

UNIVERZITET U BEOGRADU

ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Mališa Alimpijević

**UTICAJ EKVIVALENTNE
TEMPERATURE MAKSVELOVOG
SPEKTRA GASA SLOBODNIH
ELEKTRONA NA PROBOJ GASOVA PRI
MALIM VREDNOSTIMA PRITISKA I
MEĐUELEKTRODNOG RASTOJANJA**

Doktorska disertacija

Beograd, 2015

UNIVERSITY OF BELGRADE

SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Mališa Alimpijević

**THE INFLUENCE OF EQUIVALENT
TEMPERATURE OF MAXWELL
SPECTRUM OF FREE ELECTRON GAS
SPECTRUM OF FREE ELECTRON FOR
GAS DISCHARGE AT SMALL
PRESSURE VALUES AND
INTERELECTRODE GAP**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2015

Mentor:

dr Jovan Cvetić, redovni profesor,

Univerzitet u Beogradu-Elektrotehnički fakultet

Članovi komisije:

dr Predrag Marinković, redovni profesor,

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

dr Milorad Kuraica, redovni profesor,

Univerzitet u Beogradu – Fizički fakultet

dr Branislav Jelenković, naučni savetnik Institut za fiziku,

Beograd, član SANU

dr Kovička Stanković, docent,

Univerzitet u Beogradu – Elektrotehnički fakultet

Datum odbrane:

ZAHVALNICA

Iskoristio bih priliku da se zahvalim mom mentoru dr Jovanu Cvetiću, redovnom profesoru, koji mi je ukazao na interesantnost teme spektra gasa slobodnih elektrona u gasovima i veoma mnogo mi pomogao, kako tokom pisanja rada, tako i prilikom publikovanja radova u časopisima i na kongresima. Zahvalnost takođe dugujem i ostalim kolegama sa kojima sam sarađivao, među kojima bih istakao dr Koviljku Stanković docenta, koja mi je pomogla u izražavanju merne nesigurnosti eksperimentalnog postupka i tokom obrade eksperimentalno dobijenih rezultata.

Tokom izrade teze, trudio sam se da rad bude napisan u skladu sa svim zakonskim, normativnim i uobičajenim propisima. Tu sam naišao na male probleme koje sam rešio kompromisno. Naime, deo očekivanih rezultata apostrofiranih u Izveštaju za ocenu podobnosti teme i kandidata, nije činio skladnu celinu sa glavnim ciljem rada, te sam bio prinuđen da deo rezultata rada dam u obliku Priloga. Takođe, propisi vezani za izradu repozitorijuma Univerziteta u Beogradu zahtevaju izravno pozivanje na reference, a samim tim i izvorne izvode iz referenci, što je rezultiralo time, da određeni broj dijagrama i tabela, datih u radu, nije u skladu sa SI sistemom. Zbog ovakvih nedoslednosti se izvinjavam čitaocima.

Naravno, najveću zahvalnost za pruženu podršku, razumevanje i ljubav dugujem mojim najmilijima, supruzi Suzani, sinovima Aleksi i Bogdanu i majci Mici.

Ovaj rad posvećujem mojoj dragoj i dobroj baki RUŽI JEVREMOVIĆ (1926-2011)

Uticaj ekvivalentne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona na proboj gasova pri malim vrednostima pritiska i međuelektrodnog rastojanja

Rezime

Polazeći od kinetičke teorije gasova, odnosno od Maksvelove raspodele po brzinama uz pretpostavku da se svaki gas može posmatrati kao smeša gasova koja se sastoji od atoma (molekula) gasa, jona gasa i gasa slobodnih elektrona uz poznate izraze za efikasni presek elastičnih interakcija, u integralnom obliku, izveden je izraz za prvi Tauzendov jonizacioni koeficijent. U tako izvedenim izrazima pod pretpostavkom Taunsendovog mehanizma proboja, koji je karakterističan za male vrednosti pritiska i međuelektrodnog rastojanja, figuriše ekvivalentna temperatura (energija) gasa slobodnih elektrona, kao direktna promenljiva u jonizacionim procesima. Iz tako dobijene zavisnosti izveden je izraz za proboj gasa.

U cilju ispitivanja zavisnosti probojnog napona od probojne temperature (energije) odgovarajućeg Maksvelovog gasa slobodnih elektrona, izvršena je teoretska analiza pomenute zavisnosti, što uključuje izvođenje izraza za zavisnosti probojnog napona od probojne temperature (energije slobodnih elektrona), pod pretpostavkom Taunsendovog mehanizma proboja i homogenog električnog polja. Provera adekvatnosti dobijenih izraza izvršena je poređenjem, pod usvojenim pretpostavkama, dobijenih rezultata sa odgovarajućim eksperimentalno dobijenim rezultatima. Eksperimentalni rezultati su dobijeni merenjem zavisnosti DC probojnog napona plemenitih gasova u okviru Pašenovog minimuma za homogeno električno polje. Pod istim uslovima vršena su i merenja vrednosti impulsnih probojnih napona (izuzetno sporim impulsnim naponom). Eksperimentalni postupak je vršen pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima uz kombinovanu mernu nesigurnost manju od 5%.

