici 3.2. Kod ozračivanja radioaktivnim izvorima, korišćeni su radioaktivni izvori gama zračenja ^{226}Ra aktivnosti 25 kBq i beta zračenja ^{90}Sr aktivnosti 222 kBq.



Slika 3.2 Spektralna karakteristika infracrvenog PVC filtra

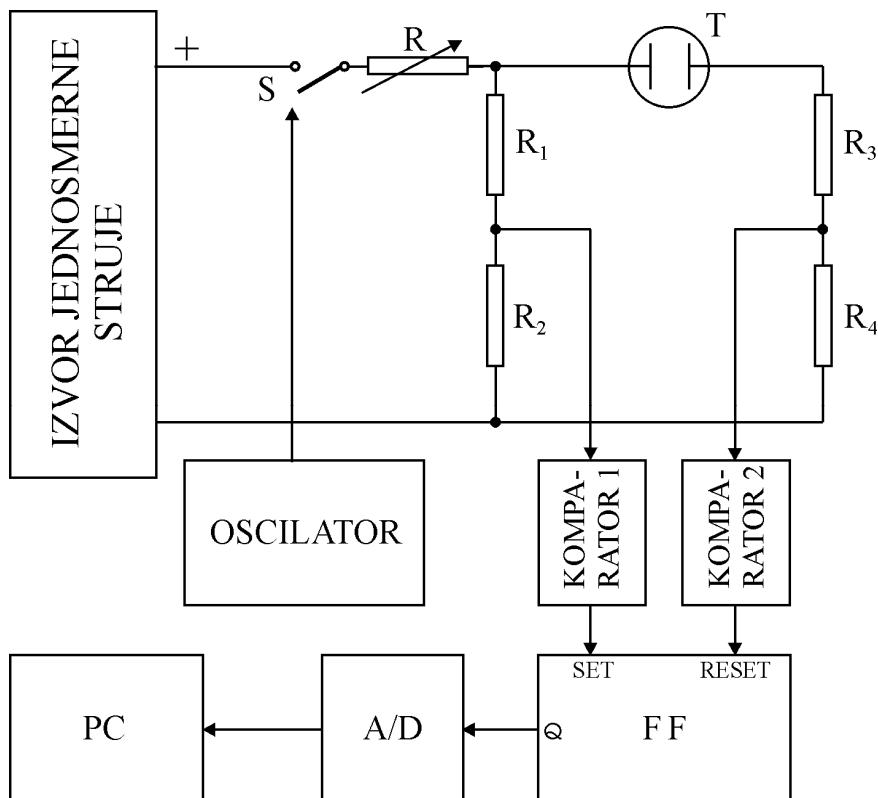
U toku pripreme i izvođenja eksperimenta praćeno je stanje površine katode cevi pre i za vreme merenja, stabilnost električnog pražnjenja tokom merenja, ponašanje mernog sistema, kao i reproduktivnosti rezultata. Stanje površine katode značajno utiče na rezultate merenja i njihovu reproduktivnost u ponovljenim merenjima. U toku punjenja cevi i kada cev ne gori dolazi do adsorpcije nečistoća na katodi i formiranja oksidnog sloja, a u toku pražnjenja dolazi do raspršivanja (spaterovanja) površine katode usled bombardovanja pozitivnim jonima. Stanje površine katode utiče na statički probojni napon, na napon gorenja, kao i na stabilnost pražnjenja. Vršena je i skenirajuća elektronska mikroskopija (SEM) i energijska disperziona analiza (EDX) površine katode skenirajućim elektronskim mikroskopom Joel 5400.

U toku pripreme merenja praćene su promene statičkog probognog napona i promene struje pražnjenja sa čišćenjem površine katode, s obzirom da veće gustine struje stvaraju mikroneravnine (mikrokratere) na prevlakama, a male gustine imaju efekat peglanja mikroneravnina na površini prevlaka i smanjenja emisivnosti. U tom smislu, pojam „kondicioniranja“ katode podrazumeva stabilizaciju odnosno desorpciju adsorbovanih nečistoća i uklanjanje oksida, kako bi se postigli stabilni uslovi u toku merenja. U tom cilju je pre početka merenja cev gorela kontinualno sa strujom pražnjenja od stotinu mikroampera u trajanju od 30 minuta i vršeno je više stotina proboga pri eksperimentalnim uslovima. Srednje vrednosti vremena kašnjenja proboga su računate na osnovu najmanje 100 izmerenih vrednosti, dok je za ispitivanje njihovih raspodela vršeno i do 1000 merenja u seriji.

Merenja su izvedena na elektronskom automatskom sistemu prikazanom na slici 3.3 (Marković et al 2004), koji se sastoji iz sledećih delova:

1. Visokonaponskog uređaja VN 5000
2. Personalnog računara Pentium IV
3. Analogno-digitalnog podsistema

4. Dekadne kutije sa promenljivom otpornošću opsega $0 - 10 M \Omega$
5. Digitalnog ampermetra
6. Digitalnog voltmatra sa visokonaponskom sondom
7. Gasne cevi na kojoj su vršena merenja i
8. Provodnika za povezivanje



Slika 3.3 Blok šema elektronskog sistema za merenje vremena kašnjenja:

$R, R_1 - R_4$ - otpornici, T - gasna cev, FF - flip-flop,

A/D - analogno-digitalni podsistem, PC - personalni računar.

Visokonaponski uređaj VN 5000 ima dva naponska izlaza sa opsegom do $1000 V$ i $5000 V DC$. Izbor napona vrši se potenciometrom koji se nalazi na prednjoj ploči uređaja. Izabrani napon je stabilan i nezavisan od promene ulaznog mrežnog

naponu. Uredaj ima mogućnost ograničenja vrednosti struje na izlazu pomoću potenciometra koji se nalazi na njegovoj prednjoj ploči. To ograničenje je neophodno zbog zaštite osetljivih elektronskih komponenata analogno-digitalnog podsistema od preopterećenja.

Analogno-digitalni podsistemi se sastoje iz sledećih delova:

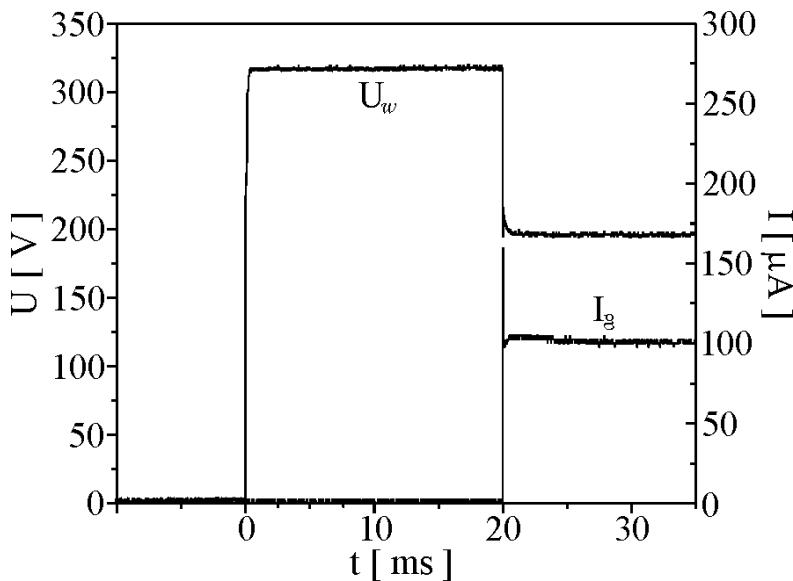
- Visokonaponskog (VN) prekidača koji uključuje i isključuje visoki napon na gasnu cev u toku merenja. Vreme uključenja i isključenja prekidača je dela mikrosekunde i to obezbeđuje dovođenje pravougaonih naponskih impulsa na gasnu cev,
- Procesorske ploče sa interfejsom za priključak na računar,
- Analogno-digitalnih pretvarača (naponskih i strujnih) koji analogne ulazne signale pretvaraju u digitalne koji se dalje dovode u procesor.

Dekadnom kutijom se održava struja pražnjenja cevi na zadatoj vrednosti.

Princip rada kola. Izdavanjem komande za početak merenja preko tastature računara, procesor iz analognog podsistema daje signal za uključenje VN prekidača. Sa izlaza VN prekidača napon se dovodi na dekadnu kutiju, gasnu cev, miliampmetar i otpornik R_1 (slika 3.3). Sa VN prekidača preko razdelnika napona uzima se informacija o trenutku uključenja visokog napona. Ovaj signal se vodi na analogno-digitalni pretvarač za napon koji analogni signal pretvara u digitalni i šalje u procesor. Od tog trenutka procesor počinje merenje vremena kašnjenja probaja ("start" signal). Kada dođe do probaja gase u cevi, formira se strujni signal koji izaziva pad napona na otporniku R_1 . Signal sa otpornika R_1 dovodi se na procesor preko analogno-digitalnog pretvarača za struju i on definiše trenutak prestanka merenja ("stop" signal). Zavisno od položaja potenciometra u analogno-digitalnom pretvaraču za struju, bira se nivo signala pri kome dolazi do slanja informacije o nastanku probaja u cevi, tj. nivo okidanja mernog sistema. Izmerene vrednosti vremena kašnjenja

proboja upisuju se u zadatu datoteku nakon završenog skupa merenja i mogu se dalje obrađivati u nekom od programa za obradu podataka.

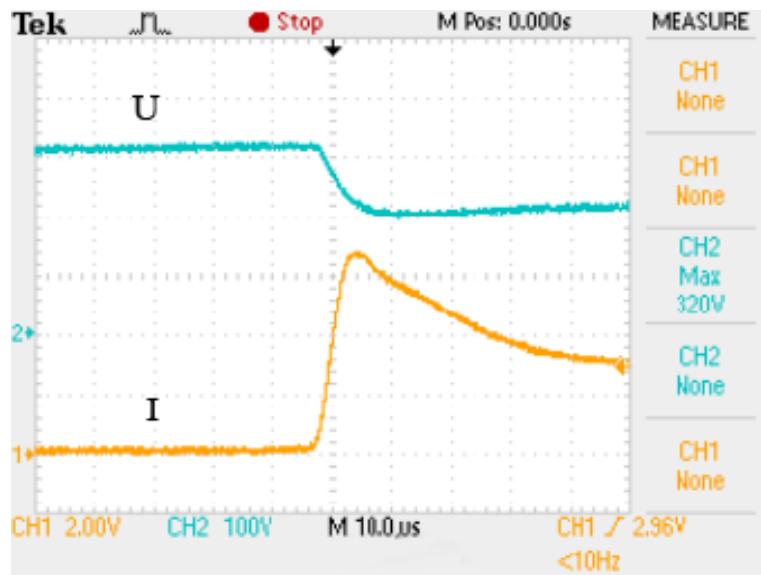
Testiranje rada automatskog sistema vršeno je iz više razloga. Pored provere tačnosti merenja, testirani su i vreme uspostavljanja napona na cevi, kao i oblik naponskog i strujnog signala. Testiranje je vršeno paralelnim merenjem vremena kašnjenja proboja automatskim sistemom i digitalnim osciloskopom TDS 2012B firme *Tektronix*. Na slici 3.4 su predstavljeni snimak strujnog i naponskog signala na gasnoj cevi (kanali 1 i 2 osciloskopa). Naponski signal na cevi je meren pomoću VN sonde za osciloskop marke *Tektronix P6015A*, ulazne otpornosti $100 M\Omega$.



Slika 3.4 Osciloskopski signali tipičnih oblika napona i struje primenjenih na gasnu cev mereni pomoću digitalnog osciloskopa TDS 2012 B.

Prednja ivica naponskog signala određuje početak merenja vremena, kada je na gasnu cev doveden celokupni napon U_w ("start" signal). Vreme kašnjenja proboja predstavlja vremenski interval između prednje ivice naponskog i prednje ivice strujnog signala ("stop" signal). Kod testiranja tačnosti merenja automatskog sistema vršeno je paralelno merenje vremena kašnjenja proboja pomoću osciloskopa i automatskog

sistema. Izmerene vrednosti pomoću osciloskopa i pomoću automatskog sistema razlikuju se u skladu sa rezolucijom koja je $\approx 0,2 \mu s$.



Slika 3.5 Osciloskopski snimak naponskog i strujnog signala u toku probaja.

Oblik naponskog i strujnog signala u toku probaja cevi prikazan je na slici 3.5. Sa slike se vidi nagli pad napona na cevi pri brzom porastu struje u kolu, kao i to da u trenutku probaja strujni signal pokazuje izvesno premašenje i oscilovanje u odnosu na vrednost koju ima u stacionarnom režimu zadatu uslovima merenja. Premašenje nastaje usled promena efektivnih impedanci tokom probaja i formiranja plazme.

Prekid merenja vremena kašnjenja probaja ("stop" signal) određen je pomoću prednje ivice strujnog signala. Pomoću komparatora 2 i izborom vrednosti otpora R_4 bira se nivo na kome do tog prekida dolazi (nivo okidanja sistema). U toku merenja nivo okidanja je podešavan na oko 90 % vrednosti struje praznjjenja. Merenje radnog napona i struje na cevi vršeno je digitalnim multimetrima. Za merenje napona je korišćena visokonaponska sonda HVP – 40, VOLTCRAFT sa opsegom merenja od 0 – 40 KV za jednosmernu struju sa velikom ulaznom otpornošću. Struja je merena u

niskonaponskom delu kola (pozitivan kraj digitalnog ampermetra vezan za katodu cevi) da bi se izbegao uticaj komponenata digitalnog multimetra na oblik strujnog signala u cevi.

Veza između računara i analognog pod sistema se ostvaruje pomoću RS 232 ulaza. Analogni pod sistem u sebi sadrži procesorsku jedinicu koja vrši celokupno merenje prema uslovima zadatim iz računara. Izmereni podaci se skladište u pomoćnu memoriju pod sistema i prenose u računar po završetku pojedinačnog skupa merenja. Ovakav način merenja nameće ograničenja na broj merenja u seriji, a prednost mu je što u toku merenja ne troši dodatno vreme na komunikacije između mernog pod sistema i računara. Pošto je brzina prenosa podataka između pod sistema i računara složena funkcija raznih parametara ona može smanjiti rezoluciju automatskog sistema. Da bi se pri merenju malih vrednosti vremena kašnjenja izbegao uticaj dužine provodnika u kolu, izvršeno je maksimalno skraćivanje dužina veza između elemenata u kolu.

4 NAPONSKA ZAVISNOST I MODELI VREMENA FORMIRANJA PRAŽNJENJA

4.1 Kratak istorijat istraživanja

Kao što je rečeno u glavi 2, Laue je izrazio statističko vreme kašnjenja proboja pomoću elektronskog prinosa Y (broj nastalih elektrona u međuelektrodnom prostoru u jedinici vremena) i verovatnoće P da slobodan elektron dovede do proboja (Laue 1925). Za broj statističkih vremena kašnjenja n većih od t_s u velikom broju merenja N izveo je relaciju $n/N = \exp[-YPt_s]$, koja se linearizuje u polulogaritamskom predstavljanju. Dakle, raspodela statističkog vremena kašnjenja proboja je eksponencijalna sa standardnom devijacijom σ_b jednakom srednjoj vrednosti vremena kašnjenja proboja $\bar{t_s} = 1/YP$. Kada se vreme formiranja pražnjenja ne može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja, izmerena raspodela se izražava u obliku $n/N = \exp[-YP(t_d - t_f)]$, a vreme formiranja pražnjenja se određuje sa Laueovog dijagrama u preseku linearne aproksimacije eksperimentalnih podataka $\ln(n/N)$ i vremenske ose (Laue 1925, Morgan 1978). Verovatnoća proboja P je izračunavana od strane više autora, ali je tek Wijsman izveo jednostavnu i eksplisitnu formulu za verovatnoću proboja (Wijsman 1949).

Vremena formiranja pražnjenja je eksperimentalno i teorijski proučavao Schade (Schade 1937). On je u neonu na 11,6 Torr izmerio duga vremena formiranja pražnjenja reda milisekundi i izveo aproksimativnu formulu za vreme formiranja pražnjenja u obliku:

$$t_f = a / (U - U_s) \exp(b/U), \quad (4.1)$$

gde su parametri a i b naponski zavisni i dati izrazima:

$$a = \frac{t_i U_s^2}{AB p^2 d^2} \ln \left[1 + \frac{AB p^2 (U - U_s)}{U_s^2} \exp \left(-\frac{B pd}{U} \right) \left(\frac{i}{i_0} \right) \right] \quad (4.2)$$

i $b = B pd$. U izrazima za parametre a i b figurišu sledeće veličine:

- vreme drifta jona od anode do katode $t_i = d / w_i$, gde je d rastojanje od anode do katode, a w_i brzina drifta jona,
- p pritisak,
- i , i_0 su elektronska struja, odnosno početna elektronska struja, i
- A , B su konstante iz Taunzendove semi-empirijske formule za elektronski ionizacioni koeficijent $\alpha/p = A \exp(-B pd/U)$.

Porast elektronske i jonske struje u homogenom električnom polju i vremena formiranja pražnjenja su proučavana i u radovima Dutton et al (1953), Davidson (1955) i Morgan (1956). Izrazi koji su oni izveli za vremenski razvoj elektronske i jonske struje pri velikim vremenima su:

$$i_- (t) = A - B \exp(\lambda t), \quad (4.3)$$

odnosno,

$$i_+ (t) = \int_0^d \alpha i_- (t - x'/w) \exp(\alpha x') dx' \quad (4.4)$$

gde su A i B konstante, a brzina drifta w se dobija iz brzine drifta elektrona w_e i jona w_i na osnovu izraza $1/w = 1/w_i + 1/w_e$. Vrednost parametra porasta $\lambda(U)$ se dobija

kao realan koren karakteristične jednačine:

$$1 = \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \lambda/w} [e^{(\alpha - \lambda/w)d} - 1] + \frac{\delta}{\alpha - \lambda/w_e} [e^{(\alpha - \lambda/w_e)d} - 1], \quad (4.5)$$

gde γ i δ/α predstavljaju jonske, odnosno fotonske doprinose ukupnom sekundarnom elektronskom prinosu. U ovoj disertaciji iskorišćen je izraz za vremenski porast jonske struje i iz njega je izračunato vreme formiranja pražnjenja za poređenje sa našim, ali i sa drugim modelima iz literature.

Što se tiče domaćih autora i radova u kojima se određuje vreme formiranja pražnjenja u neonu biće navedeni samo najkarakterističniji. U radu Radović et al (1998) vreme formiranja pražnjenja u neonu na 4 mbar je određivano primenom Laueovih dijagrama. Dobijeno je neregularno ponašanje raspodela vremena kašnjenja proboja i nagle promene Laueovih dijagrama, kao i vremena formiranja pražnjenja od približno 7 i 30 sekundi. Iz našeg iskustva je poznato da takvo ponašanje nastaje zbog neočišćene katode, kada se raspršuju (spateruju) nehomogeni slojevi oksida i nečistoća sa katode. Takođe su u radu Radović et (2003) dobijeni Laueovi dijagrami koji zakriviljuju prema kraćim vremenima na desnom kraju ili drugim rečima, konveksni na desno.

Treba spomenuti i radove Maluckov et al (2003, 2004, 2006a,b) u kojima je disperzija statističkog vremena kašnjenja pogrešno pripisana vremenu formiranja pražnjenja, što je detaljno diskutovano u radovima Marković et al (2006, 2009). Osim toga, vreme formiranja pražnjenja je konstantno sa porastom napona u radovima Spasić (2003), Spasić et al (2003) i Maluckov et al (2006a). Ovakav rezultat je u potpunoj protivurečnosti i sa eksperimentalnim i sa teorijskim rezultatima od početka proučavanja vremena formiranja pražnjenja, pošto je pouzdano ustanovljeno da vreme formiranja pražnjenja opada sa porastom primjenjenog napona (Schade 1937, Dutton et al 1953, Marković et al 2007a, Stamenković et al 2009).

4.2 Određivanje vremena formiranja pražnjenja

Kao što je rečeno u glavi 2, integralna eksponencijalna raspodela statističkog vremena kašnjenja probaja

$$F(t_s) = 1 - \exp(-t_s / \bar{t}_s) \quad (4.6)$$

je strogo matematički izvedena u radu Kiseljev (1965), polazeći od binomne, odnosno Poasonove statistike za pojavu elektrona u meduelektrodnom prostoru. Polazeći od diskretne binomne raspodele za verovatnoću nastanka elektrona i prelaskom na kontinualnu statistiku vremena kašnjenja teorijski su zasnovane i eksperimentalno dobijene Gaus-eksponencijalna i Gausove raspodela za statističko vreme kašnjenja probaja (Marković et al 2006). Parametar gore navedene raspodele \bar{t}_s predstavlja srednju vrednost statističkog vremena kašnjenja probaja i može se izraziti kao $\bar{t}_s = 1/YP$, gde Y predstavlja elektronski prinos, a P verovatnoću probaja. Standardna devijacija statističkog vremena kašnjenja je $\sigma_{ts} = \bar{t}_s$, a standardna greška \bar{t}_s / \sqrt{N} , gde je N ukupan broj merenja (Llewellyn – Jones et al 1953, Kiseljev 1965).

U Taunzendovom modelu, verovatnoća probaja se izračunava iz razvoja niza neprekinutih elektronskih lavina i za ne-elektronegativne gasove je data izrazom:

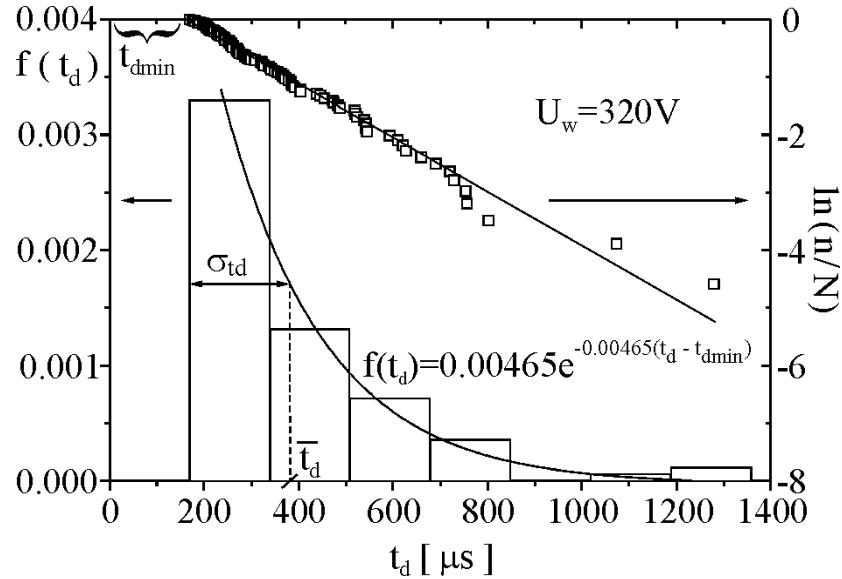
$$P = \begin{cases} 0, & \text{for } q < 1 \\ 1 - 1/q, & \text{for } q > 1 \end{cases} \quad (4.7)$$

u kome je $q = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$ faktor umnožavanja elektronske lavine, tj. srednji broj sekundarnih elektrona nastalih od jednog inicijalnog elektrona koji polazi sa katode (Wijsman 1949).

Kada se vreme formiranja pražnjenja ne može zanemariti u odnosu na statističko vreme kašnjenja probaja, za udeo n vremena kašnjenja većih od t_d u ukupnom broju merenja N važi izraz:

$$n/N = \exp[-(t_d - t_f)/\bar{t}_s] \quad (4.8)$$

Dakle, prvi način određivanja vremena formiranja pražnjenja je primenom Laueovog dijagrama (Slika 4.1) u preseku linearne aproksimacije $\ln(n/N)$ i vremenske ose (Morgan 1978). U radu Marković et al (1997a) kao i u ovoj tezi, vreme formiranja pražnjenja je određivano na tri različita načina: 1) iz Laue dijagrama, 2) uzimajući minimalno vreme kašnjenja za vreme formiranja pražnjenja $t_{d\min}$, i 3) iz razlike $t_f = \bar{t}_d - \bar{t}_s \approx \bar{t}_d - \sigma_{td}$, pošto je $\sigma_{ts} = \bar{t}_s$ i t_f ima zanemarljivu disperziju u odnosu na statističko vreme kašnjenja u navedenim uslovima, tj. $\sigma_{td} \approx \sigma_{ts}$ (Marković et al 2006, 2009). Sva tri navedena načina daju približno iste vrednosti za vreme formiranja pražnjenja za katodu sa vakuumskom prevlakom i njegova zavisnost od napona je u narednim poglavljima fitovana na osnovu različitih modela.



Slika 4.1 Određivanje vremena formiranja pražnjenja: 1) iz Laue dijagrama u preseku linearnog fita $\ln(n/N)$ i vremenske ose, 2) iz gustine raspodele $f(t_d)$ vremena kašnjenja probaja kao $t_{d\min}$, 3) iz razlike $t_f = \bar{t}_d - \bar{t}_s \approx \bar{t}_d - \sigma_{td}$.

4.3 Model sa vremenskim i prostornim razvojem elektronske lavine

Elektronska struja sa katode može se približno opisati relacijom (Schade 1937, Rajzer 1991):

$$i(t) \approx i_0 + q i(t - t_i) \approx i_0 + q[i(t) - t_i (di/dt)], \quad (4.9)$$

gde je i_0 početna elektronska struja, $q = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$ faktor umnožavanja elektronske lavine, $t_i = d/w_i$ vreme drifta jona od anode do katode, d – međuelektrodno rastojanje i w_i brzina drifta jona. Nakon integracije dobija se relacija za porast elektronske struje:

$$i(t) = i_0 \left[\frac{q}{q-1} \exp\left(\frac{q-1}{q} \frac{t}{t_i}\right) - \frac{1}{q-1} \right], \quad (4.10)$$

a rešavanjem ove jednačine sledi vreme formiranja pražnjenja u obliku:

$$t_f = \frac{q t_i}{q-1} \ln \frac{1 + (q-1)(i/i_0)}{q}. \quad (4.11)$$

Za elektronski jonizacioni koeficijent $\alpha/N(E/N)$ korišćeni su podaci Kruithof et al (1937) fitovani četvoro-eksponencijalnom relacijom (Marković et al 2002):

$$\begin{aligned} \alpha/N [cm^2] &= 0.154 \times 10^{-18} \exp(-12.3/(E/N)) \\ &+ 7.5 \times 10^{-18} \exp(-53/(E/N)) \\ &+ 40 \times 10^{-18} \exp(-158/(E/N)) \\ &+ 100 \times 10^{-18} \exp(-566/(E/N)), \end{aligned} \quad (4.12)$$

sa maksimalnom greškom od 8,5%. Redukovano električno polje izraženo je u taunzendima ($1 Td = 10^{-17} V cm^2$). Takođe, fit za brzinu drifta Ne^+ jona:

$$w_i = 5,7 \times 10^3 (E/N)^{0.57} [cm s^{-1}] \quad (4.13)$$

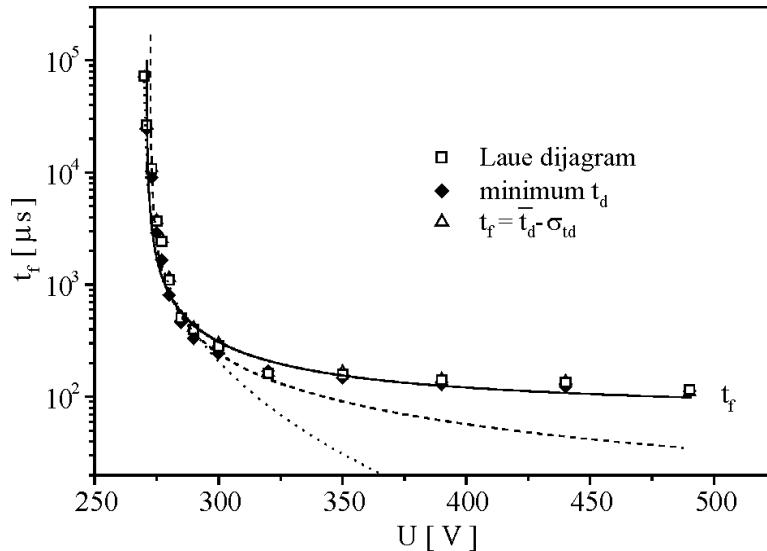
je dobijen na osnovu eksperimentalnih podataka iz rada Hornbeck (1951), za opseg radnih napona u našem eksperimentu.

Najbolji fit za vreme formiranja pražnjenja u funkciji napona prikazan na slici 4.2 punom linijom dobijen je za vrednosti fitujućih parametara $i/i_0 = 1,4 \times 10^9$ i $\gamma = \gamma_s = 2,17 \times 10^{-2}$. Vednost γ_s je izračunata iz probojnog uslova $q=1$ za staticki probojni napon U_s kada t_f teži beskonačnosti. Radi poređenja prikazani su još dva fita na osnovu modela iz literature:

-najbolji fit na osnovu relacije iz rada Schade (1937)

$$t_f = \frac{a}{U - U_s} \exp\left(\frac{b}{U}\right) \quad (4.14)$$

prikazan je na slici 4.2 tačkastom linijom, gde su vrednosti fitujućih parametara $a = 10V\mu s$ i $b = 930V$.



Slika 4.2 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.11) (puna linija) kao i fitovi na osnovu relacija iz rada Schade (1937)(tačkasta linija) i Dutton (1953), Davidson (1955) i Morgan (1956) (isprekidana linija).

-najbolji fit na osnovu modela Dutton et al (1953), Davidson (1955) i Morgan (1956) gde je vreme formiranja pražnjenja izvedeno iz jonske struje:

$$t_f = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{\alpha - \lambda / w_i}{\alpha} \times \left[e^{\alpha d} - 1 - (1 - q) \left(\frac{i_+}{i_0} \right) \right] \left[e^{(\alpha - \frac{\lambda}{w_i})d} - 1 \right]^{-1} \right]. \quad (4.15)$$

Najbolji fit je dobijen za vrednost $i / i_0 = 1,4 \times 10^{15}$ i prikazan je na slici 4.2 isprekidanim linijom. Parametar rasta lavine $\lambda(U)$ je izračunat iz karakteristične jednačine:

$$1 = \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \lambda / w_i} \left[e^{(\alpha - \lambda / w_i)d} - 1 \right] \quad (4.16)$$

gde je $t_f \gg t_i \sim \mu s$ i fotonski doprinos sekundarnoj emisiji je zanemaren (Davidson 1962, Davies et al 1964). Ako se fotonski doprinos uračuna neophodna je još veća vrednost fitujućeg parametra i_+ / i_0 da bi se dobio isti fit eksperimentalnih podataka prikazan isprekidanim linijom na slici 4.2.

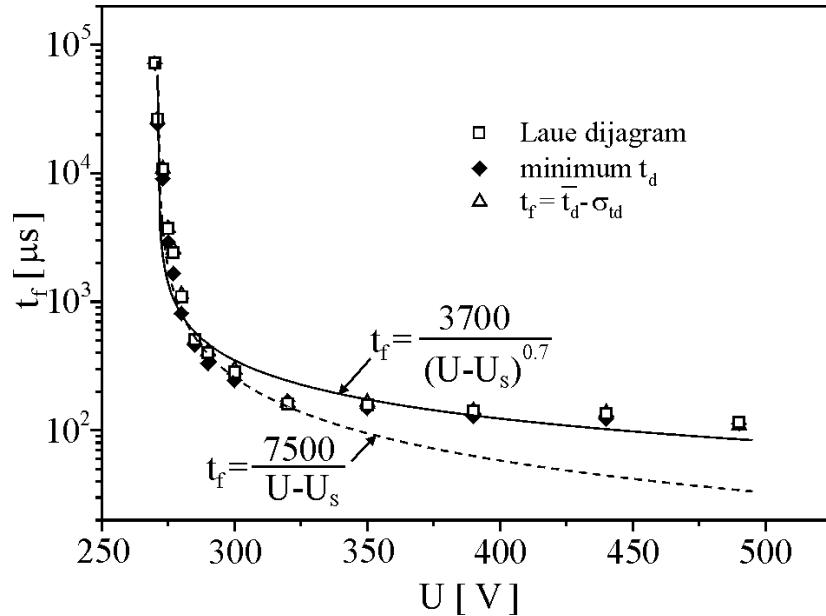
Kao zaključak koji se tiče modela za opisivanje zavisnosti vremena formiranja pražnjenja od napona može se primetiti sledeće: model sa vremenskim i prostornim razvojem lavine izložen u ovom poglavlju je jednostavan, ali dobro opisuje Taunzendov mehanizam razvoja lavine. On je bolji u odnosu na postojeće modele u literaturi Schade-a i Davidson-a i saradnika, iako ti modeli imaju matematički komplikovanije naponski zavisne parametre, odnosno izraze za vreme formiranja pražnjenja i parametar rasta lavine. Ti modeli korektno opisuju eksperimentalno određeno vreme formiranja pražnjenja samo pri relativno niskim prenaponima u blizini statičkog probognog napona. Na višim naponima neophodna je njihova korekcija, koja je i predložena u poglavlju 4.5.

4.4 Empirijski modeli vremena formiranja pražnjenja

U ovom poglavlju biće primenjeno nekoliko empirijskih relacija kod fitovanja naponske zavisnosti vremena formiranja pražnjenja. Poznato je još od najranijih proučavanja da vreme formiranja pražnjenja opada sa porastom prenapona, tj. $t_f \propto 1/\Delta U$ (Gänger 1953). Ovakva relacija primenjena na našim eksperimentalnim podacima sa ciljem da najbolje opiše njihovu naponsku zavisnost ima sledeći oblik:

$$t_f = \frac{7500}{U - U_s} [\mu s] \quad (4.17)$$

gde je U_s statički probojni napon, a fit je prikazan isprekidanom linijom na slici 4.3. Očigledno da se dobro slaganje dobija samo na niskim prenaponima. Poboljšanje rela-



Slika 4.3 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.17) (isprekidana linija) i relacije (4.18) (puna linija).

cije (4.17) da se dobije slaganje i na višim prenaponima postiže se smanjenjem eksponenta i fit je prikazan punom linijom na slici 4.3.

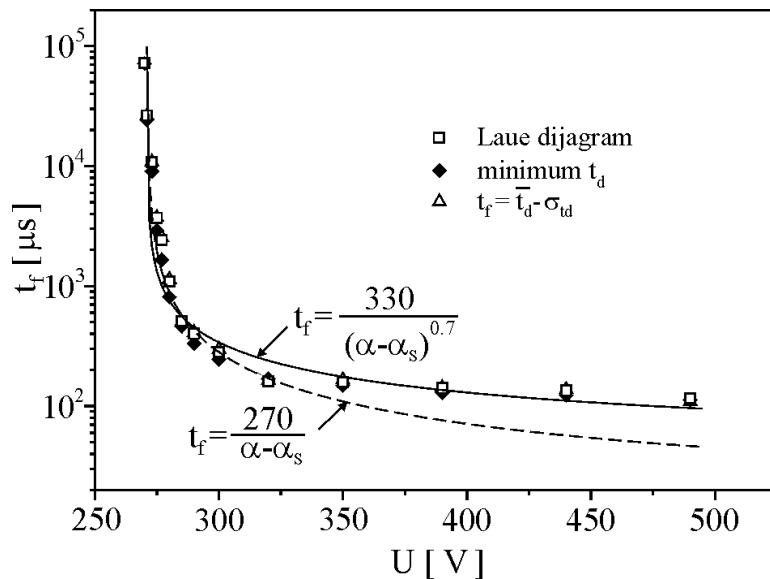
$$t_f = \frac{3700}{(U - U_s)^{0.7}} \text{ } [\mu\text{s}] \quad (4.18)$$

Za fitovanje $t_f(U)$ može se iskoristiti i sledeća relacija (Deutsch 1965) :

$$t_f = \frac{270}{\alpha - \alpha_s} \text{ } [\mu\text{s}] \quad (4.19)$$

gde je α izraženo Taunzendovom semi-empirijskom eksponencijalnom formulom:

$$\alpha / p = A \exp(-B pd / U). \quad (4.20)$$



Slika 4.4 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.19) (isprekidana linija) i relacije (4.21) (puna linija).

Vrednosti $A = 2,04 \text{ cm}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$ i $B = 48,95 \text{ V cm}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$ su naši fitujući parametri eksperimentalnih podataka za α iz rada Kruithof et (1937) u opsegu naših merenja

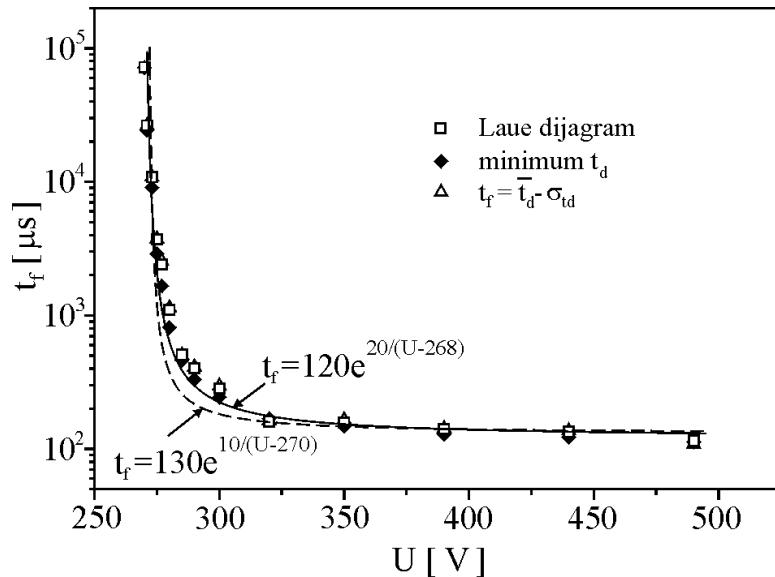
(30 – 70) $V \text{ cm}^{-1} \text{ mbar}^{-1}$. Vrednost $\alpha_s = 6,42 \text{ cm}^{-1}$ je vrednost elektronskog ionizacionog koeficijenta na statičkom probajnom naponu. Bolje opisivanje eksperimentalnih podataka u odnosu na relaciju (4.19) se dobija smanjenjem eksponenta i fit je prikazan punom linijom na slici 4.4.

$$t_f = \frac{330}{(\alpha - \alpha_s)^{0,7}} [\mu\text{s}] \quad (4.21)$$

Nađene su i sledeće relacije koje takođe mogu dobro da opišu $t_f(U)$ zavisnost:

$$t_f = a_i e^{b_i/(U - c_i)} [\mu\text{s}] \quad (4.22)$$

i dva fita su prikazana na slici 4.5, sa $a_1 = 120 \mu\text{s}$, $b_1 = 20V$, $c_1 = 268V \approx U_s$ (puna



Slika 4.5 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.22) sa vrednostima $a_1 = 120 \mu\text{s}$, $b_1 = 20V$, $c_1 = 268V \approx U_s$ (puna linija) i $a_2 = 130 \mu\text{s}$, $b_2 = 10V$, $c_2 = 270V \approx U_s$ (isprekidana linija).

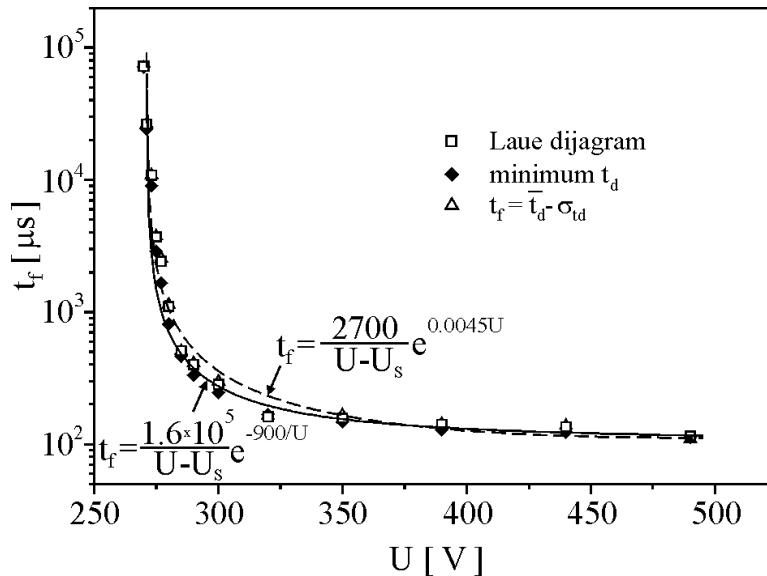
linija) i sa $a_2 = 130 \mu\text{s}$, $b_2 = 10V$, $c_2 = 270V \approx U_s$ (isprekidana linija). Takođe, i sledeće empirijske relacije koje predstavljaju proizvod jedne stepene i jedne eksponencijalne funkcije se mogu uspešno iskoristiti za fitovanje naše eksperimentalne $t_f(U)$ zavisnosti:

$$t_f = \frac{2700}{U - U_s} e^{0,0045U} [\mu\text{s}] \quad (4.23)$$

i

$$t_f = \frac{1,6 \times 10^5}{U - U_s} e^{-900/U} [\mu\text{s}]. \quad (4.24)$$

Fitovanje je radi njihovog poređenja prikazano na slici (4.6) isprekidanim, odnosno punom linijom.



Slika 4.6 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.23) (isprekidana linija) i relacije (4.24) (puna linija).