Dobijeni rezultati se odnose na: 1-analizu uslova pod kojim se na gas slobodnih elektrona, posmatran kao komponenta gasne smeše, može primeniti Maksvelova raspodela, odnosno Drajveštajnovne raspodele (veoma slična Maksvelovoj); 2-izvođenje

izraza za koeficijent jonizacije, pod pretpostavkom primenljivosti Maksvelove odnosno Drajveštajnovne raspodele, u zavisnosti od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja; 3-izvođenje uslova za proboj gasa prema Taunsendovom mehanizmu, na osnovu tako dobijenih koeficijenata jonizacije i određivanje koeficijenta u tako izvedenim uslovima za proboj; 4-poređenje dobijenih izraza za jonizacione koeficijente sa odgovarajućim izrazima prema Taunsendu i prema Takašiju; 5-prikaz zavisnosti parametara Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona od parametara izolacionog sistema izolovanog plemenitim gasom pri malim vrednostima pritiska pd .

Ključne reči: Plemenit gas, jonizacioni koeficijent, gas slobodnih elektrona, statistička raspodela.

Naučna oblast: Elektrotehnika i računarstvo

Uža naučna oblast: Električno pražnjenje u gasovima pri niskom pritisku.

UDK broj: 6:621.3

The Influence of Equivalent Temperature of Maxwell Spectrum of Free Electron Gas Spectrum of Free Electron for Gas Discharge at Small Pressure Values and Interelectrode Gap

Summary

Starting from the kinetic theory of gases, or more exactly, the Maxwell's distribution according to velocity on the assumption that each gas can be observed as a gas mixture consisting of gas atom (molecule), gas ion and free electrons gas with the known expressions for efficient cross-section of elastic interaction, in integral form, the first Townsend ionization coefficient was derived. In expressions derived in such way, and under assumption of the Townsend breakdown mechanism, which is typical of small pressure values and interelectrode distance, equivalent temperature (energy) of free electrons' gas, as well as direct variable in ionization processes. The expression for gas breakdown was derived from dependency obtained in such a way.

With the aim of investigating the breakdown voltage dependence on breakdown temperature (energy) of the corresponding Maxwell's gas of free electrons, the theoretical analysis of the mentioned dependence was performed, which includes deriving expressions for breakdown voltage dependence on breakdown temperature (free electrons' energy), on the assumption of the Townsend breakdown mechanism and homogeneous electric field. Taking into account the adopted assumptions the adequacy check out of the obtained expressions was completed by comparing the obtained results with the corresponding experimentally obtained results. The experimental results were obtained by measuring the DC breakdown voltage dependence of noble gases within the Paschen's minimum for a homogeneous electric field. A series of measurements was carried out for impulse breakdown voltage values (by exceptionally slow impulse voltage) under the same conditions. The experimental procedure was performed under well-controlled laboratory conditions combined with measurement uncertainty that was less than 5%.

The obtained results refer to: 1. The analysis of conditions under which the Maxwell's distribution can be applied the free electrons' gas, observed as the gas

mixture component, can be applied, or under which Druyvenstein's distribution (which is very similar to Maxwell's) can be applied; 2. Deriving the ionization coefficient expression, on the assumption of applicability of Maxwell's that is Druyvenstein's distribution, depending on the product of pressure and interelectrode distance; 2. Deriving the conditions for gas breakdown according to the Townsend mechanism, on the basis of ionization coefficients obtained in such a way and determining the coefficient under breakdown conditions derived in such manner; 4. The comparison of the obtained expressions for ionization coefficients with the corresponding expressions according to Townsend and Takashi; 5. The review of parameter dependence of the Maxwell's gas spectrum of free electrons in relation to the parameters of insulating system isolated by a noble gas at small values of the pd pressure.

Keywords: Noble gas, ionization coefficient, free electron gas, statistical distribution

Scientific field: Electrical Engineering

Special topic: Electrical discharge in gases at low pressure

UDC No: 6:621.3

SADRŽAJ

1 UVOD	1
1.1 Tipična pražnjenja u konstantnom električnom polju	1
1.2 Klasifikacija električnih pražnjenja u gasovima	4
1.3 Kratka istorija istraživanja električnih pražnjenja	5
1.4 Cilj rada	8
2 PONAŠANJE GASA SLOBODNIH ELEKTRONA U ELEKTRIČNOM POLJU	9
2.1 Pomeraj elektrona u slabo jonizovanom gasu pod dejstvom električnog polja	11
2.2 Energija elektrona u slabo jonizovanom gasu pod dejstvom električnog polja	17
2.3 Kinetička jednačina za elektrone u slabojonizovanom gasu koji se nalazi u električnom polju	21
2.4 Stacionarni spektar elektrona u polju za slučaj samo elastičnih gubitaka	23
3 PROBOJ GASOVA PRI NISKOM PRITISKU	26
3.1 Jonizacija	26
3.2 DC proboj gasova	34
3.3 Karakteristike DC probojnog napona gasova u homogenom električnom polju	39
3.4 Impulsni proboj gasova	49
4 EKSPERIMENT I OBRADA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA	51
4.1 Komora	51
4.1.1 Komora sa zamenljivim elektrodni sistemom	52
4.1.2 Gasno kolo za komore sa promenljivim parametrima	52
4.1.3 Elektrode i elektrodni sistem	55
4.2 Merni sistem	59
4.3. Eksperimentalni postupak i obrada eksperimentalnih rezultata	60
5 REZULTATI I DISKUSIJA	63
6 ZAKLJUČAK	102
PRILOG 1 Određivanje kinetičke jednačine za elektrone u slabojonizovanom gasu koji se nalazi u električnom polju	104

PRILOG 2 <i>U</i> test (Mann-Whitneyev-Wilcoxonova suma rangova).....	124
PRILOG 3 Pašenove krive.....	126
PRILOG 4 Uticaj mehanizma proboja levo od Pašenovog minimuma na probojnu temperaturu Maksvelvog spektra gasa slobodnih elektrona	131
PRILOG Dugovremensko dekondicioniranje gasnih odvodnika prenapona	143
LITERATURA.....	155

1 UVOD

Poreklo termina "gasna pražnjenja" je vezano za proces proticanja struje kroz gasni kondenzator pod naponom. Pojam "pražnjenje" kasnije se primenjivao na bilo koji protok električne struje kroz jonizovan gas, kao i na bilo koji proces jonizacije gasa izazvan električnim poljem. Budući da jonizovani molekuli gasova emituju svetlost, postalo je uobičajeno da se kaže da pražnjenje "svetli" ili "gori".

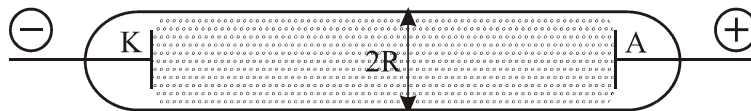
Po pravilu, protok električne struje je povezan sa električnim kolom sastavljenim od izvora provodnika i potrošača. Međutim, zatvoreno strujno kolo nije neophodno za usmereno kretanje naelektrisanja (električnu struju) u visokofrekventnim električnim poljima, ili u području elektromagnetnog zračenja. Takođe, mnogo efekata koji se mogu uočiti pri podvrgavanju gasova naizmeničnim električnim poljima i elektromagnetnim talasima (proboj, održavanje stanja jonizacije, rasipanje energije polja itd.) se, u principu, ne razlikuju od DC fenomena. Danas se svi ti procesi odnose na pražnjenja i obuhvaćeni su fizikom gasnih pražnjenja. Prema tome, moderno polje fizike gasnih pražnjenja bavi se procesima vezanim sa električnim strujama u gasovima, kao i stvaranjem odnosno održavanjem sposobnosti gasa da provodi električnu energiju i apsorbuje elektromagnetno zračenje.

Fizika gasnih pražnjenja pokriva veoma raznovrsne, složene pojave. Ona obuhvata veliki broj eksperimentalnih činjenica i teorijskih modela. Pre nego što se pristupi njihovoj analizi, korisno je izdvojiti i razjasniti glavne tipove procesa električnog pražnjenja u gasovima.

1.1 Tipična pražnjenja u konstantnom električnom polju

Relativno jednostavan eksperiment je osnova ispitivanja većine tipova pražnjenja. Dve metalne elektrode, spojene na DC napajanje, ugrađene su u staklenu epruvetu (slika 1.1). Epruveta (cev) je takva da se može prazniti i puniti različitim gasovima na različitim pritiscima. Zavisne, odnosno, nezavisne promenljive u ovom eksperimentu su

naponi između elektroda i struje u kolu. Skoro već 150 godina, ovaj klasični uređaj služi pri proučavanju procesa pražnjenja, a i dalje se primenjuje.



Slika 1.1 Tipična cev gasnog pražnjenja (Prema Y. P. Raizer [1])

Ukoliko se na elektrode priključi mali napon, nekoliko desetina volti (približno), ne dolazi do vidljivih efekata, iako osetljivi instrumenti mogu da beleže izuzetno niske vrednosti struje (reda veličine od 10^{-15} A). Ove struje su posledica proticanja jonsko-elektronskih parova, (stvorenih sekundarnim kosmičkim zračenjem, sudarima visokoenergetskih elektrona sa neutralnim molekulima i sudara metastabila u međuelektrodnom prostoru) usled dejstva električnog polja. Ako se gas dodatno ozrači radioaktivnim izvorom ili izvorom X zraka, može se dobiti struja reda veličine do 10^{-6} A. Tako nastala jonizacija je ipak nedovoljna da bi gas emitovao svetlost. Za pražnjenje i električnu struju, koji opstaju samo dok se ciljno održava spoljni jonizirajući efekt ili emisija elektrona (odnosno jona) iz elektroda (npr. zagrevanjem katode), kaže se da su ne-samoodrživa. Kada se napon povećava, prvo se povećava ne-samoodrživa struja, jer većina pražnjenja, koja su proizvedena spoljnom jonizacijom, privlače se ka elektrodama pre rekombinacije. Međutim, ako polje uspeva da privuče na elektrode u jedinici vremena sve jonsko-elektronske parove nastale u jedinici vremena, struja prestaje da se povećava, doseže zasićenje i biva ograničena stopom jonizacije (tj. brojem elektronsko-jonskih procesa stvorenih prethodno opisanim mehanizmima u jedinici vremena). Ako se napon dalje povećava, onda će se i struja, pri nekoj vrednosti napona, naglo povećati i, na određenoj vrednosti napona V , uočava se emisija svetlosti. Ovo su manifestacije proboja, jednog od najvažnijih procesa električnog pražnjenja u gasovima. Na pritisku od $p \sim 1$ mbar i međuelektrodnom razmaku od $d \sim 1$ cm, probojni napon je nekoliko stotina volti. Proboj počinje malim brojem slobodnih elektrona (nastalih na neki od pomenutih načina) koji postaju inicijalni, što pražnjenje, pozitivnom povratnom spregom, prevede u samoodržavajuće pražnjenje. [1]