4.5 Semiempirijski modeli vremena formiranja pražnjenja

4.5.1 Semiempirijski model na visokim prenaponima

Rani vremenski razvoj elektronske i jonske koncentracije u lavini kada je elektron-jonska rekombinacija zanemarljiva, može se opisati relacijom:

$$\frac{d n_e}{dt} = \frac{d n_i}{dt} = \alpha w_e n_e, \quad (4.25)$$

gde je w_e brzina drifta elektrona. Granični uslovi na katodi glase:

$$J_e \approx \gamma j_i, \quad i.e. \quad n_e w_e \approx \gamma n_i w_i, \quad (4.26)$$

gde su j_e, j_i elektronska odnosno jonska gustina struje, w_i je brzina drifta jona a γ sekundarni elektronski prinos. Aproksimativno rešenje za porast jonske koncentracije kada je $n_e \approx n_i$ i zanemarljiva distorzija električnog usled prostornog nanelektrisanja glasi:

$$n_{it} \approx n_{i0} e^{\alpha \gamma w_i t}, \quad (4.27)$$

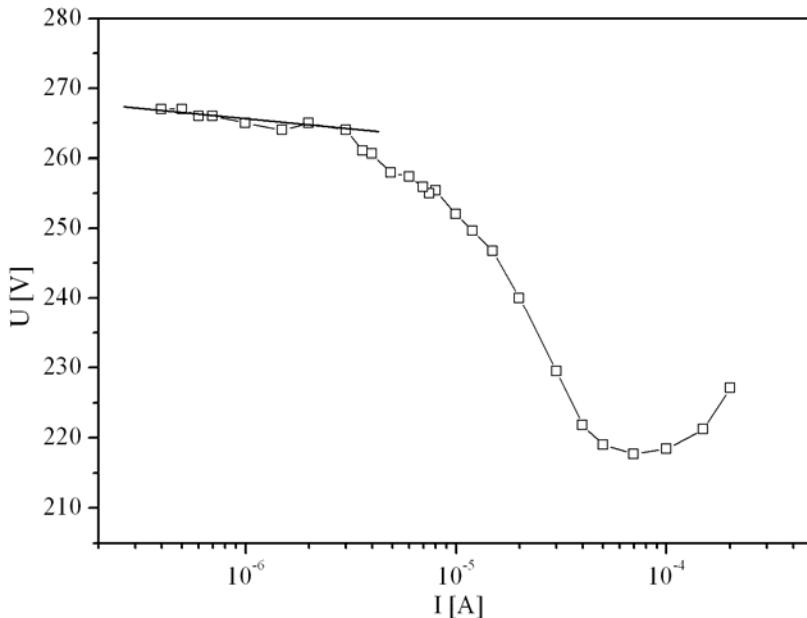
gde je n_{it} jonska koncentracija u Taunzendovom tamnom pražnjenju neposredno pre naglog pada primjenjenog napona i n_{i0} početna koncentracija jona. Iz relacije (4.27) može se izvesti vreme formiranja pražnjenja u obliku:

$$t_f \approx \frac{\ln(n_{it}/n_{i0})}{\alpha \gamma w_i}. \quad (4.28)$$

Koncentracija jona u Taunzendovom tamnom pražnjenju neposredno pre naglog pada primjenjenog napona se dobija iz relacije:

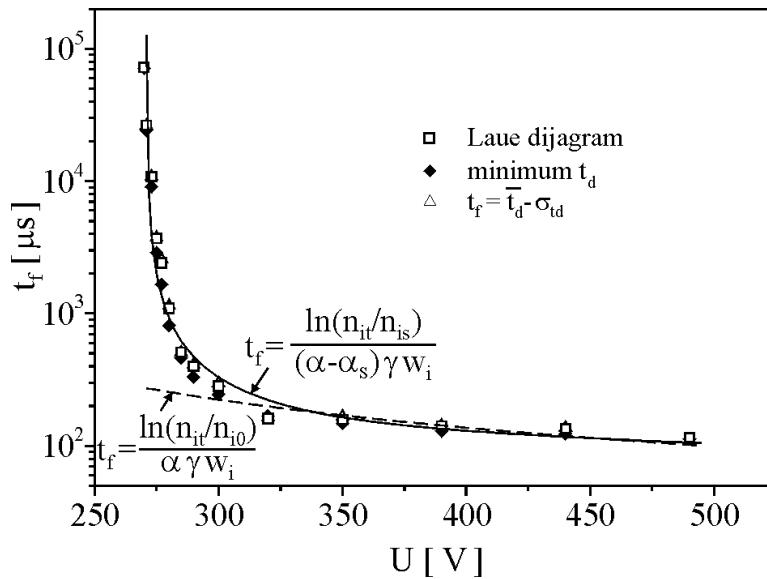
$$n_{it} \approx j_{it} / (ew_i) \approx 1,7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \quad (4.29)$$

gde je $j_{it} = 9 \mu A \text{cm}^{-2}$ određeno sa strujno-naponske karakteristike (slika 4.7), kao maksimalna gustina struje u Taunzendovom tamnom pražnjenju pre naglog opadanja napona.



Slika 4.7 Strujno-naponska karakteristika gasne cevi sa neonom

Najbolji fit eksperimentalnih podataka na osnovu ovog modela se dobija za vrednosti fitujućih parametara $n_{i0} = 4,7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ i $\gamma = 2,2 \times 10^{-2}$ i prikazan je isprekidanom linijom na slici 4.8. U kasnijim stadijumima razvoja lavine struja i napon se menjaju vrlo brzo u električnom polju koje je perturbovan prostornim nanelektrisanjem. Međutim, brzi porast struje je relativno kratkog trajanja - reda mikrosekundi (slika 3.4) i njegov doprinos ukupnom vremenu formiranja pražnjenja se može zanemariti. Imajući u vidu fit na slici 4.8, ovaj model je primenljiv samo pri relativno visokim prenaponima ($> 20\%$) dalje od singularitetata na statičkom probojnom naponu ($t_f \rightarrow \infty$ za $U \rightarrow U_s$).



Slika 4.8 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitovima na osnovu relacije (4.28) (isprikidana linija) i relacije (4.32) (puna linija).

4.5.2 Semiempirijski model sa singularitetom na statičkom probojnom naponu

Singularitet $t_f \rightarrow \infty$ kada $U \rightarrow U_s$ je uveden u prethodni model na način koji sledi.

Naime, može se naći takva jonska koncentracija n_{is} kao prejonizacioni nivo približno na statičkom probojnom naponu, tako da važi relacija:

$$n_{is} \approx n_{i0} e^{\alpha_s \gamma w_i t}, \quad (4.30)$$

gde α_s odgovara statičkom probojnom naponu U_s . Kombinujući relacije (4.30) i (4.27), sledi da je:

$$n_{it} \approx n_{is} e^{(\alpha - \alpha_s) \gamma w_i t}, \quad (4.31)$$

čijim rešavanjem se dobija približna vrednost vremena formiranja pražnjenja u obliku:

$$t_f \approx \frac{\ln(n_{it}/n_{is})}{(\alpha - \alpha_s)\gamma w_i} \quad (4.32)$$

Dakle, relacija (4.32) dobro opisuje singularitet $t_f \rightarrow \infty$ kada $\alpha \rightarrow \alpha_s$, tj. kada $U \rightarrow U_s$ (Loeb 1948):

$$t_f \approx \frac{\ln(n_{it}/n_{is})}{Ap[\exp(-Bpd/U) - \exp(-Bpd/U_s)]\gamma w_i}. \quad (4.33)$$

Najbolji fit eksperimentalnih podataka se dobija za $n_{is} \approx 2,8 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ i opadajuće γ u opsegu $(7 - 2,2) \times 10^{-2}$ i prikazan je na slici 4.8 punom linijom. Osim toga, razvojem eksponencijalnog člana iz (4.33) u red i zanemarivanjem članova višeg reda dobijaju se relacije važne za korekciju Schade-ovog modela u narednom poglavljtu:

$$t_f \approx \frac{\ln(n_{it}/n_{is})}{AB p^2 d (1/U_s - 1/U) \gamma w_i} \approx \frac{\ln(n_{it}/n_{is})}{AB p^2 d \gamma w_i} \frac{U_s U}{(U - U_s)}. \quad (4.34)$$

4.5.3 Schade-ov model sa empirijskom korekcijom

Najbolji fit sa modelom iz rada Schade (1937):

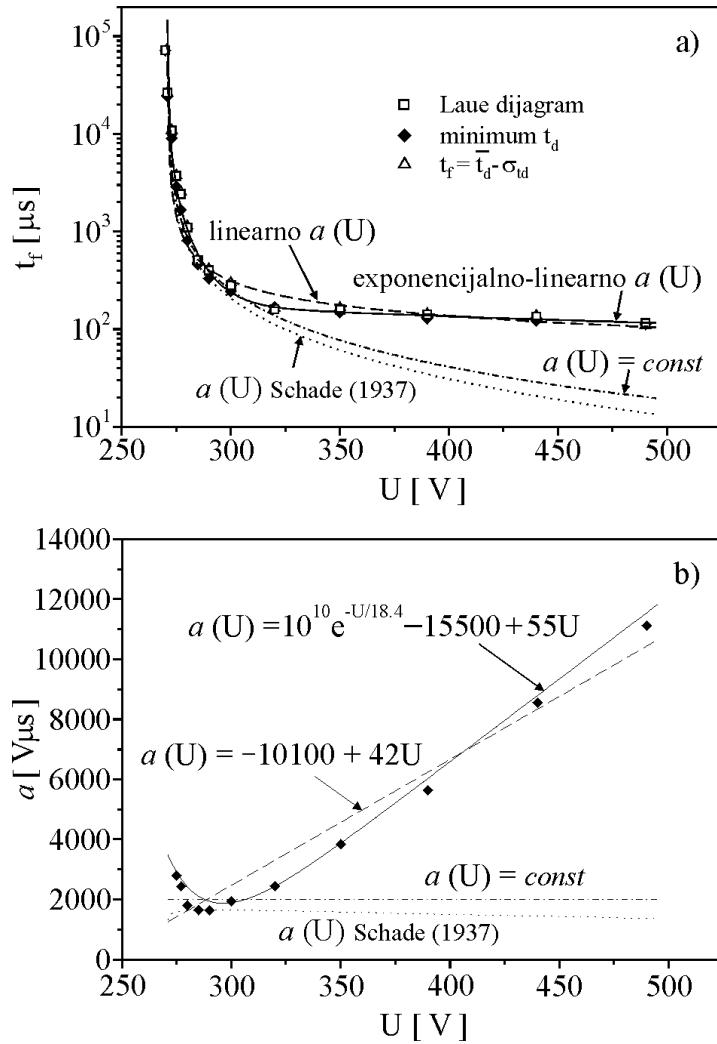
$$t_f = \frac{a(U)}{U - U_s} e^{b/U}, \quad (4.35)$$

uzimajući njegove vrednosti parametara

$$\begin{aligned} a(U) &= \frac{U_s^2}{AB p^2 d w_i} \ln \left[1 + \frac{AB p^2 (U - U_s)}{U_s^2} \exp \left(-\frac{Bpd}{U} \right) \left(\frac{i}{i_0} \right) \right] = \\ &= (1314 - 1645)V \mu s \end{aligned} \quad (4.36)$$

i $b = Bpd = 390,6V$ je prikazan na slici 4.9a (tačkasta linija). U ovom slučaju slaganje sa eksperimentom je postignuto samo na niskim prenaponima za vrednost $i/i_0 = 10^{10}$,

kao što je i predloženo (Schade 1937). Zavisnost $a(U)$ izražena relacijom (4.36) je prikazana na slici 4.9b. Radi poređenja takođe je prikazan najbolji fit sa kon-



Slika 4.9 a) Vreme formiranja praznjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitom na osnovu modela Schade (1937) (tačkasta linija), sa konstantnim $a = 2000 \text{ V } \mu\text{s}$ (linija crta-tačka), sa linearnim $a(U)$ (isprekidana linija) i sa eksponencijalno-linearnim $a(U)$ (puna linija), b) $a(U)$ iz modela Schade (1937) (tačkasta linija), sa konstantnim $a(U)$ (linija crta-tačka), sa linearnim $a(U)$ (isprekidana linija) i sa eksponencijalno-linearnim $a(U)$ (puna linija).

stantnim vrednostima $a = 2000 \text{ V } \mu\text{s}$ i $b = 390,6 \text{ V}$. Primećuje se u stvari da eksponencijalni član iz relacije (4.35) uvodi odstupanje od eksperimentalnih podataka. Sa našom linearnom empirijskom zavisnošću:

$$a(U) = -10100 + 42U [\text{V } \mu\text{s}] \quad (4.37)$$

i $i/i_0 = 10^{10}$, dobija se bolje slaganje (Slika 4.9a). Takođe, linearna zavisnost (4.36) je prikazana na slici 4.9b isprekidanom linijom, radi poređenja. Dakle, sa linearnom zavisnošću $a(U)$ relacija (4.35) je slična relaciji (4.34), osim što je eksponencijalni član u (4.35) suvišan. Osim toga, relacija (4.34) za $U \approx U_s$ se svodi na $t_f \propto 1/\Delta U$, u skladu sa empirijskom relacijom (4.17).

Najbolji fit eksperimentalnih podataka na osnovu Schade-ovog modela se dobija sa empirijskom $a(U)$ zavisnošću koja opada eksponencijalno na niskim prenaponima, a raste linearno na visokim prenaponima:

$$a(U) = 10^{10} e^{-U/18,4} - 15500 + 55U [\text{V } \mu\text{s}] \quad (4.38)$$

Odgovarajući fit je prikazan na slici 4.9a (puna linija), dok je $a(U)$ zavisnost prikazana na slici 4.9b (\blacklozenge simboli i fit punom linijom).

4.5.4 Davidson-ov model sa empirijskom korekcijom

Preprobogni vremenski porast elektronske i jonske struje za velika vremena t u homogenom električnom polju izveden je u radovima Dutton et al (1953), Davidson (1955) i Morgan (1956). Izrazi koje su oni izveli za vremenski razvoj elektronske struje pri velikim vremenima glasi:

$$i_-(t) = A - B \exp(\lambda t), \quad (4.39)$$

odnosno, za jonsku struju:

$$i_+(t) = \int_0^d \alpha i_-(t - x'/w) \exp(\alpha x') dx'. \quad (4.40)$$

Ovde su A i B konstante, a brzina drifta w se dobija iz brzine drifta elektrona w_e i jona w_i na osnovu izraza $1/w = 1/w_i + 1/w_e$. Ovde je korišćen njihov izraz za jonsku struju i iz njega je izvedeno vreme formiranja pražnjenja u obliku:

$$t_f = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{\alpha - \lambda / w_i}{\alpha} \times \left[e^{\alpha d} - 1 - (1-q) \left(\frac{i_+}{i_0} \right) \right] \left[e^{(\alpha - \lambda / w_i)d} - 1 \right]^{-1} \right]. \quad (4.41)$$

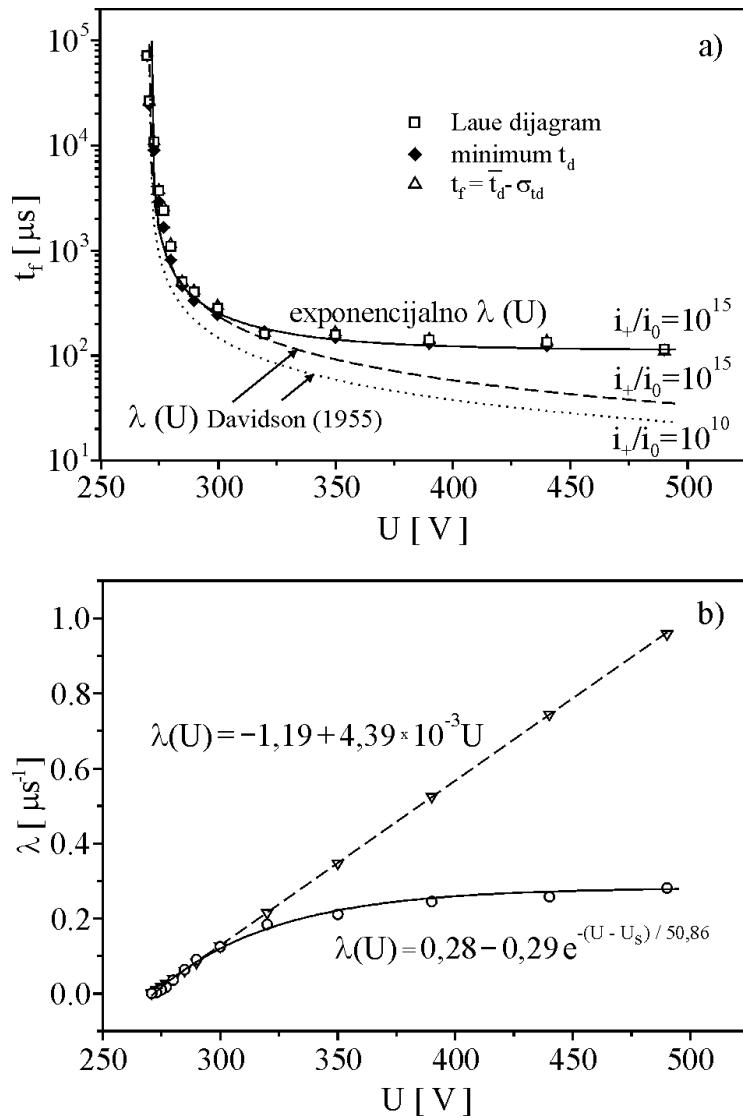
Najbolje slaganje relacije (4.41) sa eksperimentom se postiže na niskim prenaponima za vrednost fitujućeg parametra $i_+ / i_0 = 10^{15}$ (slika 4.9a, isprekidana linija), dok je vrednost $i_+ / i_0 = 10^{10}$ nedovoljna da bi se dobilo slaganje (slika 4.9a, tačkasta linija). Vrednost parametra porasta $\lambda(U)$ se dobija kao realan koren karakteristične jednačine:

$$1 = \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \lambda / w_i} \left[e^{(\alpha - \lambda / w_i)d} - 1 \right]. \quad (4.42)$$

On je linearan po U i prikazan je slici 4.10b (∇ simboli i isprekidana linija). Sa našim empirijskim parametrom $\lambda(U)$ izvedenim na osnovu relacije (4.41):

$$\lambda(U) = 0,28 - 0,29 e^{-(U-U_s)/50,86} [\mu\text{s}^{-1}] \quad (4.43)$$

i vrednošću parametra $i_+ / i_0 = 10^{15}$ dobija se mnogo bolje slaganje (slika 4.9a, puna linija). Takođe, na slici 4.10b je upoređena zavisnost $\lambda(U)$ dobijena rešavanjem karakteristične jednačine (4.42) (∇ simboli i isprekidana linija) sa našom empirijskom eksponencijalnom zavisnošću prema relaciji (4.43) za istu vrednost $i_+ / i_0 = 10^{15}$ (\circ simboli i puna linija).



Slika 4.10 a) Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona određeno na tri različita načina (simboli), sa fitom na osnovu modela Davidson (1955) sa vrednošću $i_+/i_0 = 10^{10}$ (tačkasta linija), sa $i_+/i_0 = 10^{15}$ (isprekidana linija) i sa eksponencijalnim $\lambda(U)$ sa $i_+/i_0 = 10^{15}$ (puna linija), b) $\lambda(U)$ zavisnost iz modela Davidson (1955) (∇ simboli i isprekidana linija) i eksponencijalno $\lambda(U)$ sa $i_+/i_0 = 10^{15}$ (\circ simboli i puna linija).

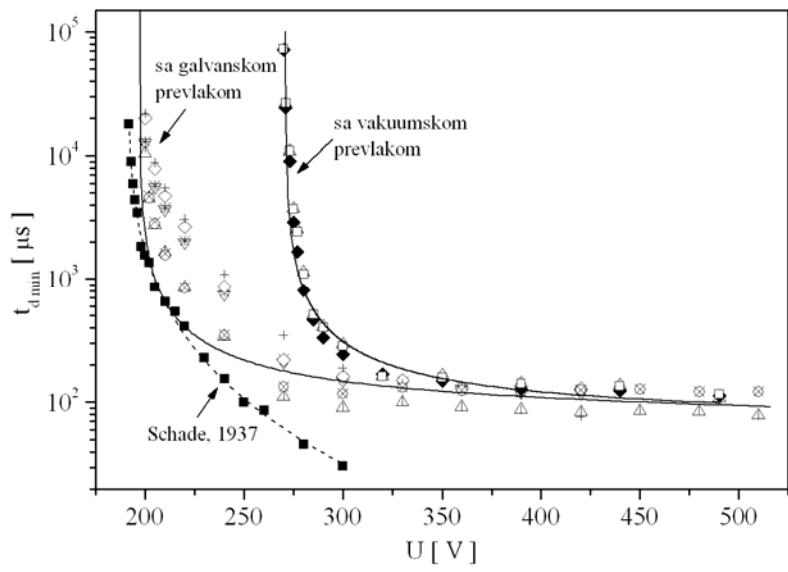
Povodom empirijskih i semiempirijskih modela može se primetiti sledeće:

- empirijski modeli iz literature zasnovani na stepenim funkcijama pokazuju dobro slaganje sa eksperimentalnim podacima samo na niskim prenaponima, dok se sa našim korekcijama stepena dobija bolje slaganje i to u celom opsegu primenjenih napona,
- novi izrazi za vreme formiranja pražnjenja u obliku eksponencijalnih funkcija i proizvoda stepenih i eksponencijalnih funkcija pokazuju odlično slaganje sa eksperimentalnim podacima,
- predloženi su novi semiempirijski modeli zasnovani na eksponencijalnom porastu koncentracija elektrona i jona u slabo perturbovanom električnom polju i to model bez singulariteta primenljiv na relativno visokim prenaponima ($> 20\%$) i model sa singularitetom ($t_f \rightarrow \infty$ kada $U \rightarrow U_s$) primenljiv u celokupnom opsegu prenapona,
- umesto slabo naponski promenljivog parametra $a(U)$ iz Schade-ovog modela predložen je linearno rastući parameter $a(U)$, kao i kombinovani $a(U)$ sastavljen od eksponencijalnog i linearog člana,
- linearni parametar porasta $\lambda(U)$ iz Davidson-ovog modela se pokazao neadekvatnim pri višim prenaponima i naš predlog eksponencijalno rastućeg parametra je mnogo bolje rešenje i u skladu sa drugim fizičkim modelima.

4.6 Merenja sa galvanskom prevlakom

U ovom poglavlju izložena su merenja naponske zavisnosti vremena formiranja pražnjenja $t_f(U)$ za katodu sa tvrdom galvanskom prevlakom opisanoj u glavi 3. Merenja sa galvanskom prevlakom su upoređena sa prethodnim merenjima sa vakuumskom prevlakom na katodi, kao i sa merenjima u neonu sa katodom od nikla iz rada Schade (1937). Za galvansku prevlaku prikazane su tri grupe merenja pri različitim nivoima prejonizacije, odnosno pri različitim vremenima relaksacije ($\tau_1 = 80ms$, $\tau_2 = 100ms$ i $\tau_3 = 250ms$), a vreme formiranja pražnjenja je određivano kao minimalno vreme kašnjenja probaja $t_{d\min}$ (∇ , \diamond , odnosno \circ) i iz razlike

$t_f = \bar{t}_d - \bar{t}_s \approx \bar{t}_d - \sigma_{td}$ (*, +, odnosno \times) (slika 4.11). Merenja su prikazana zajedno sa fitom eksperimentalnih podataka na osnovu modela sa vremenskim i prostornim razvojem elektronske lavine (poglavlje 4.3).



Slika 4.11 Vreme formiranja pražnjenja kao funkcija radnih napona za vakuumsku prevlaku (simboli) i sa fitom na osnovu modela iz poglavlja (4.3) (puna linija), za galvansku prevlaku (simboli) sa fitom na osnovu modela iz poglavlja (4.3) (puna linija), kao i eksperiment iz rada Schade (1937) sa fitom na osnovu njegovog modela (ispredikana linija).