Kako će se proces razvijati pri visokom naponu određuje nekoliko uslova. Pri niskom pritisku, recimo od 1 – 10 mbar i visokoj otpornosti spoljnog kola (sprečava struju da dostigne veliku vrednost), javlja se tinjavo pražnjenje. To je jedno od

najvažnijih i najčešće korišćenih vrsta pražnjenja. Tinjavo pražnjenje se odlikuje niskom strujom, $i \sim 10^{-6} - 10^{-1} \text{ A}$ u cevima poluprečnika $R \sim 1 \text{ cm}$ i prilično visokim naponom (stotine do hiljade volti). U dovoljno dugoj cevi od, recimo, $d \sim 30 \text{ cm}$ i na $p \sim 1 \text{ mbar}$, formira se zračeci stub uniforman celom dužinom cevi. Jonizovani gas u tako nastaloj svetlećoj koloni je, praktično, svuda električno neutralan, osim u regijama blizu elektroda što čini, takozvanu, plazmu. Plazma tinjavog pražnjenja je vrlo slabo jonizovana, do $x = 10^{-9} - 10^{-6}$ (pri čemu x označava frakciju jonizovanih atoma), i neravnotežna je. Elektroni koji dobijaju energiju direktno iz polja imaju srednju energiju $\bar{\epsilon} \approx 1 \text{ eV}$ i temperaturu $T \approx 10^4 \text{ K}$. Temperatura gasa T , uključujući i jone, koja nije mnogo veća od temperature okoline, održava se niskom stopom oslobađanja toplote pod uslovima relativno visoke specifične toplote gasa i visoke stope svog prirodnog hlađenja. Takođe, kao rezultat visoke stope neutralizacije pražnjenja u hladnom gasu je da je njegov stepan jonizacije mnogo redova veličine manji od vrednosti termodinamičke ravnoteže koja odgovara temperaturi elektrona [1].

Ako je pritisak u gasu visok (atmosferski nivo), a otpor spoljašnjeg kola nizak (kolo omogućava proticanje visoke struje), ubrzo nakon proboja se, po pravili, razvija lučno pražnjenje, za koje se obično kaže da gore. Lukovi obično gore pri velikoj vrednosti struje ($i > 1 \text{ A}$) i pri niskom naponu (od nekoliko desetina volti). Lukovi formiraju svetlu kolonu. Luk oslobađa veliku toplotnu energiju koja može uništiti prostor u kome se javljaju. Lukovi na atmosferskom pritisku obično formiraju termodinamički ravnotežne plazme (tzv. plazmu niske temperature), sa odgovarajućim temperaturama od $T_e \approx T \approx 10^4 \text{ K}$ i jonizacijom $x = 10^{-3} \div 10^{-1}$. Lučno pražnjenje se bitno razlikuje od tinjavog pražnjenja po mehanizmu emisije elektrona iz katode. Kod tinjavog pražnjenja, elektroni su izbačeni sa površine hladnog metala usled uticaja pozitivnih jona. Kod lučnog pražnjenja, velika vrednost struje zagreva katodu i dovode do termičke emisije [1, 2].

Ako je $p \sim 1 \text{ mbar}$, međuelektrodni razmak $d > 10 \text{ cm}$, a napon dovoljno visok, dolazi do proboja. Proboj u međuelektrodnom prostoru se javlja brzim razvojem kanala plazme od jedne elektrode do druge. Ovaj kanal, takozvani strimer, je visokootporan i u njemu dolazi do zagrevanja (Džulovim efektom) usled čega se on termojonizuje i pretvori u kanal visokoprovodne plazme. Tada izgleda kao da je došlo do kratkog spoja elektroda usled snažno jonizovanih kanala varnice. Atmosfersko pražnjenje, munja, čije

"elektrode" su naelektrisan oblak i zemlja, je jedna od varijanta varničnog pražnjenja. Konačno, korona pražnjenje se može razviti u jako neuniformnim poljima koja su nedovoljna za proboj celog međuelektrodnog prostora: blistava korona se pojavljuje na oštrim krajevima žica pri dovoljno visokom naponu i oko provodnika dalekovoda (i ono je često posledica hladne emisije u izrazito nehomogenim poljima usled izuzetno malih poluprečnika krivine provodnika).