Najbolji fit eksperimentalnih podataka za vreme formiranja pražnjenja u funkciji napona je dobijen za vrednosti $i/i_0 = 10^9$ i $\gamma_s = 8,15 \times 10^{-2}$ i prikazan je punom linijom na slici 4.11. Vrednost za γ_s je dobijena iz probognog uslova $q=1$ za statički probogni napon $U_s = 197V$. U poređenju sa vakuumskom prevlakom vrednost parametra i/i_0 je približno ista (kod vakuumske prevlake je $i/i_0 = 1,4 \times 10^9$), dok je γ_s nekoliko puta uvećano (kod vakuumske prevlake $\gamma_s = 2,17 \times 10^{-2}$). Radi poređenja, na slici 4.11 su prikazani eksperimentalni podaci i fit za vakuumsku prevlaku koji su

analizirani u prethodnim poglavljima. Takođe, radi poređenja prikazani su i eksperimentalni podaci iz rada Schade (1937) zajedno sa njegovim fitom na osnovu relacije $t_f = a/(U - U_s) \exp(b/U)$ i vrednostima parametara $a = 194 V\mu s$ i $b = 870 V$ (slika 4.11, isprekidana linija).

Na osnovu zaključaka iz poglavlja 5.5, na pojedinim mestima sa slabijom provodnošću na galvanskoj prevlaci dolazi do zadržavanja nanelektrisanja, pa je plazma raspad maskiran njihovim prisustvom i memorijska kriva je skoro horizontalna u jonskom delu (slika 5.6). Na osnovu toka $t_f(U)$ zavisnosti sa slike 4.11, vidi se da galvanska prevlaka značajno smanjuje statički probajni napon za čak $74 V$ i merenja imaju mnogo veću disperziju u odnosu na vakuumsku prevlaku. Osim toga, merenja sa galvanskom prevlakom se približavaju Schade-ovim merenjima, pa se opravdano može pretpostaviti da je i u Schade-ovom eksperimentu bilo uticaja površinskih nanelektrisanja, s obzirom na čistoću gasa i materijala katode u vreme izvođenja njegovog eksperimenta.

5 MEMORIJSKA ZAVISNOST I NOVE RASPODELE VREMENA FORMIRANJA PRAŽNJENJA I STATISTIČKOG VREMENA KAŠNJENJA

5.1 Kratak istorijat istraživanja

Poznato je još od najranijih proučavanja električnog probaja u gasovima da vreme kašnjenja električnog probaja zavisi od koncentracije jona i elektrona u međuelektrodnom prostoru u trenutku priključenja napona. Takođe, poznato je i da se vreme kašnjenja probaja smanjuje ozračivanjem međuelektrodnog prostora nekim radioaktivnim ili ultraljubičastim zračenjem (Hubbard 1906, Thomson 1900). Međutim, u tim merenjima vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja probaja nisu bili eksperimentalno razdvojeni i gornja diskusija se prvenstveno odnosi na statističko vreme kašnjenja probaja. Vreme formiranja pražnjenja počinje sa relativno visokog nivoa prejonizacije $\sim(10^6 - 10^7) \text{ cm}^{-3}$ (poglavlje 4.5) i mali intenziteti primenjenih zračenja ne mogu značajno na njega da utiču.

Razdvajanje vremena formiranja pražnjenja i statističkog vremena kašnjenja probaja u neonu i kriptonu je pokušano u radovima Maluckov et al (2004, 2005, 2006a,b, Spasić et al 2003). Međutim, u radovima Maluckov et al (2004, 2005, 2006a,b) polazi se od pogrešne pretpostavke da su statističko vreme kašnjenja i vreme

formiranja pražnjenja nezavisne veličine i ukupno vreme kašnjenja proboja t_d je izračunavano kao njihova konvolucija. Nedavno je pokazano da statističko vreme kašnjenja i vreme formiranja pražnjenja nisu nezavisne veličine, već je disperzija statističkog vremena u tim radovima pogrešno pripisana vremenu formiranja pražnjenja (Marković et al, 2006, 2007a, 2009). Merenja vremena kašnjenja proboja sa porastom vremena relaksacije u jonskoj oblasti memorijske krive je određena zavisnošću vremena formiranja pražnjenja od vremena relaksacije $t_f(\tau)$. U radovima Maluckov et al (2004, 2006a) zavisnost vremena formiranja pražnjenja od vremena relaksacije $t_f(\tau)$ je konstantna, što je u suprotnosti sa rezultatima iz rada Marković et al (2009) gde vreme formiranja pražnjenja linearno raste sa porastom vremena relaksacije usled eksponencijalnog raspada naelektrisanja nakon prekida pražnjenja.

U radu Marković et al (2006) eksperimentalno su dobijene i teorijski zasnovane nove raspodele statističkog vremena kašnjenja proboja u azotu, a sada su ti rezultati potvrđeni i u neonu. Osim toga, raspad naelektrisanja i metastabilnih stanja tokom relaksacije u neonu je razmatran u radu Marković et al (2007b) i objašnen memorijski efekat $\bar{t}_d(\tau)$ u neonu. Pokazano je da hipoteza sa metastabilnim stanjima (Maluckov et al 2004, Spasić et al 2003, Bošan et al 1986) ne uspeva da objasni memorijski efekat u neonu. Nasuprot tome, raspad molekulskih jona neona Ne_2^+ i azota N_2^+ nastalih u sudaru sa molekulima azota prisutnim kao nečistoće $Ne_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2 Ne$, uspešno objašnjava ranu relaksaciju sve do stotinu milisekundi nakon prekida pražnjenja. Nakon raspada naelektrisanja, relaksacija u neonu je objašnjena rekombinacijom atoma azota na površini katode koji na osnovu njihove energije rekombinacije emituju sekundarne elektrone sa katode. Na ovaj način, vreme kašnjenja proboja u neonu je objašnjeno sve do saturacije memorijske krive, tj. do nivoa određenog kosmičkim zračenjem i prirodnom radioaktivnošću okoline (Marković et al 2007b).

U ovoj glavi teze su statističko vreme kašnjenja proboja i vreme formiranja pražnjenja eksperimentalno razdvojeni i njihovo ponašanje proučavano pri različitim

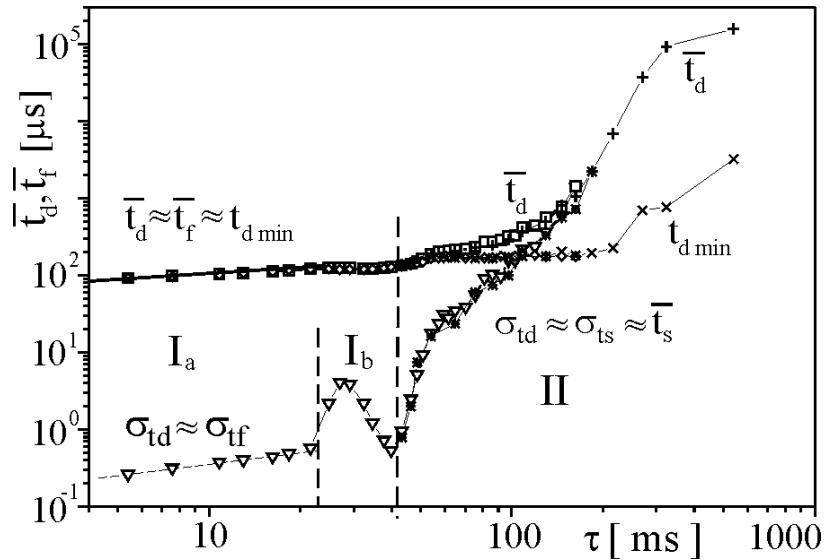
nivoima prejonizacije tokom relaksacije. Eksperimentalno je ustanovljen i teorijski potvrđen porast vremena formiranja pražnjenja sa opadanjem koncentracije elektrona i jona tokom relaksacije. U delu izvršenih merenja eksperimentalno su dobijene Gausove raspodele za vreme formiranja pražnjenja kada u iniciranju probaja dominiraju molekulski joni neona Ne_2^+ , kao i dvostrukе Gausove raspodele kada se iniciranje vrši molekulskim jonima neona Ne_2^+ i azota N_2^+ nastalih konverzijom u sudarima $Ne_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2 Ne$. Za statističko vreme kašnjenja dobijene su Gausova, Gaus-eksponencijalna i eksponencijalna raspodela i diskutovana njihova zavisnost (korelacije) sa raspodelama vremena formiranja pražnjenja.

U prva četiri poglavlja ove glave biće izložena merenja i analize koje se odnose na vakuumsku prevlaku na katodi, a u poslednjem poglavlju merenja sa galvanskom prevlakom.

5.2 Fluktuacije vremena formiranja pražnjenja

Merenja vremena kašnjenja probaja od vremena relaksacije $t_d(\tau)$ (memorijska kriva, Bošan 1978), kao i statističko vreme kašnjenja $t_s(\tau)$ i vreme formiranja pražnjenja $t_f(\tau)$ sa njihovim standardnim devijacijama σ_{ts} , odnosno σ_{tf} su prikazani na slici 5.1 i njihovo ponašanje praćeno na osnovu analitičkih modela. Takođe, prikazano je i minimalno vreme kašnjenja probaja $t_{d\min}$ koje predstavlja dobru procenu vremena formiranja pražnjenja (Marković et al 1997a). U skladu sa rezultatima radova Kasner (1968) i Philbrick et al (1969), molekulski joni neona Ne_2^+ su dominantni tokom pražnjenja u našim uslovima. Njihova koncentracija opada tokom relaksacije i to opadanje u oblasti Ia (Slika 5.1) može se opisati jednačinom:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\nu n_i - \beta n_i^2, \quad (5.1)$$



Slika 5.1 Memorijska kriva, vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja i njihove standardne devijacije u funkciji vremena relaksacije za dve grupe merenja, kao i fit punom linijom u oblasti Ia.

čije rešenje je:

$$n_i = \frac{n_{i0} \exp(-\nu \tau)}{1 + (\beta n_{i0} / \nu)[1 - \exp(-\nu \tau)]} \quad (5.2)$$

U ovim relacijama oznake su sledeće:

- n_{i0} predstavlja početnu koncentraciju molekulskega jona neon, Ne_2^+ .
- β je elektron-jonski koeficijent rekombinacije koji iznosi $1,8 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Kasner 1968, Philbrick et al 1969).
- ν je frekvencija gubitaka prvog reda i sadrži dva člana: $\nu = D_a / \Lambda^2 + k_{cn}[N_2]$;

Prvi član opisuje frekvenciju gubitaka usled difuzije gde je $D_a = 23,6 \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$ koeficijent ambipolarne difuzije Ne_2^+ jona (Märk et al 1971), a $\Lambda = 1,08 \text{ cm}$ karakteristična difuziona dužina cevi. Drugi član opisuje konverziju gubitke Ne_2^+

jona u sudarima sa molekulima azota [N_2] prisutnim kao nečistoće $Ne_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2Ne$ kada nastaju molekulski joni azota N_2^+ . Koeficijent brzine procesa iznosi $k_{cn} = 9,1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ (Bohme et al 1970, Marković et al 2007b). U prvim milisekundama relaksacije nakon prekida pražnjenja, elektron-jonska rekombinacija je dominantan proces $\beta n_{i0} \gg \nu$ i kao rešenje se dobija dobro poznati $(1/n_i)$ -raspad:

$$1/n_i = 1/n_{i0} + \beta \tau \quad (5.3)$$

Nakon toga, počinju da dominiraju procesi gubitaka prvog reda koji kao rezultat daju eksponencijalno opadanje koncentracije jona:

$$n_i = n_{i0} e^{-\nu \tau} \quad (5.4)$$

Sa druge strane, vreme formiranja pražnjenja se može izraziti relacijom:

$$\bar{t}_f = \frac{q t_i}{q-1} \ln \frac{1+(q-1)(i_g/i)}{q} \quad (5.5)$$

gde je

$$i = \gamma e n_i w_i \quad (5.6)$$

početna gustina struje pri različitim nivoima prejonizacije $i(\tau)$, $q = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$, α koeficijent elektronske jonizacije, γ sekundarni elektronski prinos, $t_i = d / w_i$ vreme drifta jona i w_i brzina drifta jona jednaka $1,5 \times 10^5 \text{ cms}^{-1}$ (von Engel 1983) i $i_g = 0,36 \text{ mA cm}^{-2}$.

Smenom jednačina (5.4) i (5.6) u jednačinu (5.5) sledi da je vreme formiranja pražnjenja proporcionalno vremenu relaksacije, tj. $\bar{t}_f \propto \tau$ (oblast Ia na slici 5.1). Ovaj zaključak je potvrđen numerički za $n_{i0} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma = 2,2 \times 10^{-2}$, α iz rada Kruithof et al (1937) i koncentracije nečistoća molekula azota od $0,3 \text{ ppm}$ (Marković

et al 2007b). Ovaj fit je slići 5.1 prikazan punom linijom. Dakle, može se zaključiti da vreme formiranja pražnjenja t_f u jonskoj oblasti Ia linearno raste sa vremenom relaksacije τ , suprotno rezultatima iz radova Spasić (2003), Spasić et al (2003), Maluckov (2004) i Maluckov et al (2004, 2006a) gde je vreme formiranja pražnjenja $\bar{t}_f(\tau)$ konstantno.

$\tau [ms]$	$\bar{t}_f (\mu s)$	$\sigma (\mu s)$
8	97,30	0,32
11	102,86	0,38
13	106,52	0,40
16	112,46	0,44
18	116,40	0,48
22	122,64	0,57

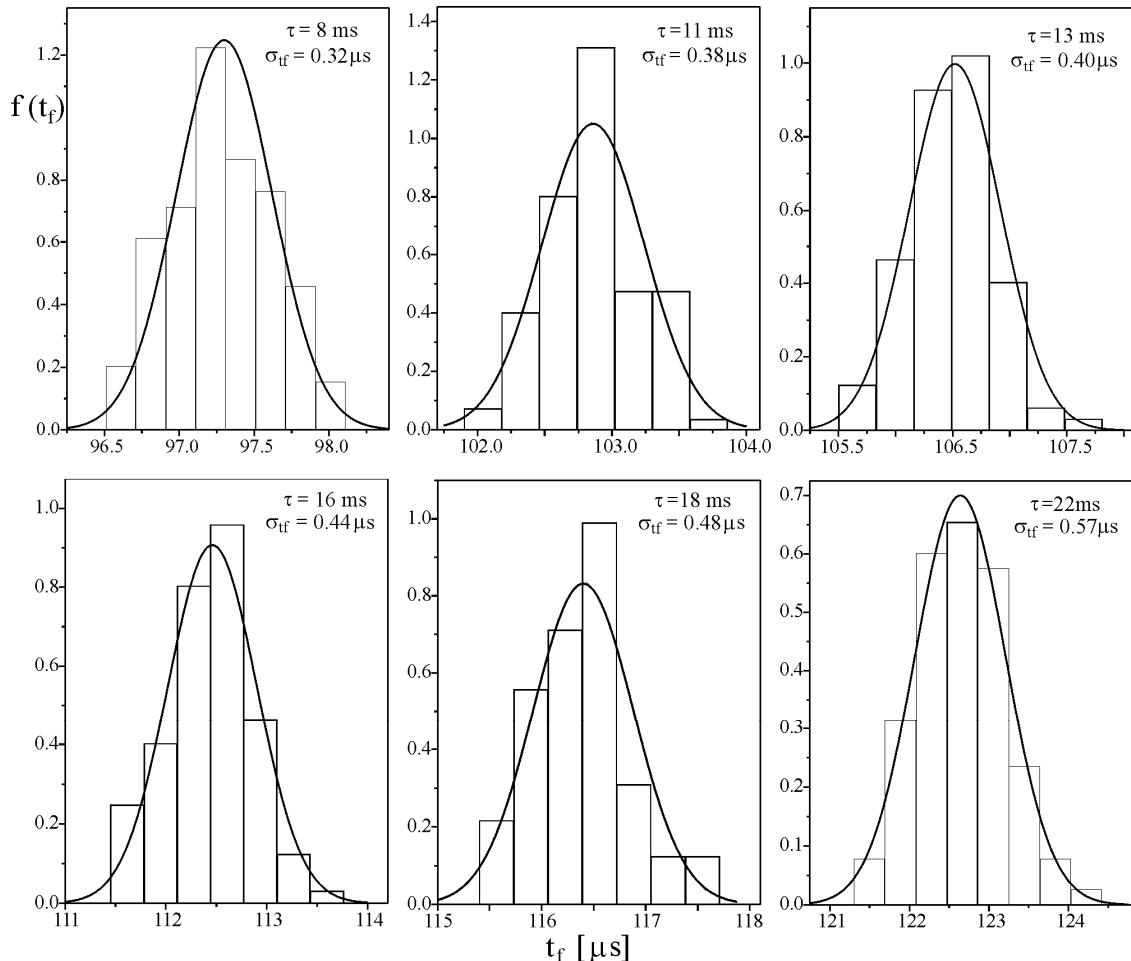
Tabela 5.1 Parametri Gausovih gustina raspodela vremena formiranja pražnjenja na slici 5.1 (oblast Ia)

U jonskoj oblasti Ia na slici 5.1 dobijene su eksperimentalne raspodele vremena formiranja pražnjenja, s obzirom da su merenja vršena pri znatnoj koncentraciji jona i elektrona zaostalih iz pražnjenja. Statističko vreme kašnjenja probaja i njegove fluktuacije su u toj oblasti redukovane na zanemarljive vrednosti u odnosu na vreme formiranja pražnjenja i njegove fluktuacije, tj. $\bar{t}_s \ll \bar{t}_f$ i $\sigma_{ts} \ll \sigma_{tf}$ (Marković et al 2007a, 2009). Eksperimentalne gustine raspodela vremena formiranja pražnjenja su prikazane na slici 5.2 i fitovane su Gausovim raspodelama oblika:

$$f_G(t_f) = \frac{\exp[-(t_f - \bar{t}_f)^2 / 2\sigma_{tf}^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{tf}}, \quad (5.7)$$

sa vrednostima fitujućih parametara prikazanim u Tabeli 5.1. Na osnovu slika 5.1 i 5.2,

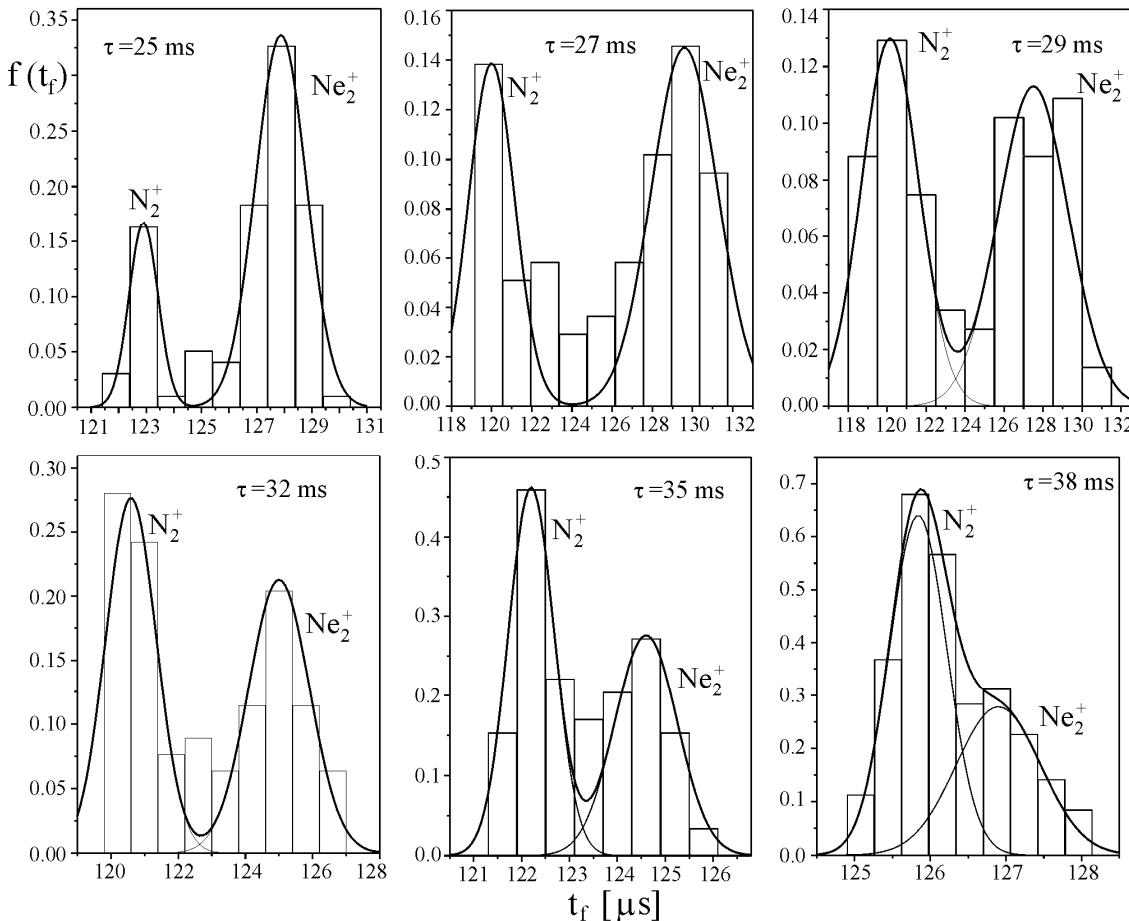
kao i Tabele 5.1, može se zaključiti da je standardna devijacija vremena formiranja pražnjenja reda $\sim 10^{-3} \overline{t_f}$ i da raste sa porastom vremena relaksacije nešto brže nego vreme formiranja pražnjenja.



Slika 5.2 Gausove raspodele vremena formiranja pražnjenja u oblasti Ia sa slike 5.1.

Raspad nanelektrisanih čestica tokom relaksacije je praćen istovremenom konverzijom molekulskih jona neon-a Ne_2^+ u molekulske jone azota N_2^+ (Bohme et al 1970, Märk et al 1971, Marković et al 2007b). Nastanak molekulskih jona azota se manifestuje pojavom dvostrukih Gausovih (bi-normalnih) raspodela (slika 5.3)

dobijenih u oblasti Ib (slika 5.1), pošto molekulski joni azota imaju veću brzinu drifta i pokretljivost u poređenju sa molekulskim jonima neon-a (Märk et al 1971).



Slika 5.3 Dvostrukе Gausove (bi-normalne) raspodelе vremena formiranja praznjenja u oblasti Ib sa slike 5.1.

Eksperimentalne gustine raspodela vremena formiranja praznjenja su prikazane na slici 5.3 i fitovane su dvostrukim Gausovim (bi-normalnim) raspodelama oblika:

$$f_{GG}(t_f) = a_1 \frac{\exp[-(t_f - \bar{t}_{f1})^2 / 2\sigma_1^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} + a_2 \frac{\exp[-(t_f - \bar{t}_{f2})^2 / 2\sigma_2^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma_2}, \quad (5.8)$$

sa vrednostima fitujućih parametara prikazanim u Tabeli 5.2.

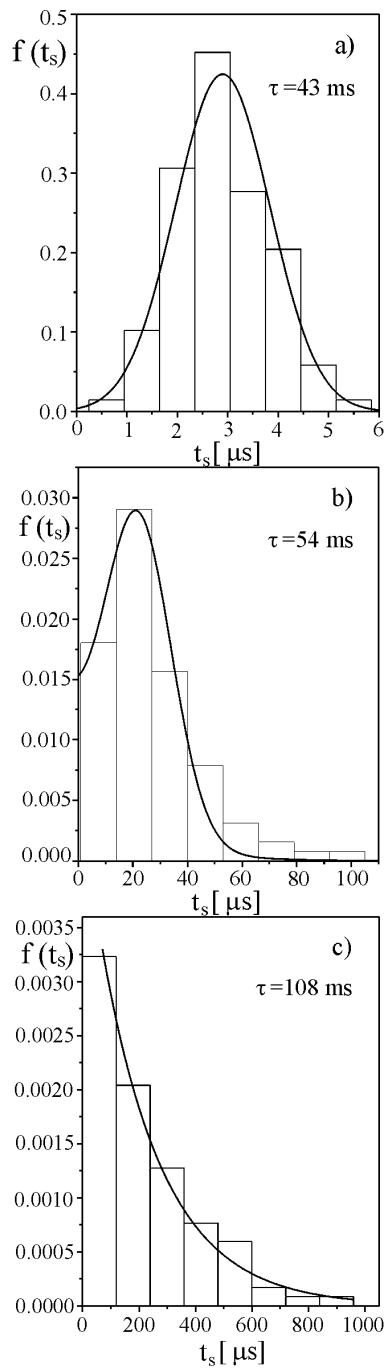
$\tau [ms]$	$\bar{t}_{f1} [\mu s]$	$\sigma_1 (\mu s)$	$a_1 (\mu s^{-1})$	$\bar{t}_{f2} [\mu s]$	$\sigma_2 (\mu s)$	$a_2 (\mu s^{-1})$
25	122,90	0,52	0,22	127,88	0,92	0,78
27	120,00	1,15	0,40	129,60	1,65	0,60
29	120,15	1,55	0,51	127,50	1,75	0,49
32	120,60	0,75	0,52	125,00	0,90	0,48
35	122,20	0,48	0,55	124,60	0,65	0,45
38	125,84	0,38	0,61	126,90	0,56	0,39

Tabela 5.2. Parametri dvostrukih Gausovih (bi-normalnih) gustina raspodela vremena formiranja pražnjenja sa slike 5.1 (oblast Ib)

Idući s leva od $\tau = 25ms$ na desno do $\tau = 38ms$ na slici 5.3, može se zaključiti da porast prvih Gausovih raspodela u dvostrukim raspodelama odgovara porastu koncentracije N_2^+ jona, dok opadanje drugih Gausovih raspodela odgovara opadanju koncentracije Ne_2^+ jona. Dakle, odnos a_1 / a_2 iz Tabele 5.2, daje približno relativne doprinose N_2^+ i Ne_2^+ jona sekundarnoj elektronskoj emisiji i iniciranju električnog probaja.

5.3 Fluktuacije statističkog vremena kašnjenja probaja

U oblasti II memorijске krive, u raspodelama vremena kašnjenja električnog probaja dominiraju fluktuacije statističkog vremena kašnjenja, tj. $\sigma_{td} \approx \sigma_{ts}$. U skladu sa rezultatima rada Marković et al (2006) u azotu i u neonu su dobijene tri karakteristične raspodele statističkog vremena kašnjenja kada vreme relaksacije raste (prinos elektrona u međuelektrodnom prostoru opada), i to: Gausova, Gaus-eksponencijalna i eksponencijalna (slika 5.4).



Slika 5.4 Tri karakteristične raspodele statističkog vremena kašnjenja u oblasti II sa slike 5.1: a) Gausova, b) Gaus-eksponencijalna, c) eksponencijalna raspodela.

Analitički oblik Gausove gustine raspodele na slici 5.4a je

$$f_G(t_s) = \frac{\exp[-(t_s - t_{sg})^2 / 2\sigma_{ts}^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ts}}, \quad (5.9)$$

sa vrednostima fitujućih parametara $t_{sg} = 2,9 \mu s$ i $\sigma_{ts} = 0,94 \mu s$. Gaus-eksponencijalna raspodela sa slike 5.4b je aproksimirana sumom Gausove i eksponencijalne raspodele i njen analitički oblik glasi:

$$f_{GE}(t_s) = a_g \exp\left[-\frac{(t_s - t_{sg})^2}{2\sigma_g^2}\right] + a_e \exp\left[-\frac{t_s}{t_{se}}\right], \quad (5.10)$$

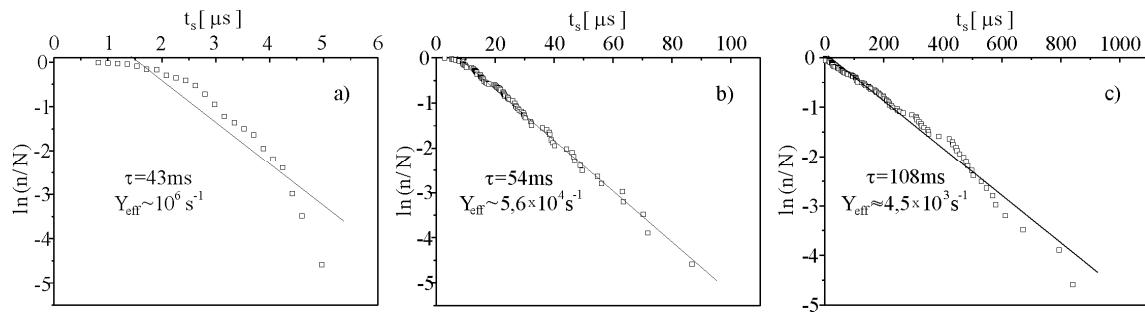
sa vrednostima fitujućih parametara $a_g = 0,8 \mu s^{-1}$, $t_{sg} = 22 \mu s$, $\sigma_{ts} = 12,3 \mu s$, $a_e = 0,2 \mu s^{-1}$ i $\overline{t_{se}} = 17,7 \mu s$. Takođe, gustina raspodele sa slike 5.4c je aproksimirana analitičkim oblikom eksponencijalne gustine raspodele:

$$f_E(t_s) = a_e \exp\left(-\frac{t_s}{\overline{t_{se}}}\right) \quad (5.11)$$

sa vrednostima fitujućih parametara $a_e = 0,0045 \mu s^{-1}$ i $\overline{t_{se}} = 220 \mu s$.

Treba napomenuti da eksponencijalna raspodela statističkog vremena kašnjenja ima standardnu devijaciju σ_{ts} jednaku srednjoj vrednosti vremena kašnjenja $\overline{t_s}$ (ovde $\overline{t_{se}}$), koja je inverzna u odnosu na efektivni elektronski prinos Y_{ef} , tj. $\sigma_{ts} = \overline{t_s} = 1/Y_{ef}$. Efektivni elektronski prinos je definisan kao proizvod elektronskog prinosa Y i verovatnoće probaja P (Morgan 1978, Marković et al 1994a). Verovatnoća probaja u našim uslovima je $P = 0,35$ i određena je na način opisan u radu Marković et al (1994a). Za broj n vremena kašnjenja većih od t_d u seriji od N merenja kada se vreme formiranja pražnjenja ne može zanemariti u odnosu na statističko vreme

kašnjenja, izmerena raspodela se može opisati relacijom $n/N \approx \exp[-Y_{ef}(t_d - t_f)]$, i vreme formiranja se određuje sa Laueovog dijagrama u preseku linearne aproksimacije $\ln(n/N)$ i vremenske ose (Morgan 1978). Efektivni elektronski prinos se određuje iz nagiba Laueovog dijagrama relacijom $Y_{ef} = -\ln(n/N)/t_d$, i ovako određena vrednost je u skladu sa vrednošću direktno određenom sa slike 5.1. Slična procedura je iskorišćena kao aproksimacija i kod Gaus-eksponencijalne (slika 5.5b) i Gausove raspodele (slika 5.5a) i daje približno $\sigma_{ts} \approx 1/Y_{ef} \approx \bar{t_s}/1,3$, odnosno $\sigma_{ts} \sim 1/Y_{ef} \sim \bar{t_s}/3$. Analize pokazuju da su u našim uslovima raspodele statističkog vremena kašnjenja probaja Gausove za vrednosti $Y_{ef} \gtrsim 10^6 \text{ s}^{-1}$, Gaus-eksponencijalne za $10^6 \text{ s}^{-1} \gtrsim Y_{ef} \gtrsim 10^4 \text{ s}^{-1}$ i eksponencijalne za $Y_{ef} \lesssim 10^4 \text{ s}^{-1}$.



Slika 5.5 Laueovi dijagrami za tri karakteristične raspodele statističkog vremena kašnjenja sa slike 5.4: a) Gausova, b) Gaus-eksponencijalna, c) eksponencijalna raspodela.

5.4 Korelacije vremena formiranja i statističkog vremena kašnjenja

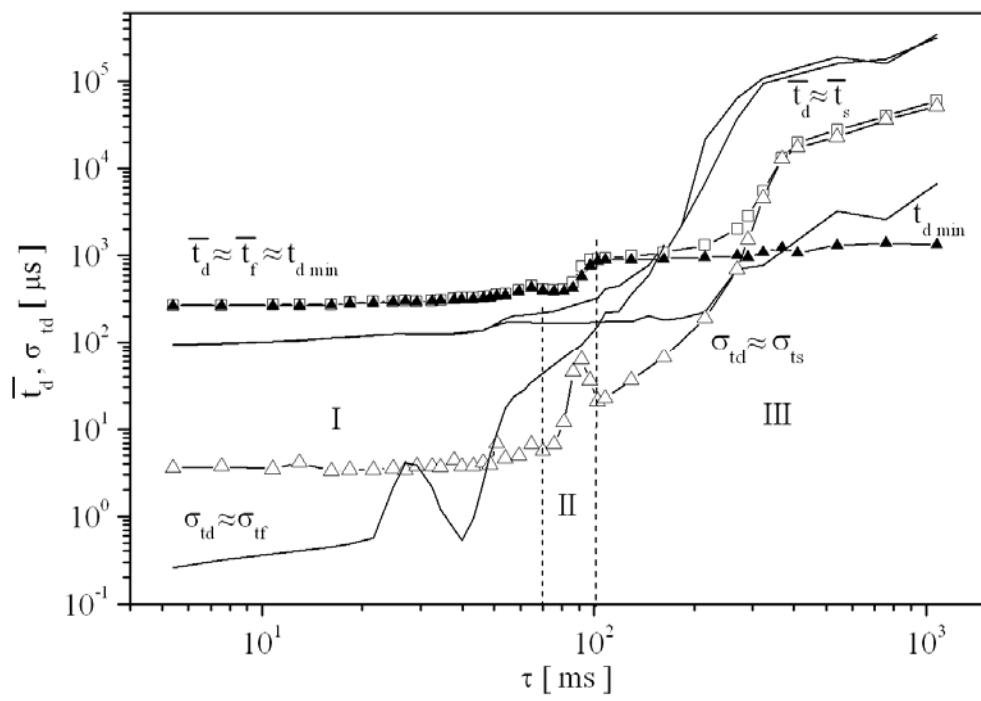
Uzevši u obzir da statističko vreme kašnjenja predstavlja vreme čekanja do pojave uspešnog elektrona koji dovodi do probaja, vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja su zavisne veličine ako je $t_s < t_f$. Ovo znači da se novi primarni elektron (izazvan ozračivanjem ili zaostalim česticama) emituje pre nego što

se vreme formiranja pražnjenja inicirano prethodnim elektronom završi. Iz toga proizilazi da su vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja nezavisne veličine ako je $t_s > t_f$. U slučaju raspodela, ovaj uslov se približno može napisati u obliku $\bar{t}_s \gtrsim \bar{t}_f$ (pošto raspodele sadrže deo zavisnih promenljivih kod kojih je $t_s < t_f$), odnosno $Y_{ef} \lesssim 1/\bar{t}_f \lesssim 10^4 s^{-1}$. Ovo znači da je generalno usvajanje nezavisnosti vremena formiranja pražnjenja i statističkog vremena kašnjenja u radovima Maluckov et al (2004, 2005, 2006a,b) pogrešno. Može se govoriti o nezavisnosti samo u poslednje 3-4 tačke ($\tau \gtrsim 100ms$) na slici 4 (Maluckov et al 2004), kada su odgovarajuće raspodele na slici 3 (Maluckov et al 2004) eksponencijalne. U ostalim slučajevima, raspodele statističkog vremena kašnjenja na slici 3 (Maluckov et al 2004) su Gaus-eksponencijalne, što je detaljno diskutovano u radu Marković et al (2006), i statističko vreme kašnjenja je zavisno ili korelisano sa vremenom formiranja pražnjenja pošto je $\bar{t}_s \lesssim \bar{t}_f$.

Koeficijent linearne korelacijske je približno određen u radu Marković et al (2009), što se može ukratko iskazati sledećim rečima: za mala statistička vremena kašnjenja probaja ($\bar{t}_s \ll \bar{t}_f$) odnosno velike efektivne elektronske prinose ($Y_{ef} \gg 1/\bar{t}_f$) linearni koeficijent korelacijske teži jedinici i tada su obe raspodele i statističkog vremena kašnjenja i vremena formiranja pražnjenja Gausove. Sa porastom statističkog vremena kašnjenja probaja (odnosno opadanjem efektivnog elektronskog prinsa) njegova raspodela prelazi u Gaus-eksponencijalnu, povećava joj se asimetrija (raste desni rep) i linearni koeficijent korelacijske opada od jedinice ka nuli. I za vrlo velika statistička vremena kašnjenja ($\bar{t}_s \gg \bar{t}_f$) odnosno vrlo male efektivne elektronske prinose ($Y_{ef} \ll 1/\bar{t}_f$), linearni koeficijent korelacijske teži nuli i tada je raspodela statističkog vremena kašnjenja eksponencijalna a raspodela vremena formiranja pražnjenja Gausova. Na kraju, može se kao opšti zaključak dodati da veći efektivni elektronski prinos znači veći koeficijent korelacijske i obrnuto.

5.5 Merenja sa galvanskom prevlakom

Na memorijskim zavisnostima (\bar{t}_d , \bar{t}_s , \bar{t}_f , σ_{td} , σ_{ts} , σ_{tf}) izmerenim za galvansku prevlaku (slika 5.6) mogu se izdvojiti tri karakteristične oblasti:



Slika 5.6 Vreme kašnjenja proboja i minimalno vreme kašnjenja za vakuumsku (pune linije) i galvansku prevlaku (\square , odnosno \blacktriangle) i njihove standardne devijacije (puna linija, odnosno Δ) u funkciji vremena relaksacije.

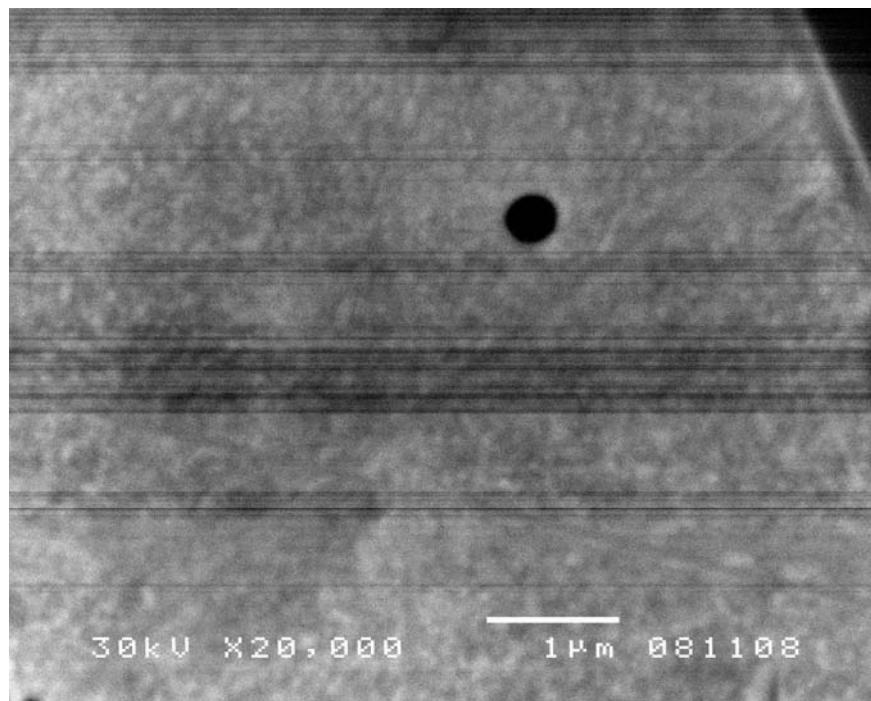
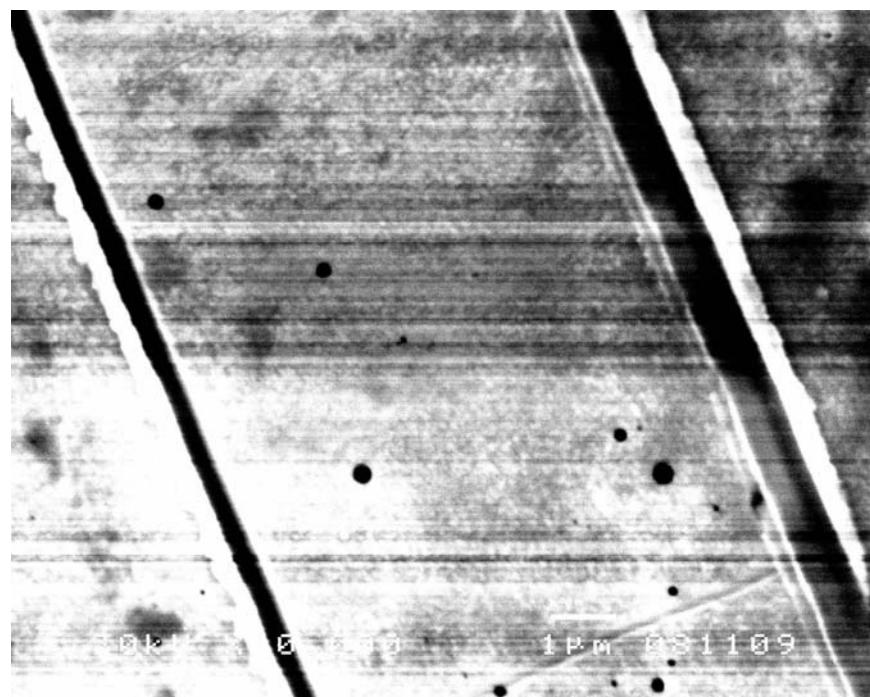
-jonska oblast I kod galvanske prevlake do $\tau \sim 70\text{ms}$ (gde je $\bar{t}_d(\tau) \approx \bar{t}_f(\tau)$ i $\sigma_{td}(\tau) \approx \sigma_{tf}(\tau)$) je približno horizontalna, produžena i podignuta u odnosu na vakuumsku prevlaku. Strmina $\bar{t}_d(\tau) \propto \tau$ i $\sigma_{td}(\tau) \propto \tau$ prouzrokovana eksponencijalnim plazma raspadom koja je evidentna kod vakuumske prevlake, kod galvanske prevlake je maskirana prisustvom površinskih naelektrisanja, koja otežavaju

formiranje pražnjenja i povećavaju njegovu disperziju. Na SEM snimcima se vide crne tačke reda veličine $\sim \mu m$ (slika 5.7a), koje predstavljaju oblasti sa smanjenom provodnošću zbog znatnog prisustva nikla, ali i malo gvožđa i atomskog kiseonika (slika 5.7b).