1.2 Klasifikacija električnih pražnjenja u gasovima

Pražnjenja u jednosmernom električnom polju, mogu se podeliti na (a) ne-samoodrživa i (b) samoodrživa. Ova druga vrsta je rasprostranjenija, raznovrsnija i bogatija po fizičkim efektima. Stabilna i kvazi-stabilna samoodrživa pražnjenja podrazumevaju: (1) tinjava i (2) lučna pražnjenja. Blisko tinjavom pražnjenju je (3) Taunsendovo tamno pražnjenje (ono se odvija sa hladnom katodom i pri vrlo slaboj struji). Korona pražnjenje (poseban slučaj električnog pražnjenja u gasovima je interesantan za elektroenergetiku) (4) je, takođe, samoodrživo i dešava se pri niskoj struji. Korona ima zajedničke odlike sa tinjavim i tamnim pražnjenjima. Među samoodrživim pražnjenjima, (5) varnično pražnjenje se znatno izdvaja po važnosti i za teoriju i za praksu.

Mnoge odlike čistih procesa u plazmi, na primer proboj u jednosmernom električnom polju, kao i tinjava i lučna pražnjenja, tipične su za pražnjenja i u visoko frekventnim poljima gde elektrode nisu uopšte potrebne. Stoga je korisno izraditi klasifikaciju električnog pražnjenja u gasovima izbegavajući efekte vezane za elektrode. Da bi se to uradilo potrebno je električno pražnjenje klasificirati prema: stanju jonizovanog gasa i frekventnom opsegu polja. Prva karakteristika služi da se napravi razlika između (1) proboja u gasu, (2) održavanje neravnotežne plazme i (3) održavanje ravnotežne plazme. Električno polje se deli prema frekvencijama na (1) jednosmerna, niskofrekventna i impulsna polja (izuzev veoma kratkih impulsa), (2) radio-frekventna polja ($f \sim 10^5 - 10^8 \text{ Hz}$), (3) mikrotalasna polja ($f \sim 10^9 - 10^{11} \text{ Hz}$, $\lambda \sim 10^2 - 10^{-1} \text{ cm}$) i (4) optička polja (od infracrvene do ultraljubičaste svetlosti). Ovakva podela dovodi do

12 kombinacija. Svaka od njih je eksperimentalno ostvarljiva i dosta ih je, u velikoj meri, korišćeno u fizici i tehnologiji. Tipični uslovi pod kojima se svaka od kombinacija može posmatrati su prikazani u tabeli 1.1.

Tabela 1.1 Klasifikacija procesa pražnjenja (Prema J.M. Meek, J.D. Craggs [2])

	Proboj	Neravnoteža plazme	Ravnoteža plazme
Konstantno električno polje	Započinjanje tinjavog pražnjenja u cevima	Pozitivan stub tinjavog pražnjenja	Pozitivan stub visokootpornih lukova
Radio frekvencije	Započinjanje rf pražnjenja u sudovima napunjenim razređenim gasovima	Kapacitivno spregnuta rf pražnjenja u razređenim gasovima	Induktivno spregnuta plazma buktinja (Torch)
Mikrotalasni opseg	Proboj u talasovodima i rezonatorima	Mikrotalasna pražnjenja u razređenim gasovima	Mikrotalasni plazmatron
Optički opseg	Proboj gasa laserskim zračenjem	Krajnje faze optičkog proboja	Kontinuirano optičko pražnjenje

1.3 Kratka istorija istraživanja električnih pražnjenja

Pre nauke čovek je spoznao električno pražnjenje u obliku munje, groma i svetla na katarkama brodova. Ove vrste električnog pražnjenja su predmet istraživanja i savremene fizike [3, 4, 5, 6, 7]. Prvo, relativno, naučno upoznavanje sa električnim pražnjenjima je bilo opažanje, još 1600-tih, da trenjem naelektrisani izolovani provodnici gube svoje naelektrisanje. Šarl-Ogisten de Kulon (Charles-Augustin de Coulomb) je 1785. g. eksperimentalno dokazao da naelektrisanje "curi" kroz vazduh, a ne kroz nesavršenu izolaciju. Danas se zna da je uzrok curenja ne-samoodrživo pražnjenje.

U 18. veku su sprovedeni eksperimenti sa varnicama proizvedenim naelektrisavanjem tela elektrostatičkim generatorom, kao i sa atmosferskim elektricitetom.

Početak 19. veka, razvijene su dovoljno snažne električne baterije koje su omogućile otkriće lučnog pražnjenja. Vasili Vladimirovič Petrov (Vasily Vladimirovich Petrov), koji je radio na Sankt-Petersburškoj medicinsko-hirurškoj akademiji u Rusiji, prijavio je 1803. g. svoje otkriće. On je dobio luk dovođenjem u kontakt, a zatim razdvajanjem, dve elektrode od ugljenika koje su priključene na krajeve baterije. Nekoliko godina kasnije Hamfri Dejvi (Humphrey Davy), u Britaniji, je proizveo i proučavao luk u vazduhu. Ovaj tip pražnjenja je postao poznat kao "lučno pražnjenje", jer se njen svetli horizontalni stub između dve elektrode lučno savija u sredini zahvaljujući Arhimedovim silama.