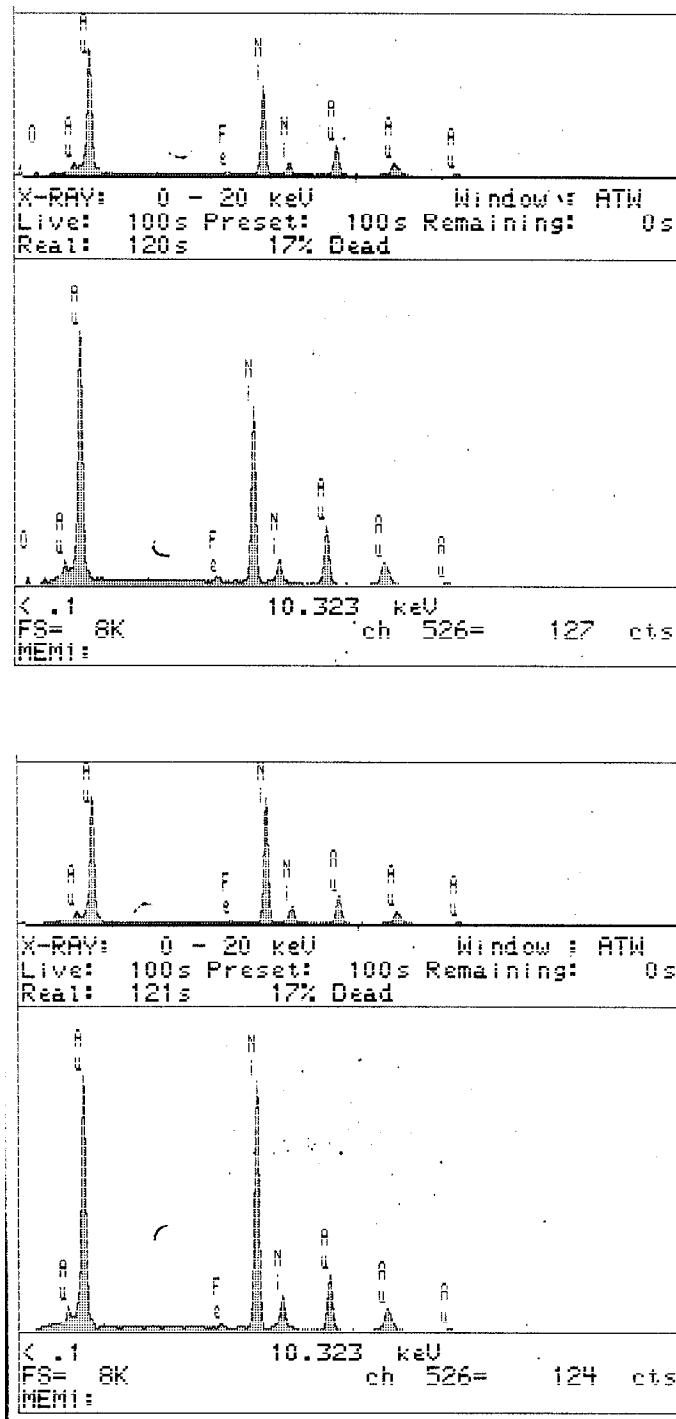
Kao što je poznato, na dielektričnim filmovima na površini mogu se zadržati pozitivni joni (Malter 1936, Paetow 1939). Međutim, i elektroni mogu biti zahvaćeni na površini katode i to na elektronegativnim atomima i klasterima zlata i atomima kiseonika. Npr. elektronski afinitet Au atoma i Au_2 i Au_3 klastera je 2,3eV, 1,9 eV, odnosno 1,3 eV, a kiseonika 1,46 eV (CRC Handbook 2003-4). Osim toga, poznato je i da svjetlost izaziva opadanje emisije poljem (autoelektronske, elektrostatičke emisije) (Malter 1936, Paetow 1939). U našem eksperimentu, pri osvetljavanju belom svetlošću, ali i crvenom i infracrvenom svetlošću sa energijom fotona $\sim 2eV$ i manjom, vreme formiranja raste od stotinu na oko $110\mu s$, dok njegova standardna devijacija raste čak tri puta (slika 5.8).

Moguće objašnjenje činjenice da vreme kašnjenja i njegova standardna devijacija rastu prilikom osvetljavanja katode je fotoelektronska emisija ili kombinovana fotoelektronska emisija sa efektima električnog polja sa elektronegativnih atoma ili klastera zlata. U toku perioda relaksacije elektroni sa atoma ili klastera zlata se emituju fotoemisijom ili kombinovanim efektom fotoemisije i električnog polja, kao i sa mikroneravnina i nehomogenosti na površinama prevlaka i filmova (Lawrence et al 1930, Linford 1930). Dakle, osvetljavanjem se uklanjanju inicijalni elektroni sa klastera zlata i kiseonika i statističko vreme kašnjenja značajno poraste, ali se uvode i dodatna pozitivna površinska naelektrisanja koja otežavaju formiranje i ono takođe raste.

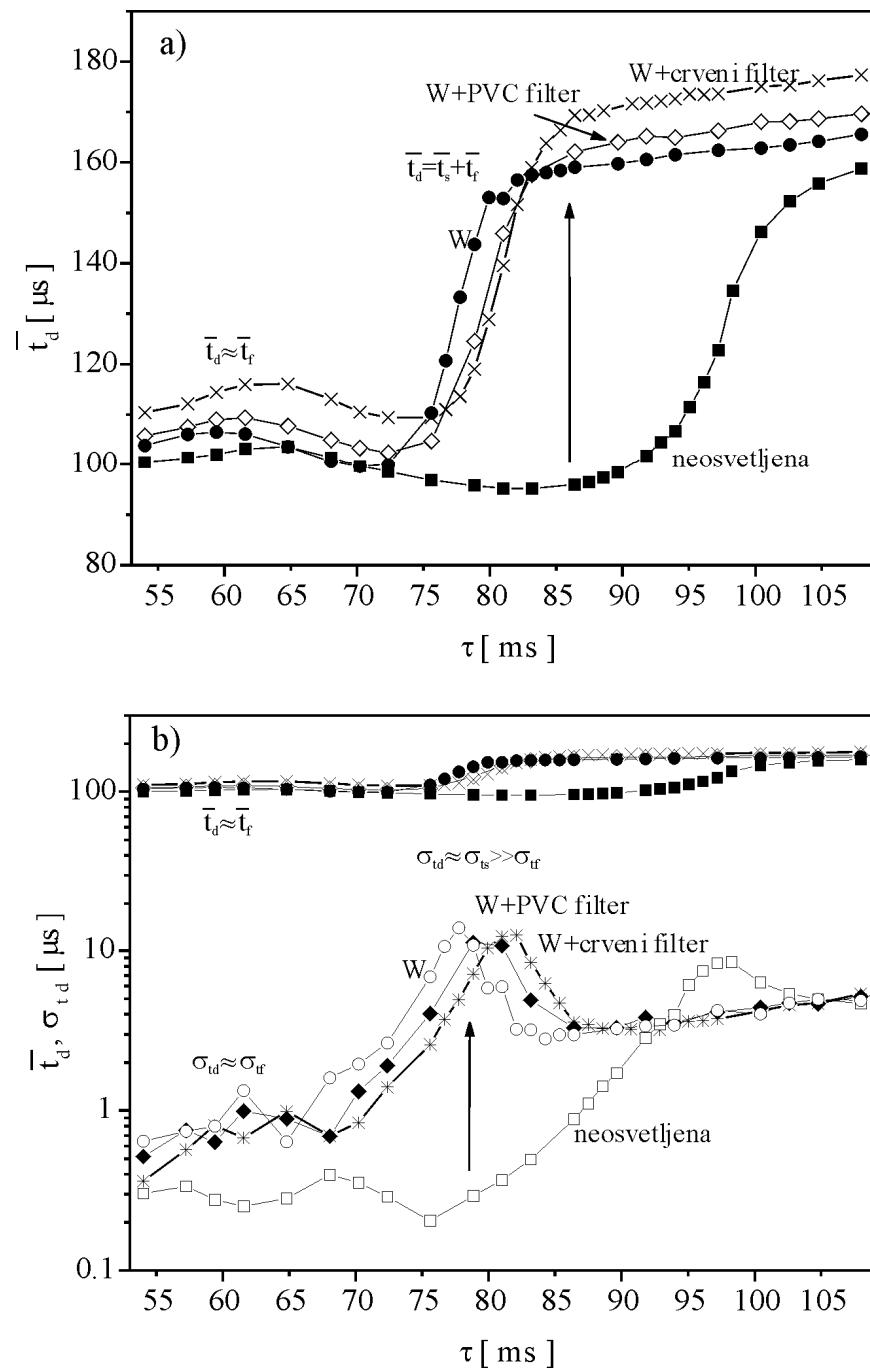
U raspodelama vremena formiranja pražnjenja do $\tau \sim 20ms$ javljaju se Gausove raspodele (slika 5.9), koje su pomerene ka većim vrednostima vremena formiranja, proširene čak za red veličine ijavlja im se pozitivna asimetrija (desni rep) usled uticaja površinskih naelektrisanja, u poređenju sa onima za vakuumsku prevlaku (slika 5.2).



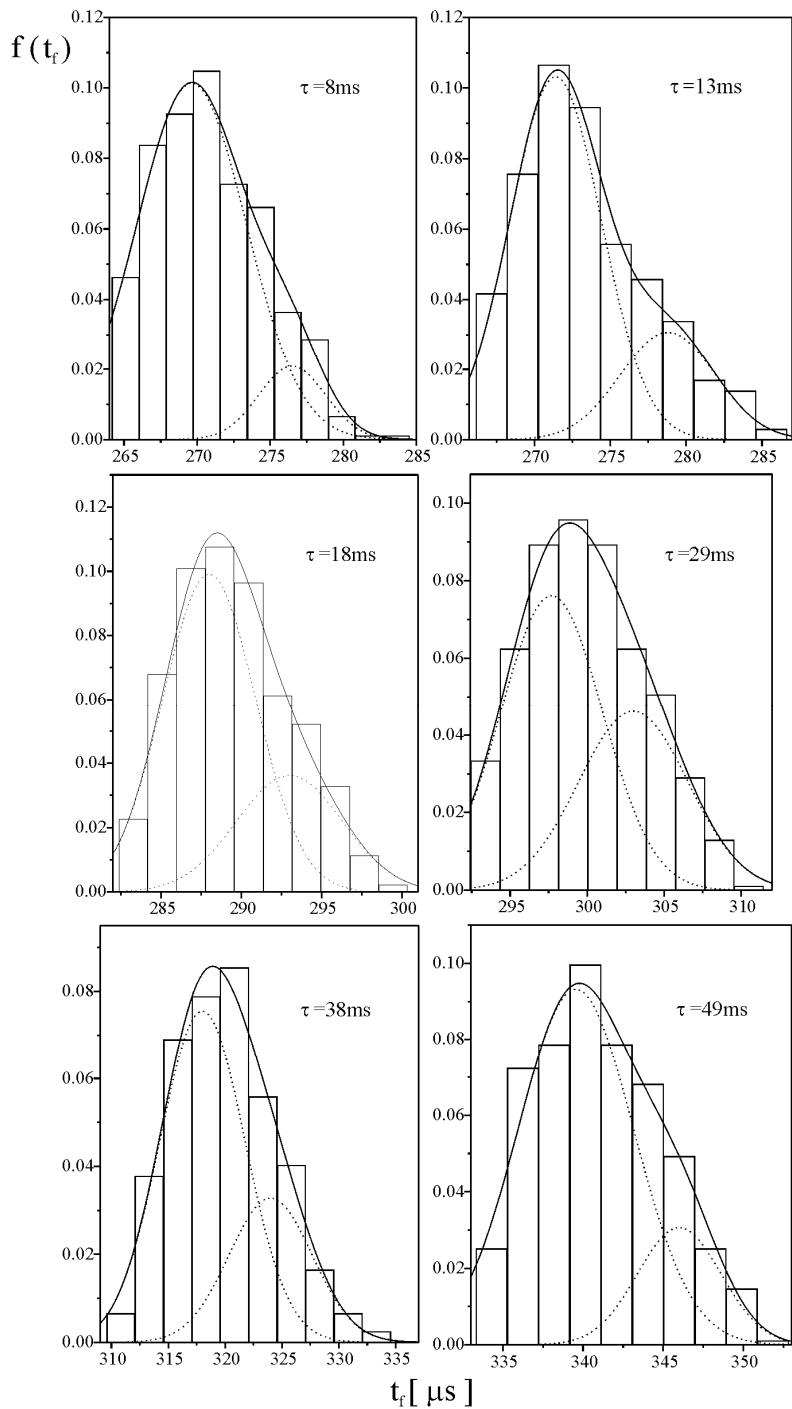
Slika 5.7a) SEM snimci površine galvanske prevlake



Slika 5.7b) EDX snimci površine galvanske prevlake



Slika 5.8 Uticaj osvetljavanja infracrvenom, crvenom, belom svetlošću na ubrzanje raspada površinskih nanelektrisanja: a) uticaj na vreme formiranja praznjenja, b) uticaj na standardnu devijaciju.

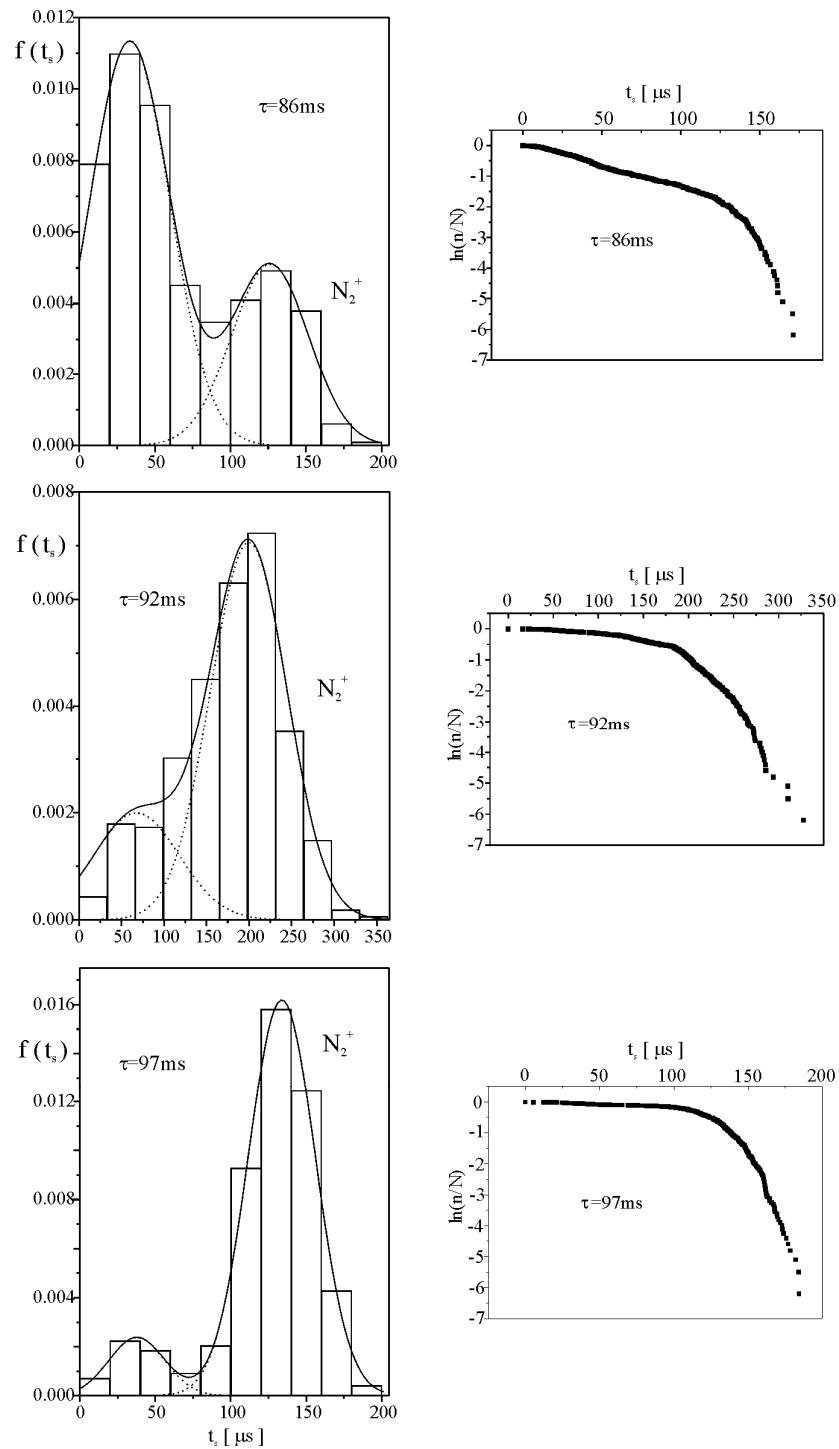


Slika 5.9 Proširene Gausove raspodele vremena formiranja praznjnenja u oblasti I sa slike 5.6, usled uticaja površinskih nanelektrisanja.

Maksimum standardne devijacije nastao usled konverzije (nakon $\tau \sim 20ms$) je vidno izražen kod merenja sa vakuumskom prevlakom i njegove su raspodele prikazane na slici 5.3. Kod galvanske prevlake je taj konverzioni maksimum maskiran velikim vrednostima standardne devijacije. Do konverzionog maksimuma ($\tau \approx 40ms$, slika 5.6), raspodele (slika 5.9) se šire zbog pojave N_2^+ jona sa većom pokretljivošću. Od konverzionog maksimuma na desno, raspodele se sužavaju što znači da nestaje neki mehanizam iniciranja odnosno neka čestica, i u ovom slučaju to su molekulski joni neon-a Ne_2^+ koji nestaju difuzijom i konverzijom u molekulske jone azota N_2^+ .

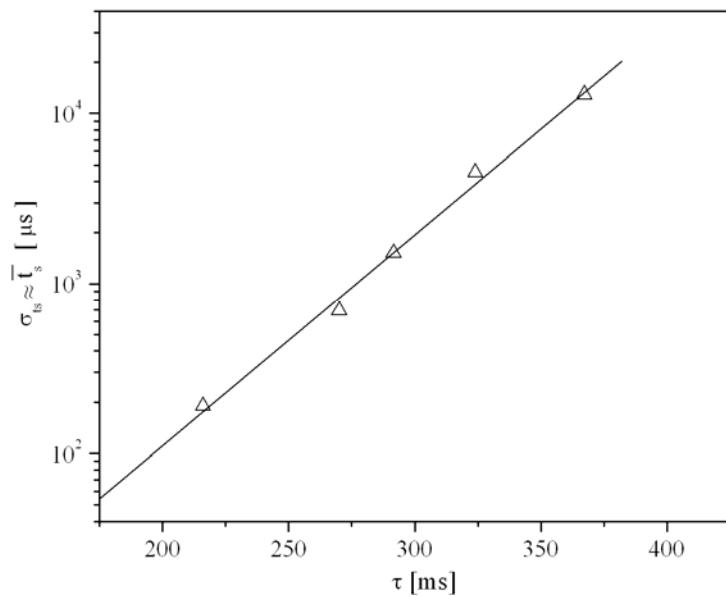
-jonska oblast II od $\tau \sim 70ms$ do stotinu ms vremena relaksacije sa uticajem površinskih nanelektrisanja na raspodele statističkog vremena kašnjenja. U toj oblasti javlja se kombinacija površinskog iniciranja i iniciranja iz gasne faze od strane molekulskih jona azota kao produkata konverzije, što se manifestuje dvostrukim Gausovim raspodelama za statističko vreme kašnjenja (slika 5.10). Površinskom iniciranju pripada leva Gausova raspodela sa kraćim vremenima jer inicijalni elektroni kreću sa površine katode, dok je maksimum druge Gausove raspodele (koja odgovara iniciranju iz gasne faze) vremenski pomeren u desno ka većim vremenima kašnjenja. Na osnovu ponašanja raspodela na slici 5.10 može se zaključiti da do maksimuma na $\tau \approx 90ms$ dominira površinsko iniciranje, a nakon toga počinje da slabi i u iniciranju počinju da dominiraju molekulski joni azota N_2^+ iz gasne faze. Do $\tau \approx 100ms$ raspodele se sužavaju (slika 5.6) i nakon toga prelaze u Gausove raspodele usled iniciranja samo jednom vrstom čestica, i to N_2^+ jonom.

Osvetljavanjem katode u našem eksperimentu, vreme kašnjenja poraste od stotinu na oko $170\mu s$, dok njegova standardna devijacija raste čak 25 puta (slika 5.8). Dakle, osvetljavanjem se uklanjanju inicijalni elektroni sa klastera zlata i kiseonika i statističko vreme kašnjenja značajno poraste, ali se uvode i dodatna pozitivna površinska nanelektrisanja koja otežavaju formiranje i ono takođe raste. Primećeno je da se osvetljavanjem indukovana površinska nanelektrisanja zadržavaju i do 3-4 dana.

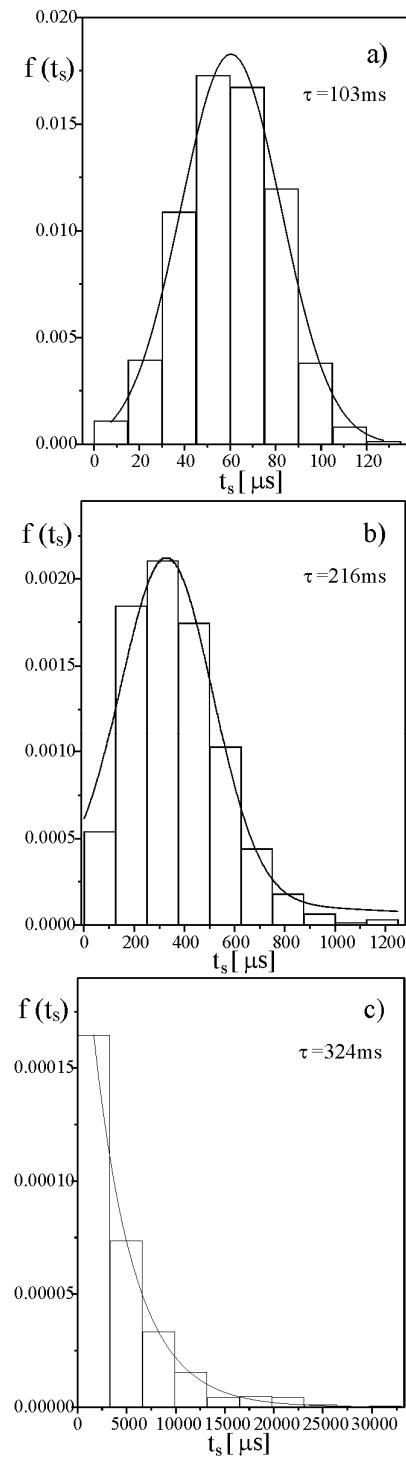


Slika 5.10 Dvostrukе Gausove (bi-normalne) raspodele statističkog vremena kašnjenja i njihovi Laueovi dijagrami u oblasti II sa slike 5.6.

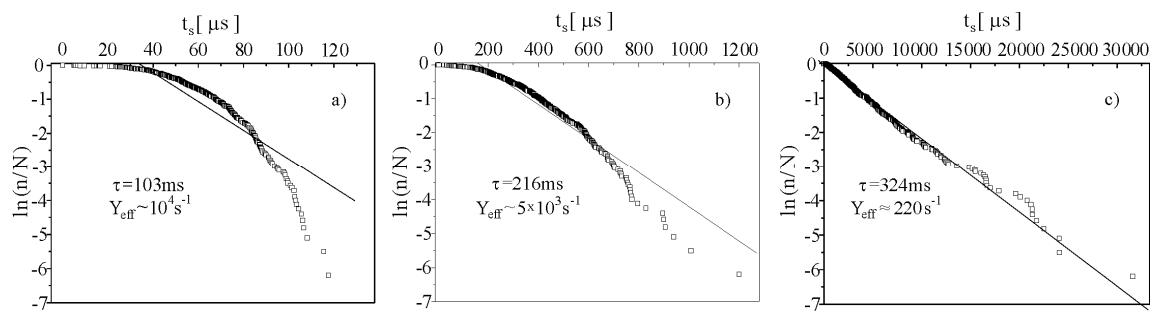
-u oblasti III posle stotinu milisekundi vremena relaksacije (slika 5.6) dobijaju se tri karakteristične raspodele statističkog vremena kašnjenja: Gausova, Gaus-eksponencijalna i eksponencijalna raspodela (slika 5.12). U toj oblasti u iniciranju proboga dominiraju N_2^+ joni iz gasne faze. Oni nestaju difuzijom i njihova frekvencija gubitaka je određena iz nagiba memorijске krive prema relaciji $\nu = \ln(\overline{t_s} / \overline{t_{s0}}) / \tau$ (Marković et al 1997b) do skoro četiri stotine milisekundi vremena relaksacije (slika 5.11) i iznosi $\nu = 30 s^{-1}$. Sa druge strane, difuzioni gubici se dobijaju na osnovu relacije $\nu = D / \Lambda^2$, odakle se izračunava koeficijent difuzije $D = 34 cm^2 s^{-1}$. Ovo je potvrda da u iniciranju dominiraju N_2^+ joni, jer koeficijent difuzije molekulskih jona azota prisutnih kao nečistoće u neonu je određen u radu Märk et al (1971) i iznosi $D = 35 cm^2 s^{-1}$. Nakon toga, sa smanjenjem elektronskog prinosa Gausova raspodela prelazi u Gaus-eksponencijalnu i eksponencijalnu (slika 5.12) što potvrđuje ranije rezultate merenja sa vakuumskom prevlakom.



Slika 5.11 Određivanje frekvencije gubitaka i koeficijenta difuzije molekulskih jona azota iz nagiba memorijске zavisnosti u oblasti III sa slike 5.6

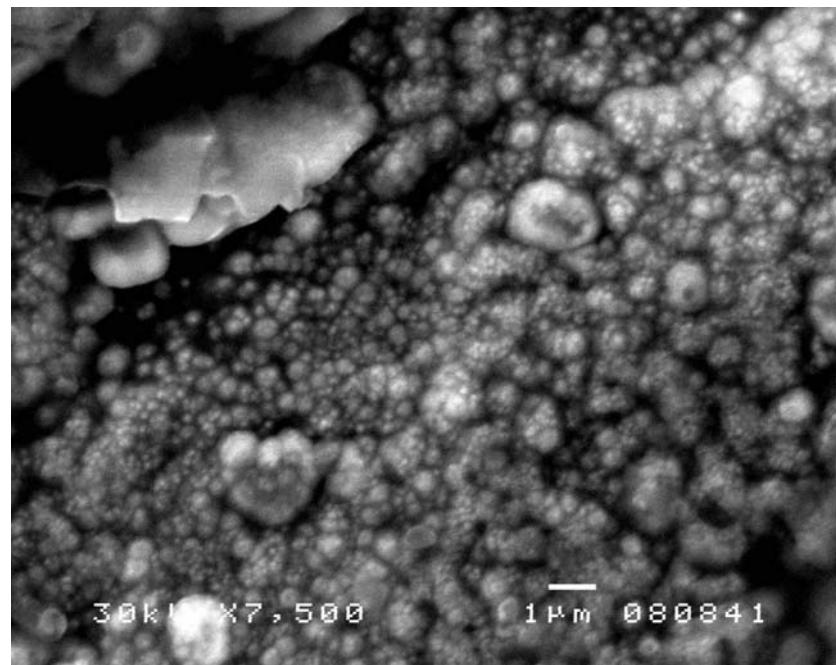


Slika 5.12 Tri karakteristične raspodele statističkog vremena kašnjenja u oblasti III sa slike 5.6: a) Gausova, b) Gaus-eksponencijalna, c) eksponencijalna raspodela.

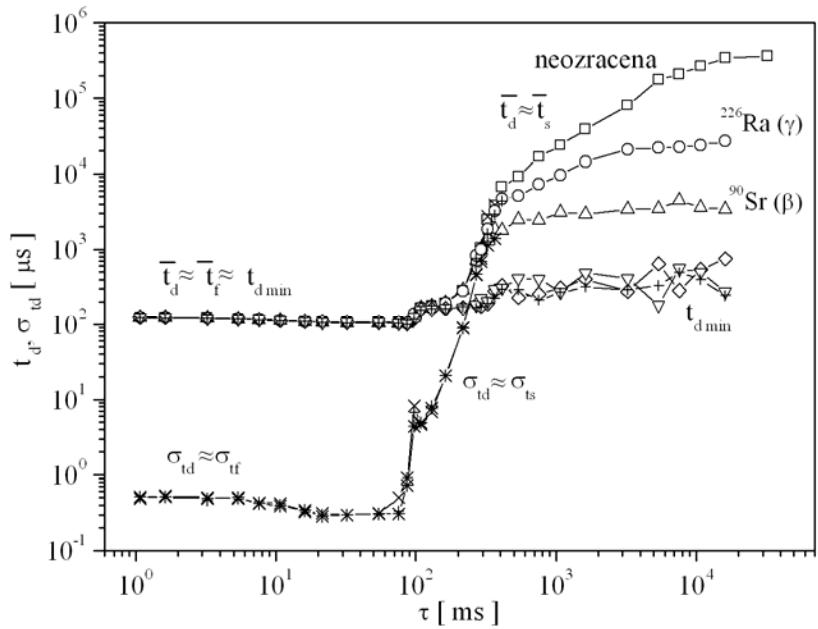


Slika 5.13 Laueovi dijagrami za tri karakteristične raspodele statističkog vremena sa slike 5.12: a) Gausova, b) Gaus-eksponencijalna, c) eksponencijalna raspodela.

Treba reći i to da delimično oštećena vakuumска prevlaka takođe pokazuje prisustvo površinskih nanelektrisanja, ali samo u raspodelama statističkog vremena jer je ono mnogo osetljivije na početne elektronske prinose u odnosu na vreme formiranja. Naša vakuumска prevlaka je bila delimično oštećena kod drugog punjenja cevi i na njoj se na SEM snimcima (slika 5.14) primećuju klasteri zlata i ostrvca sa oksidom.



Slika 5.14 SEM snimak površine delimično oštećene vakuumske prevlake



Slika 5.15 Uticaj ozračivanja na memoriju za galvansku prevlaku: a) radioaktivnim izvorom ^{226}Ra , b) radioaktivnim izvorom ^{90}Sr .

Uticaj ozračivanja radioaktivnim izvorima sa gama i beta zračenjem na vreme kašnjenja proba duž cele memorijске krive prikazan je na slici 5.15. Kod ozračivanja su korišćeni su radioaktivni izvori gama zračenja ^{226}Ra aktivnosti 25kBq i beta zračenja ^{90}Sr aktivnosti 222kBq , koji izbijaju komptonovske, odnosno sekundarne elektrone iz katode (Marković et al 1995). Primećuje se da ozračivanje u jonskom delu memorijске krive gde je $\bar{t}_d \approx \bar{t}_f$, ne utiče na vreme formiranja pražnjenja, kao što se moglo i očekivati. Naime, vreme formiranja pražnjenja kreće sa relativno visokog nivoa prejonizacije $\sim (10^6 - 10^7) \text{ cm}^{-3}$ (poglavlje 4.5) i mali intenziteti primenjenih zračenja ne mogu da utiču niti na vreme formiranja pražnjenja, niti na njegovu standardnu devijaciju. To je vidljivo i duž cele memorijске krive na slici 5.15, koristeći $t_{d \min}$ kao vreme formiranja, tj. $t_f \approx t_{d \ min}$.

Ozračivanje počinje da utiče tek u delu memorijske krive gde je $\bar{t_d} \approx \bar{t_s} \gg \bar{t_f}$ i utiče na t_s značajno ga smanjujući. Ovo se moglo očekivati, mada se u radu Maluckov et (2006b) tvrdi da osvetljavanje smanjuje vreme formiranja, a naročito njegovu standardnu devijaciju. Smanjenje standardne devijacije sa UV osvetljavanjem za isti faktor 56,4 kao i statističkog vremena, ukazuje da se radi o statističkom vremenu, a ne o vremenu formiranja, zato što $\sigma_{ts} \approx \bar{t_s}$ važi za statističko vreme, dok je u slučaju vremena formiranja $\sigma_{tf} \ll \bar{t_f}$, i to nekoliko redova veličine.

Da bi se dobile raspodele vremena formiranja uslov $\bar{t_s} \ll \bar{t_f}$ je neophodan ali ne i dovoljan, zato što je standardna devijacija statističkog vremena mnogo veća u odnosu na standardnu devijaciju vremena formiranja, pa je neophodno zadovoljiti i strožiji uslov $\sigma_{ts} \ll \sigma_{tf}$. Dakle, uticaj osvetljavanja mora biti dovoljno veliki da smanji $\bar{t_s}$ i σ_{ts} znatno ispod σ_{tf} , što je neophodno da bi se dobila raspodela vremena formiranja. Osim toga, nedovoljna rezolucija mernog sistema ne dozvoljava da se izmeri raspodela vremena formiranja kada je standardna devijacija vremena formiranja manja od rezolucije mernog sistema.

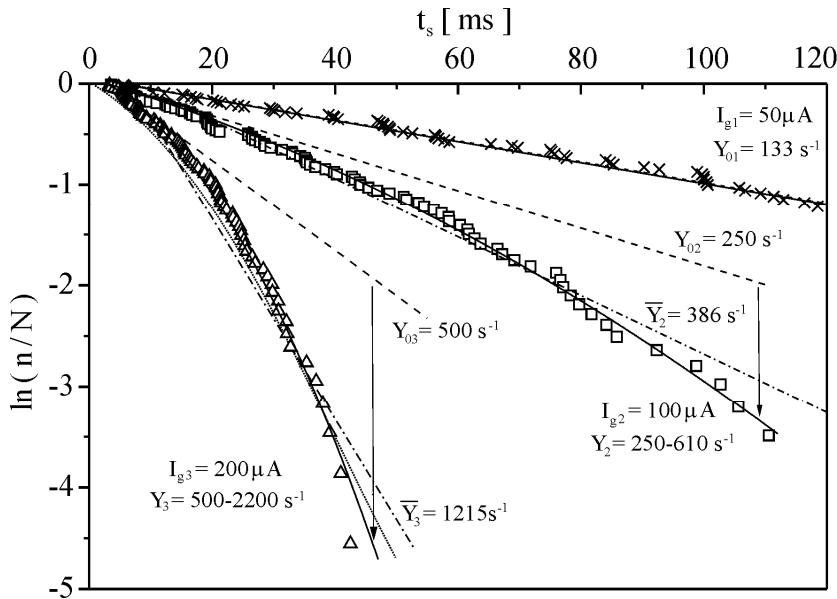
6 NESTACIONARNE EKSPONENCIJALNE RASPODELE STATISTIČKOG VREMENA KAŠNJENJA PROBOJA

U ovoj glavi eksperimentalno su dobijene i numerički modelovane nestacionarne eksponencijalne raspodele sa vremenski promenljivim parametrima za statističko vreme kašnjenja proboja. Za teorijsko opisivanje nestacionarnosti tokom merenja (poput desorpcije adsorbovanih gasova i nečistoća, raspršivanja (spaterovanja) nehomogenih slojeva i oksida, itd.) predloženi su odgovarajući fizički modeli koji daju dobro slaganje sa eksperimentom. Takođe, izvršeno je i poređenje sa dosadašnjim modelima zasnovanim na Weibull-ovoj raspodeli čiji parametri nemaju fizičko značenje u ovom slučaju. U prvom poglavlju ove glave izložena su merenja sa vakuumskom prevlakom na katodi, a u drugom poglavlju merenja sa galvanskom prevlakom.

6.1 Merenja sa vakuumskom prevlakom

Kada su elektronski prinos u međuelektrodnom prostoru Y i verovatnoća proboja P konstantne veličine diskretna elektronska statistika je homogena u vremenu, odnosno to je stacionarna Poasonova statistika. Drugim rečima, verovatnoća pojave l elektrona se opisuje homogenom ili stacionarnom Poasonovom raspodelom $w(l) = e^{-YPt_s} (YPt_s)^l / l!$. Diskretna elektronska statistika prelazi u kontinualnu statistiku vremena kašnjenja proboja ako se t_s

uzima do pojave prvog uspešnog elektrona tj. $w(l=0) = e^{-YPt_s}$. Dakle, pri električnim probajima pravougaonim ili step impulsima sa zanemarljivim raspršivanjem površine katode, raspodela statističkog vremena kašnjenja proboja je data homogenom ili stacionarnom eksponencijalnom raspodelom. Ta raspodela se linearizuje u polu-logaritamskom predstavljanju i odgovarajući Laue dijagram je predstavljen pravom linijom (slučaj 1 na slici 6.1 za malu jačinu struje pražnjenja $I_{g1} = 50 \mu A$). Iz nagiba se određuje elektronski prinos u obliku $Y_{01} = -(1/P) \ln(n/N)/t_s = 133 s^{-1}$, a verovatnoća proboja $P = 0.075$ je izračunata na osnovu teorijskog izraza (Wijsman 1949) ili se alternativno može odrediti na osnovu napomske zavisnosti eksperimentalnih podataka za vreme kašnjenja proboja (Marković 1993, Marković et al 1994a).



Slika 6.1 Laueovi dijagrami statističkog vremena kašnjenja za vakuumsku prevlaku fitovani nestacionarnim eksponencijalnim raspodelama (pone linije), stacionarnim eksponencijalnim raspodelama (isprekidane i crta-tačka linije) i Weibull-ovom raspodelom (tačkasta linija za slučaj 3 sa $I_{g3} = 200 \mu A$).

Kada su elektronski prinos u međuelektrodnom prostoru Y i/ili verovatnoća probaja P vremenski zavisne veličine statistika električnih probaja je nehomogena u vremenu ili nestacionarna Poasonova. Verovatnoća pojave elektrona je data nehomogenom ili nestacionarnom Poasonovom raspodelom, koja prelazi u nehomogenu ili nestacionarnu kontinualnu raspodelu za statističko vreme kašnjenja probaja t_s . Dakle, električni probaji sa vremenski zavisnim elektronskim prinosom Y i/ili verovatnoćom probaja P (koja uključuje α i γ) zahteva uvođenje nestacionarne eksponencijalne raspodele sa vremenski zavisnim parametrom raspodele. Nestacionarna eksponencijalna raspodela za statističko vreme kašnjenja probaja se može izvesti na analogan način kao što je to urađeno za stacionarnu (Kiseljev 1965, Marković et al 2006), i izražava se relacijom:

$$F(t_s) = 1 - \exp \left[- \int_0^{t_s} Y(t) P(t) dt \right] \quad (6.1)$$

gde se vreme formiranja pražnjenja t_f može zanemariti ili se oduzima od izmerenog ukupnog vremena kašnjenja probaja t_d . Udeo n/N vremena kašnjenja većih od t_s je dat relacijom:

$$n/N = 1 - F(t_s) = \exp \left[- \int_0^{t_s} Y(t) P(t) dt \right] \quad (6.2)$$

Iz nagiba linearog fita eksperimentalnih podataka (slika 6.1, slučaj 2 za $I_{g2} = 100\mu A$ i slučaj 3 za $I_{g3} = 200\mu A$) može se izvesti srednja vrednost elektronskog prinosa $\bar{Y}_2 = 386 s^{-1}$, odnosno $\bar{Y}_3 = 1215 s^{-1}$. Oni odgovaraju primeni stacionarne eksponencijalne raspodele na navedeni skup merenja (crtatačka linije za slučajeve 2, odnosno 3) i vidi se da je ona neadekvatna. Zakrivljenje Laueovih dijagrama za slučajeve 2 i 3 ka kraćim vrednostima

vremena kašnjenja proboja (konveksnost na desno) ukazuje da su Y i/ili P rastuće funkcije vremena. Porast elektronskog prinosa u prvoj aproksimaciji može se opisati linearnom zavisnošću:

$$Y_i = Y_{0i}(1 + \lambda_i t) \quad (6.3)$$

koja opisuje porast elektronskih prinosa u toku jedne serije merenja, a λ_i su odgovarajući parametri porasta. Sekundarni elektronski prinos koji figuriše u izrazu za verovatnoću proboja P , može se opisati relacijom:

$$\gamma = \gamma_s(1 \pm ct) \quad (6.4)$$

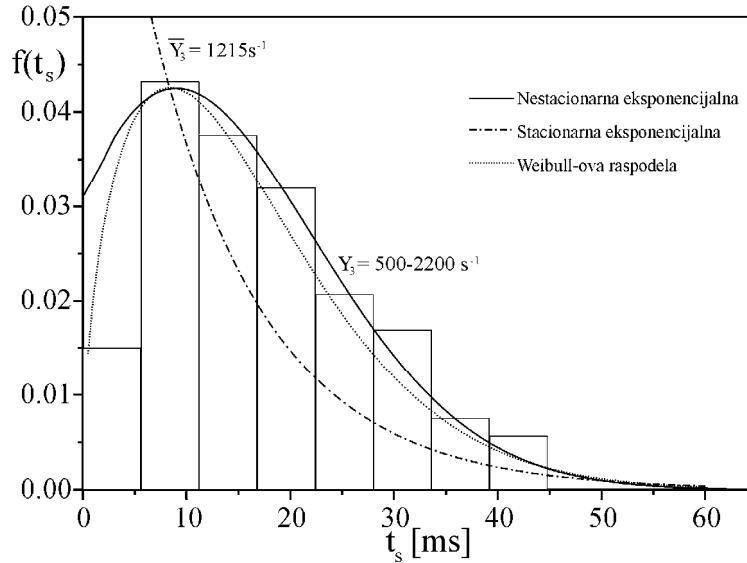
U našim uslovima kada su varijacije statičkog probojnog napona U_s reda volti u jednoj seriji merenja, nagib je $c \approx 0$ i varijacije sekundarnog elektronskog prinsa se mogu zanemariti, tj. tada važi da je $\gamma \approx \gamma_s$. Na osnovu fitovanja eksperimentalnih podataka dobijene su vrednosti elektronskog prinsa i parametara porasta i one sukcesivno iznose: $Y_{01} = 133s^{-1}$, $Y_{02} = 250s^{-1}$, $Y_{03} = 500s^{-1}$, odnosno $\lambda_1 \approx 0s^{-1}$, $\lambda_2 \approx 13s^{-1}$ i $\lambda_3 \approx 85s^{-1}$, sa odgovarajućim intervalima promena elektronskih prinsa Y_i označenim na slici 6.1.

S obzirom da se Weibull-ova raspodela vrlo često koristi kod statistike proboja gasovitih ali i čvrstih i tečnih dielektrika, radi poređenja je na slučaj 3 primenjena dvoparametarska Weibull-ova raspodela (NIST/SEMATECH, Wackerly et al 1996):

$$f(t_s) = (\beta / \eta)(t_s / \eta)^{\beta-1} \exp[-(t_s / \beta)^\beta] \quad (6.4)$$

i fit je prikazan tačkastom linijom na slici 6.1. Najbolji fit eksperimentalnih podataka primenom navedene dvoparametarske Weibull-ove raspodele je dobijen za vrednosti parametara $\beta = 1,5$ i $\eta = 17,5ms$ koji u ovom slučaju nemaju fizičkog značenja. Pored fitovanja Laueovih dijagrama na slici 6.1, na slici 6.2 je

prikazan fit eksperimentalne gustine raspodele statističkog vremena kašnjenja za slučaj 3 na osnovu istih raspodela: nestacionarnom eksponencijalnom (puna linija), stacionarnom eksponencijalnom (linija crta-tačka) i Weibull-ovom raspodelom (tačkasta linija).



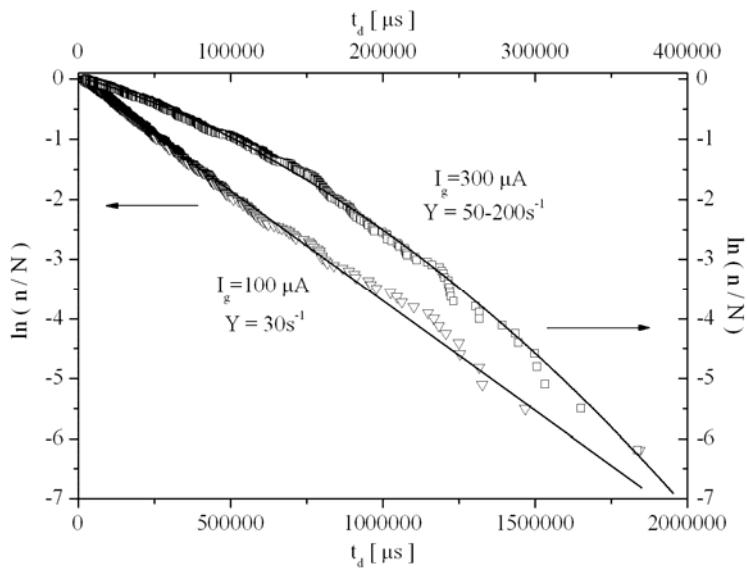
Slika 6.2 Gustina raspodele statističkog vremena kašnjenja za vakuumsku prevlaku fitovana nestacionarnom eksponencijalnom raspodelom (puna linija), stacionarnom eksponencijalnom raspodelom (linija crta-tačka) i Weibull-ovom raspodelom (tačkasta linija) za slučaj 3.