U vremenskom periodu od 1831-1835. g., Majkl Faradej (Michael Faraday) je otkrio i proučavao tinjavo pražnjenje. On je radio sa dvoelektrodnim sistemom sa komorama na podpritisku od ~ 1 mbar i naponu do 1000 V.

Istorija fizike gasnih pražnjenja je, krajem 19. i početkom 20. veka, neodvojiva od istorije atomske fizike. Posle eksperimenta Vilijam Kruksa (William Crookes) sa katodnim zracima i Džozef Džon Tomsonovih (Joseph John Thomson) merenja odnosa e/m , postalo je jasno da se struja u gasovima uglavnom prenosi elektronima. Proučavanjem pojava u cevima za pražnjenje dobio se veliki broj informacija o osnovnim procesima, koji uključuju elektrone, jone, atome i svetlosna polja.

Počev od 1900. g. Džon Seali Taunsend (John Sealy Townsend), Tomsonov student i kreator škole u fizici gasnih pražnjenja, otkrio je zakone jonizacije i gasnih pražnjenja (poznato kao Taunsedovo pražnjenje) u uniformnom električnom polju. Brojni eksperimentalni rezultati dobijeni u to vreme, dali su sliku o presecima raznih elektron-atom sudara, promena brzine elektrona i jona, njihovih koeficijenata rekombinacije, itd. Taunsendov rad je postavio temelje referentnih podataka, bez kojih ne bi bila moguća današnja istraživanja u fizici pražnjenja. Koncept plazme uveo je Irving Langmjur (Irving Langmuir) i Levi Tonks (Lewi Tonks) 1928 godine. Langmjur je dao mnoge značajne doprinose u fizici gasnih pražnjenja, uključujući i razvoj sofisticiranih sonde za dijagnostiku plazme.

Što se tiče različitih frekventnih opsega, razvoj generatora polja i istraživanja o pražnjenjima koja proizvode, sledili su povećanje frekvencija. Nikola Tesla je 1891. g. uočio radiofrekvencijska (rf) pražnjenja. Ovakvo pražnjenje se lako proizvodi ako se komora na potp pritisku nalazi unutar solenoidnog kalema na koji se deluje visokofrekventnim naponom. Električno polje, koje je indukovano oscilatornim magnetnim poljem, proizvodi proboj u rezidualnom gasu i pokreće pražnjenje. Razumevanje mehanizma inicijacije pražnjenja je došlo mnogo kasnije, u stvari, posle rada Džozef Džon Tomson-a (Joseph John Thomson), između 1926. i 1927. g. Oko 1940. g. George Babat (George I. Babat), dobio je induktivno spregnuta rf pražnjenja, snage do nekoliko desetina kW.

Napredak u radarskoj tehnologiji skrenuo je pažnju na pojave u mikrotalasnim poljima. Sanborn C. Braun (Sanborn C. Brown) iz SAD-a je kasnih 40-ih godina prošlog veka započeo sistemsku istraživanja mikrotalasnih pražnjenja. Pražnjenja u optički frekventnom opsegu su realizovana posle pojave lasera. Tako je, na primer, fokusiranim snopom laserskog snopa dobijenim rubinskim laserom (snage preko 10 MW) ostvarena je plazma pod atmosferskim uslovima 1963. godine.

Kontinuirano goruća optička pražnjenja, u kojima se gusto-stabilna plazma održava energijom svetlosnog zračenja, su 1970. g. prvi put inicirana CO₂ laserom. Optička pražnjenja (ovaj pojam odražava velik stepen sličnosti) neposredno je privukao značajnu pažnju. Oba ova, mikrotalasno i optičko, pražnjenja su do sada proučavana sa istom temeljnošću, kao i pražnjenja u stalnim poljima tokom skoro 100 godina istraživanja.

Fizika tinjavog pražnjenja, jedno od najstarijih i, verovatno, najbolje proučavanih oblasti, je doživela izuzetan napredak poslednjih godina. Interes za ova pražnjenja je podstaknut upotrebom tinjavog pražnjenja kod CO₂ lasera sa elektro-pražnjenjem, koji su razvijeni za potrebe laserske tehnologije. Isto tako, primena plazmatrona (generatori guste plazme niske temperature) u metalurgiji, hemiji plazme, kod plazma zavarivanja i rezanja, itd., pružila je podsticaj za nove, opsežne i detaljne studije plazme luka na $p \sim 1 \text{ mbar}$, $T \sim 10^4 \text{ K}$ i sličnih pražnjenja u svim frekventnim opsezima. Ove i mnoge druge praktične aplikacije fizike pražnjenja stavljaju fiziku među nauke koje čine temelj savremene tehnologije.[1, 2, 8, 9, 10]

1.4 Cilj rada

Na osnovu do sada rečenog, jasno je da je pristup fizici električnog pražnjenja u gasovima, istorijski gledano, bio pretežno makroskopski. Merenje napona i struje sa staklenom epruvetom, slika 1.1, nesporno je dalo mnogo korisnih rezultata. Međutim razvoj atomske fizike, merenja Kelvina, Tomsona, Raderforda i drugih, kao i razvoj diskretne fizike, omogućio je da se efekti električnog pražnjenja u gasovima posmatraju na mikroskopskom nivou.