Na osnovu slika 6.1 i 6.2, može se zaključiti sledeće: ako se nestacionarna eksponencijalna raspodela eksperimentalnih podataka za statističko vreme kašnjenja probaja fituje stacionarnom eksponencijalnom raspodelom nikakvim izborom konstantnog parametra raspodele ne može se korektno opisati zakriviljenje Laueovih dijagrama ka kraćim vremenima kašnjenja. U slučaju primene Weibull-ove raspodele zakriviljenje dijagrama je korektno opisano ali parametri parametri Weibull-ove raspodele nemaju fizičko značenje u ovom slučaju. Dakle, pri vremenskim nestabilnostima katode kao što je povećano

raspršivanje (spaterovanje) usled povećane gustine struje, raspodele statističkog vremena kašnjenja proboga su nestacionarne eksponencijalne sa vremenski zavisnim elektronskim prinosom i/ili verovatnoćom proboga i nekorektno je opisivati ih stacionarnim raspodelama.

6.2 Merenja sa galvanskom prevlakom

Kod merenja sa galvanskom prevlakom primećeno je da kod većih gustina struje pražnjenja Laueovi dijagrami zakriviljuju ka kraćim vremenima kašnjenja (slika 6.3), dok kod manjih gustina struje zakriviljuju ka dužim vremenima kašnjenja (slika 6.4), u odnosu na stacionarnu eksponencijalnu raspodelu dobijenu pri nekoj srednjoj struji od $I_g = 100 \mu A$ (sa linearnim Laueovim dijagramom).



Slika 6.3 Laueovi dijagrami statističkog vremena kašnjenja za galvansku prevlaku dobijenih pri dvema različitim strujama, pri čemu je dijagram za $I_g = 300 \mu A$ fitovan nestacionarnom eksponencijalnom raspodelom, a za $I_g = 100 \mu A$ stacionarnom eksponencijalnom raspodelom.

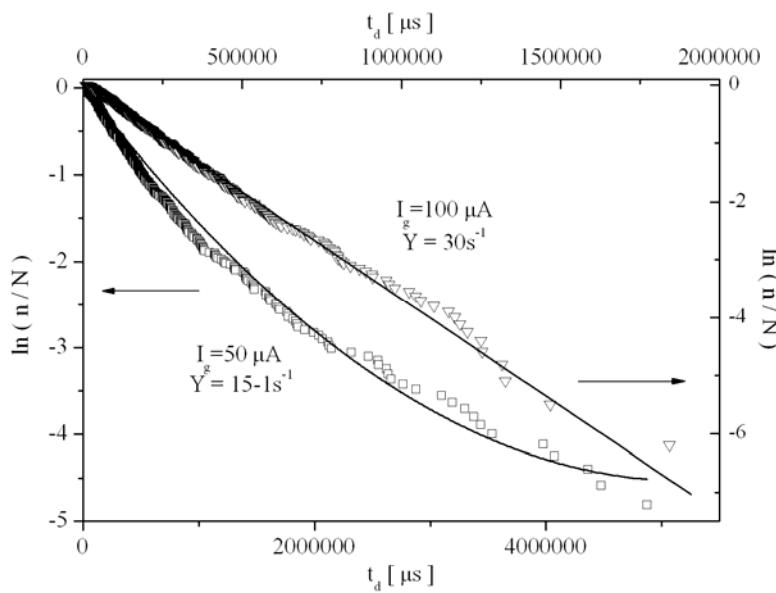
Na osnovu analize u prethodnom poglavlju, fitovanje na slici 6.3 je izvedeno primenom linearno rastućeg elektronskog prinosa izraženog relacijom:

$$Y = Y_0(1 + \lambda t), \quad (6.5)$$

gde su vrednosti fitujućih parametara $Y_0 = 48,3 s^{-1}$ i $\lambda \approx 7,1 s^{-1}$. Kod fitovanja Laueovog dijagrama na slici 6.4 za $I_g = 50 \mu A$, elektronski prinos opada i to opadanje je sada opisano relacijom:

$$Y = Y_0(1 - \lambda t), \quad (6.6)$$

pri čemu su vrednosti fitujućih parametara u ovom slučaju $Y_0 = 15 s^{-1}$ i $\lambda \approx 0,2 s^{-1}$.



Slika 6.4 Laueovi dijagrami statističkog vremena kašnjenja za galvansku prevlaku dobijenih pri dvema različitim strujama, pri čemu je dijagram za $I_g = 50 \mu A$ fitovan nestacionarnom eksponencijalnom raspodelom, a za $I_g = 100 \mu A$ stacionarnom eksponencijalnom raspodelom.

Na obema slikama je prikazana ista stacionarna eksponencijalna raspodela koja ima konstantan elektronski prinos $Y = 30s^{-1}$ i linearan fit eksperimentalnih podataka (slike 6.3 i 6.4).

Na osnovu slika 6.3 i 6.4 može se zaključiti da veće gustine struje iznad neke nominalne vrednosti, zbog povećanog raspršivanja dovode do stvaranja mikroneravnina, odnosno mikrokratera na površini katode i emisivnost površine katode raste. Nasuprot tome, male gustine struje imaju efekat glaćanja ili peglanja mikroneravnina i smanjenja emisivnosti površine katode. Osim toga, korišćena galvanska prevlaka dozvoljava veću gusinu struje koja ne prouzrokuje stvaranje mikroneravnina i porasta emisivnosti površine katode, odnosno zakrivljenje Laueovih dijagrama ka kraćim vremenima kašnjenja probaja.

7 ZAKLJUČAK

U ovoj disertaciji je primenjeno više novih modela za opisivanje eksperimentalnih zavisnosti vremena formiranja pražnjenja od napona (model sa vremenskim i prostornim razvojem elektronske lavine, empirijski i semiempirijski). Pored toga primjenjeni su i modeli iz literature u izvornom obliku, kao i sa empirijskim korekcijama. Uopšte uzevši, kod modela u literaturi dobro slaganje sa našim eksperimentalnim podacima se postiže samo na niskim prenaponima, dok je na visokim prenaponima neophodna empirijska korekcija. Sa predloženim empirijskim korekcijama dobija se odlično slaganje sa merenjima preko celog opsega primenjenih napona. Eksperimentalno ustanovljeno opadajuće ponašanje vremena formiranja pražnjenja sa porastom napona (Schade 1937, Morgan 1956, Marković et al 2007a), sada je potvrđeno sa više modela različitog stepena teorijske zasnovanosti (Schade 1937, Davidson 1953, 1955, 1962, Marković et al 2007a, Stamenković et al 2009).

Vreme formiranja pražnjenja počinje sa relativno visokog nivoa prejonizacije i sastoјi se uglavnom od vremena potrebnog da elektronska lavina dostigne kritičnu veličinu do početka značajne distorzije spoljašnjeg električnog polja usled porasta prostornog nanelektrisanja. Nakon toga, lavina se razvija mnogo brže i vreme za taj brzi razvoj u okviru Taunzendovog modela višestrukih lavina je relativno kratko (reda $\sim \mu\text{s}$), pa se u mnogim slučajevima može zanemariti u odnosu na ukupno vreme formiranja.

Pored modela koji u sebi sadrži opisivanje vremenskog i prostornog razvoja elektronske lavine i koji se pokazao najboljim u opisivanju $t_f(U)$ zavisnosti čak i u odnosu na mnogo matematički komplikovanije modele, ni ostali primjenjeni modeli nisu za potcenjivanje. Empirijski modeli iz literature zasnovani na stepenim funkcijama su pokazali dobro slaganje sa eksperimentalnim podacima samo na niskim prenaponima, ovde su sa adekvatnim korekcijama postigli slaganje sa eksperimentom u celom opsegu primjenjenih napona.

Osim toga, predložene nove relacije za opisivanje $t_f(U)$ zavisnosti u obliku eksponencijalnih funkcija i proizvoda stepenih i eksponencijalnih funkcija pokazuju odlično slaganje sa eksperimentalnim podacima. Predloženi su i semiempirijski modeli zasnovani na eksponencijalnom porastu koncentracija elektrona i jona u slabo perturbovanom električnom polju i to model bez singulariteta primenljiv na relativno visokim prenaponima ($> 20\%$) i model sa singularitetom na statičkom probajnom naponu ($t_f \rightarrow \infty$ za $U \rightarrow U_s$) primenljiv u celokupnom opsegu prenapona.

Što se tiče modela iz literature, umesto slabo naponski promenljivog parametra $a(U)$ iz Schade-ovog modela (Schade 1937) predložen je linearno rastući parameter $a(U)$, kao i $a(U)$ sastavljen od eksponencijalnog i linearne dela, dok je umesto linearne parametra porasta $\lambda(U)$ iz Davidson-ovog modela (Davidson 1953, 1955, 1962) koji se pokazao neadekvatnim pri višim prenaponima, predložen eksponencijalno rastući parametar koji opisuje eksperimentalne podatke u celom opsegu primjenjenih napona.

Strogo matematičko izvođenje eksponencijalne raspodele za opisivanje statističkog vremena kašnjenja probaja dao je Kiseljev (1965), polazeći od binomne raspodele za pojavu elektrona u međuelektrodnom prostoru. Kada je mala verovatnoća pojave elektrona, binomna raspodela se može približno opisati Poasonovom

raspodelom, a prelaskom sa statistike pojave elektrona na statistiku vremena kašnjenja dolazi se do integralne eksponencijalne raspodele za vreme kašnjenja probaja. Kada verovatnoća pojave elektrona nije mala, polazeći ponovo od binomne raspodele izvedene su dve nove raspodele za statističko vreme kašnjenja probaja: Gaus-eksponencijalna i Gausova, koje su i eksperimentalno dobijene u azotu (Marković et al 2006) i neonu (Marković et al 2009). U radu Marković et al (2009) eksperimentalno su dobijene i Gausova i dvostruka Gausova raspodela za vreme formiranja pražnjenja, ali i određena korelacija vremena formiranja pražnjenja i statističkog vremena kašnjenja.

Kod proučavanja fluktuacija i korelacija vremena formiranja pražnjenja statističkog vremena kašnjenja merenja su izvedena pri različitim nivoima prejonizacije i dobijene su Gausove raspodele za vreme formiranja pražnjenja do dvadesetak milisekundi nakon prekida pražnjenja. Vreme formiranja pražnjenja raste linearno sa porastom vremena relaksacije u skladu sa eksponencijalnim raspadom molekulskih jona neona nakon prekida pražnjenja. Nakon toga, dobijene su dvostrukе Gausove (binormalne) raspodele za vreme formiranja pražnjenja koje odgovaraju iniciranju probaja sa dve vrste čestica, i to molekulskim jonima neona i molekulskim jonima azota nastalom konverzijom iz neonskih. Za statističko vreme kašnjenja probaja dobijene su tri karakteristične raspodele, i to: Gausova, Gaus-eksponencijalna i eksponencijalna raspodela. Merenja sa galvanskom prevlakom na katodi potvrđuju ranije iznetu tezu sa vakuumskom prevlakom da su vreme formiranja pražnjenja i statističko vreme kašnjenja zavisne veličine kada je $t_s < t_f$ i njihova korelacija teži jedinici pri visokim elektronskim prinosima elektrona.

Takođe, eksperimentalno su dobijeno nestacionarne eksponencijalne raspodele sa vremenski promenljivim parametrima za statističko vreme kašnjenja i za vakuumsku i za galvansku prevlaku. Za teorijsko opisivanje nestacionarnosti predloženi su jednostavni fizički modeli koji daju dobro slaganje sa eksperimentom.

Izvršeno je i poređenje sa dosadašnjim opisivanjem nestacionarnih raspodela na osnovu dvoparametarske Weibull-ove raspodele čiji parametri nemaju fizičko značenje, iako mogu formalno da opišu tok promena. I na kraju, kao zaključak možemo dodati da merenja vremena kašnjenja probaja podržana teorijski zasnovanim modelima različitog stepena složenosti, kao i poznavanje kinetike i statistike jednosmernih probaja mogu biti korisni i u proučavanju impulsnih, radiofrekventnih i ostalih sličnih pražnjenja.

8 LITERATURA

- Astrov Yu A, Shuval-Sergeev N A, Beregulin E V, Lodygin N A and Portsel L M 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 135502
- Bohme D K, Adams N G, Mosesman M, Dunkin A B and Ferguson E E 1970 *J. Chem. Phys. Rev.* **52** 5094
- Bošan Đ A 1956 *TD-PO* 2, Elektronska industrija Niš (Zavodi R.R.)
- Bošan Đ A 1975 *Doktorska disertacija*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Beogradu
- Bošan Đ A 1978 *Proc. 5th Int. Conf. on Gas Discharges* (Liverpool, UK) (Stevenage: IEEE) p 273
- Bošan Đ A and Pejović M M 1979 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **12** 1699
- Bošan Đ A, Pejović M M and Vujović M V 1980 *Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae*, Tomus **49** (1-3) 23-28
- Bošan Đ A, Radović M K and Krmpotić Đ 1986 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** 2343
- Bošan Đ A and Jovanović T V 1992 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 436
- Bošan Đ A 1993 *Invited Lecture, 16th Symp. Phys. Ionized Gases* (Belgrade, Yugoslavia)
- Bošan Đ A, Radović M K and Jovanović T V 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 286
- Bošan Đ A 1996 *in Low Temperature and General Plasmas*, ed. M Milosavljević i Z Petrović (Nova Sciences Publishers, Inc.)
- Coolen F C M, van Schaik N and Steenhuijsen L W G 1978 *Physica B and C* **93** 253

- CRC Handbook of Chemistry and Physics 2003-2004, 84th edition (CRC Press., Boca Raton, USA)
- Dutton J, Haydon S C and Jones F L 1953, with mathematical appendix by P. M. Davidson, *Brit. J. Appl. Phys.* **470** 170
- Davidson P M 1955 *Phys. Rev.* **99** 1072
- Davidson P M 1962 *Proc. Phys. Soc.* **80** 143
- Davies A J, Evans S J and Jones F L 1964 *Proc. Roy. Soc. London, Series A* **281** 164
- Deutsch F 1965 *Proc. 7th International Conference on Phenomena of Ionized Gases* (Belgrade, Yugoslavia) 313
- Ernest A D, Haydon S C, Yumin W 1992 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 1187
- Gänger B 1953 *Der Elektrische Durchschlag von Gasen* (Springer-Verlag, Berlin)
- Hornbeck J A 1951 *Phys. Rev.* **84** 615
- Hubbard J C 1906 *Phys. Rev.* **22** 129
- Jaumann G 1895 *Wied. Ann.* **55** 656
- Kasner W H 1968 *Phys. Rev.* **167** 148
- Kiseljev Ju 1965 *Proc. 7th International Conference on Phenomena of Ionized Gases* (Belgrade, Yugoslavia) 838
- Kruithof A A and Penning F M 1937 *Physica (Amsterdam)* **4** 430
- Kunhardt E E and Luessen L H (ed) 1983 *Electrical Breakdown and Discharges in Gases, Part B, Macroscopic Processes and Discharges* (New York, Plenum Press)
- Llewellyn - Jones F 1983 in *Electrical Breakdown and Discharges in Gases, Part A, Fundamental Processes and Breakdown* (New York, Plenum Press)
- Llewellyn - Jones F and de la Perrelle E T 1953 *Proc. Roy. Soc. A* **216** 267
- Lawrence E O and Linford L B 1930 *Phys. Rev.* **36** 482
- Linford L B 1930 *Phys. Rev.* **36** 1100
- Loeb L B 1948 *Proc. Phys. Soc.* **60** 561
- Maluckov Č A, Karamarković J P and Radović M K 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 1344

- Maluckov Č A 2004 *Doktorska disertacija*, Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu
- Maluckov Č A, Karamarković J P, Radović M K and Pejović M M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5328
- Maluckov Č A, Karamarković J P and Radović M K 2005 *Contrib. Plasma Phys.* **45** 118
- Maluckov Č A, Karamarković J P, Radović M K and Pejović M M 2006a *Phys. Plasmas* **13** 083502
- Maluckov Č A, Karamarković J P, Radović M K and Pejović M M 2006b *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 2
- Malter L 1936 *Phys. Rev.* **50** 48
- Marković V Lj 1993 *Doktorska disertacija*, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu
- Marković V Lj, Petrović Z Lj and Pejović M M 1994a *J. Chem. Phys.* **100** 8514
- Marković V Lj, Pejović M M and Petrović Z Lj 1994b *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 979
- Marković V Lj i Pejović M M 1995 *Zbornik radova XXXIX Konferencije ETRAN IV* (Zlatibor, Jugoslavia) 90
- Marković V Lj, Petrović Z Lj and Pejović M M 1996a *J. Phys. III France* **6** 959
- Marković V Lj, Pejović M M and Petrović Z Lj 1996b *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **16** 195
- Marković V Lj, Pejović M M and Petrović Z Lj 1996c *13th ESCAMPIG Vol. 20 Part A* (Poprad, Slovakia) 45
- Marković V Lj, Petrović Z Lj and Pejović M M 1997a *Plasma Sources Sci. Technol.* **6** 240
- Marković V Lj, Pejović M M, Petrović Z Lj and Manela S S 1997b *Balkan Physics Letters* **5** 133
- Marković V Lj, Gocić S R and Radović M K 1999 *Eur. Phys. J. AP* **6** 303
- Marković V Lj, Gocić S R, Stamenković S N, Petrović Z Lj and Radmilović M 2001 *Eur. Phys. J. AP* **14** 171

- Marković V Lj, Gocić S R, Stamenković S N and Petrović Z Lj 2002 *Proc. 21th Symp. Phys. Ionized Gases (Sokobanja, Yugoslavia)* 422
- Marković V Lj, Gocić S R and Stamenković S N 2004 *Metode bazirane na statistici u fizici jonizovanih gasova* (Prirodno-matematički fakultet, Niš)
- Marković V Lj, Gocić S R, Stamenković S N and Petrović Z Lj 2005a *Phys. Plasmas* **12** 073502
- Marković V Lj, Stamenković S N, Gocić S R and Petrović Z Lj 2005b *Contrib. Plasma Phys.* **45** 476
- Marković V Lj, Gocić S R and Stamenković S N 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 3317
- Marković V Lj, Gocić S R and Stamenković S N 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 015207
- Marković V Lj, Stamenković S N, Gocić S R and Đurić S M 2007a *Eur. Phys. J. AP* **38** 73
- Marković V Lj, Gocić S R, Stamenković S N and Petrović Z Lj 2007b *Phys. Plasmas* **14** 103504
- Märk T D and Oskam H J 1971 *Z. Phys. Rev.* **247** 84
- Meek J M and Craggs J D 1953 *Electrical Breakdown of Gases* (Oxford, Clarendon Press)
- Meek J M and Craggs J D 1978 *Electrical Breakdown of Gases* (John Wiley & Sons, Chichester)
- Mijović B 1985 *Doktorska disertacija*, Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu
- Morgan C G 1956 *Phys. Rev.* **104** 566
- Morgan C G 1978 in *Electrical Breakdown of Gases* ed. Meek J M and Craggs J D (Wiley, Chichester)
- Moss R S, Eden J G and Kushner M J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2502
- NIST/SEMATECH e-Handbook of Statistical Methods, <http://www.itl.nist.gov/div898/handbook/date>
- Paetow H 1939 *Z. Phys.* **111** 770

- Phelps A V 1959 *Phys. Rev.* **114** 1011
- Phelps A V and Petrović Z Lj 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** R21
- Petrović Z Lj, Marković V Lj, Pejović M M and Gocić S R 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1756
- Pejović M M and Mijović B 1988 *Ž. Teh. Fiz.* **58** 2124
- Pejović M M, Ristić G S and Karamarković J P 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** R91
- Petrović Z Lj, Škoro N, Marić D, Mahony C M O, Maguire P D, Radmilović-Rađenović M and Malović G 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 194002
- Petrović Z Lj and Phelps A V 1993 *Phys. Rev. E* **47** 2806
- Petrović Z Lj and Phelps A V 1993 *Phys. Rev. E* **56** 5920
- Philbrick J, Mehr F J and Biondi M A 1969 *Phys. Rev.* **181** 271
- Radović M K 1987 *Doktorska disertacija*, Elektronski fakultet Univerziteta u Nišu
- Radović M K, Stevanović O M and Maluckov Č A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 1206
- Radović M K, Jovanović T V, Maluckov Č A and Stevanović O M 2003 *Contrib. Plasma Phys.* **43** 78
- Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin)
- Schade R 1937 *Z. Phys.* **104** 487
- Shao T, Sun G, Yan P, Wang J, Yuan W, Sun Y and Zhang S 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2192
- Spasić I V 2003 *Magistarska teza*, Prirodno-matematički fakultet Univerziteta u Nišu
- Spasić I V, Radović M K, Pejović M M and Maluckov Č A 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2615
- Spiegel M R 1988 *Shaum's Outline of Theory and Problems of Probability and Statistics* (McGraw-Hill, New York)
- Stamenković S N, Marković V Lj and Gocić S R 2009 *Eur. Phys. JAP* **45** 11003
- Steenhuijsen L W G 1981 *Beitr. Plasmaphys.* **21** 301
- Stefanović I and Petrović Z Lj 1997 *Jpn. J. Appl. Phys.* **21** 1529

- Tachibana K, Harima H and Urano Y 1982 *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1* **21** 1529
- Thomson J J 1900 *Phil. Mag.* **50** 278
- Wackerly D D, Mendenhall W III and Sheaffer R L 1996 *Mathematical Statistics with Applications* (Duxbury Press, Belmont)
- Wijsman R A 1949 *Phys. Rev.* **75** 833
- von Engel A 1983 *Electric plasmas: their nature and uses* (Taylor & Francis Ltd, London and New York)
- von Laue M 1925 *Ann. Physik* **76** 261
- Zuber K 1925 *Ann. Physik* **76** 231