Kinetička teorija gasova je omogućila da se gas posmatra kao skup električno neutralnih atoma ili molekula kao loptica konačnog prečnika, koje u datoj zapremini, udarima u zidove suda stvaraju pritisak. Kasnije, za druge potrebe, je molekularnom (ili atomskom) gasu pridružen i gas slobodnih elektrona i jona, a elastičnim sudarima su pridruženi neelastični sudari, koji vode ekscitaciji i/ili jonizaciji, a pored nastanka elektronsko-jonskih parova, pojavila se i mogućnost nastanka negativnih jona (elektronskim zahvatom od strane elektro-negativnih molekuli). Svim tim, novim, procesima je pridružena određena verovatnoća, izražena, preko efikasnog preseka, koja je zavisna od energije čestica koje intereaguju. Da bi se teoretski obuhvatili ovi procesi formirana su dva pristupa. Prvi pristup posmatra gas kao smešu elektrona, neutralnih molekula (atoma) i jona koji se kreću po zakonima termalne ravnoteže i električnog polja, pri čemu stupaju u mehaničke interakcije. Tako dobijene teoretske relacije omogućile su uspešno tumačenje električne provodnosti, dielektrične konstante, koeficijenta apsorpcije fotona elektromotornog zračenja, konstanti c_p i c_v , kretanja elektrona u polju. itd. Međutim, za tumačenje, i predviđanje, efekata, jonizacije, zahvata elektrona, ekscitacije, pobude molekularnih i/ili atomskih stanja izradu molekularnih lasera, itd., takav model ponašanja gasa u električnom polju nije bio koristan. Iz tog razloga je ponašanje pojedinačnih elektrona trebalo zameniti posmatranjem ansambla elektrona, odnosno bilo je potrebno poznavati raspodelu elektrona gasa slobodnih elektrona po energiji (brzini ili temperaturi), tj. bilo je potrebno poznavati spektar gasa slobodnih elektrona.

Cilj ovoga rada je da se, eksperimentalnim i teoretskim, razmatranjima odredi spektar gasa slobodnih elektrona plemenitih gasova na pod pritisku u DC polju.

2 PONAŠANJE GASA SLOBODNIH ELEKTRONA U ELEKTRIČNOM POLJU

Termodinamika se bavi zaključcima koji mogu da se izvedu iz određenih eksperimentalnih zakona. Termodinamika se, takođe, bavi i primenom ovih zaključaka na odnose između svojstava materijala kao što su specifične toplote, koeficijenti ekspanzije, kompresivnost, itd. Ona ne pravi nikakve hipoteze o prirodi materijala i u potpunosti je eksperimentalna nauka.

Iako termodinamički principi mogu da predkažu mnoge odnose između svojstava materijala (kao što su razlika između specifičnih toplotnih kapaciteta c_p i c_v , ili promene tih veličina sa pritiskom), nemoguće je da se jedino iz termodinamičkih razmatranja izvedu apsolutne veličine toplotnih kapaciteta, ili jednačina stanja neke materije.

Ova ograničenja čiste termodinamike mogu da se prevaziđu jedino pomoću hipoteza o prirodi materije, a najefikasnija od takvih hipoteza (istovremeno jedna od najstarijih), jeste da materija nije kontinuirana u svojoj strukturi, nego da je sastavljena od čestica nazvanih molekuli (odnosno atomi). Posebno detaljno je razvijena molekularna (kinetička) teorija gasova, budući da su problemi, koje je trebalo rešiti, mnogo jednostavniji od problema koji se javljaju u tretiranju tečnosti i čvrstih tela.

Iz molekularne teorije gasa mogu da se predkažu njegova svojstva polazeći sa dva različita, iako povezana, stanovišta. Prva, nazvana kinetička ili dinamička teorija, primenjuje zakone mehanike na pojedinačne molekule jednog sistema, i iz ovih zakona, izvodi izraze za pritisak gasa, njegovu unutrašnju energiju i specifični toplotni kapacitet. Drugi pristup je preko statističke mehanike. Taj pristup je nešto opštiji, njime se zanemaruju detaljna razmatranja o molekulima, kao pojedinačnim česticama i primenjuju zakone verovatnoće na vrlo veliki broj molekula, koji sačinjavaju svaki veći ili manji deo materije.

I kinetička teorija i statistička mehanika, bile su prvovremeno razvijene na pretpostavci (vrlo prirodnoj, jer se nikakva druga alternativa nije nametala), da se zakoni mehanike izvedeni iz ponašanja materijalnih tela mogu bez izmene primeniti i na

čestice kao što su molekuli, atomi i elektroni. Sa napretkom nauke, postalo je očigledno da, u određenom smislu, ova pretpostavka nije opravdana, to jest, zaključci izvedeni logičkim razmišljanjem iz te pretpostavke nisu bili u saglasnosti sa eksperimentalnim činjenicama. Upravo to da se mikrosistemi ne pokoravaju istim zakonima, kao i makrosistemi, dovelo je do razvoja kvantne mehanike i kvantne teorije, što je omogućilo povezivanje statističke mehanike i kvantne teorije [11, 12].

Najjednostavnija jednačina stanja materije je jednačina stanja idealnog gasa. Ona se izvodi na osnovu pretpostavke da bilo koja konačna zapremina gasa sadrži vrlo veliki broj molekula (atoma). Ovu pretpostavku opravdavaju svi eksperimentalni podaci. U standardnim uslovima, u jednom kubnom metru gasa postoji 3×10^{25} molekula, a u jednom kubnom centimetru gasa 3×10^{19} , odnosno u jednom kubnom milimetru gasa 3×10^{16} molekula [13]. Takođe, smatra se da se molekuli nalaze na udaljenostima koje su velike u odnosu na njihove sopstvene dimenzije i da se nalaze u stanju stalnog kretanja. Ukoliko se pretpostavi da je molekul kuglica, njihov prečnik je oko 2 ili 3×10^{-10} m. Ako se zamisli da je jedna molarna zapremina podeljena u kockaste ćelije sa jednim molekulom u svakoj ćeliji, zapremina svake ćelije je $1/(3 \times 10^{25})\text{m}^3$, ili približno $30 \times 10^{-27}\text{m}^3$. Dužina jedne strane ćelije je oko 3×10^{-9} m, što znači da je udaljenost između molekula ovog reda veličine, odnosno da je oko 10 puta veća od prečnika molekula. Isto tako molekuli ne deluju između sebe nikakvim silama, sem kada se sudaraju. Oni se, prema tome, između sudara sa drugim molekulima ili sa zidovima suda u kojem se nalaze, i u odsutnosti spoljašnjih sila, kreću pravim linijama. Pri tome sudari jednih molekula sa drugima, kao i sa zidovima, su savršeno elastični. Za zidove suda se, naime, pretpostavlja da su savršeno glatki, tako da u sudaru sa zidovima ne dolazi ni do kakvih promena u tangencijalnoj komponenti brzine [1].

Iako se prethodno razmatranje odnosi na molekule gasa, pod uslovom da na njih ne deluje nikakva spoljašnja sila (polje), ono je primenljivo na sve tipove čestica u stanju termalne ravnoteže, pod uslovom nepostojanja njihovog usmerenog kretanja. Naravno, taj uslov nikada nije potpuno ispunjen, ali se to često može zanemariti. Tako, na primer, čitavo prethodno razmatranje se vrši bez uzimanja u obzir dejstva

gravitacionog polja koje je uvek prisutno. Međutim, zbog male mase molekula dejstvo zemljine teže se može zanemariti.

Gas slobodnih elektrona je prisutan u svakom gasu, bio on atomskog ili molekularnog sastava. Slobodni elektroni nastaju, kao što je rečeno, pod dejstvom jonizujućeg zračenja (sekundarnog kosmičkog zračenja), sudarima neutralnih konstitutivnih elemenata sa visokoenergetskog repa Maksvelovog spektra, sudara metastabilnih molekula sa neutralnim, itd. Tako nastali slobodni elektroni formiraju gas slobodnih elektrona, koji se može tretirati kao jedna od komponenti gasne smeše, koja se sastoji od neutralnih molekula (ili atoma) osnovnog gasa, gasa slobodnih elektrona i gasa pozitivnih jona. Naravno, u slučaju elektronegativnih gasova ili gasnih smeša, postoje i druge komponente u ovoj smeši. Za svaku takvu komponentu važe, neosporno, sve jednačine izvedene za molekule gasa, pa samim tim i Maksvelova raspodela po brzinama, naravno, pod uslovom da je dejstvo bilo kakvog polja na njim zanemarljivo [14, 15].

Svaka primena statističke termodinamike podrazumeva poznavanje spektra (raspodele po energiji ili, neretko, po brzini konstitutivnih komponenata) sistema, koji se posmatra. Za ovo razmatranje je upravo bitno pitanje kakva je raspodela po energiji ili po brzini (spektar) gasa slobodnih elektrona pod dejstvom električnog polja.

2.1 Pomeraj elektrona u slabo jonizovanom gasu pod dejstvom električnog polja

U slučaju da se neki gas nalazi u električnom polju, ono deluje na naelektrisane čestice. To dejstvo dolazi najviše do izražaja u slučaju elektrona, kao posledice njegove male inercijalne mase. Usled toga se termalnoj brzini elektrona superponira i komponenta brzine usled polja. Naravno, elektroni se i u tim uslovima sudaraju sa molekulima (atomima) gasa. Usled niskog stepena jonizacije u slabojonizovanim gasovima, susreti (tj. sudari) naelektrisanih čestica su izuzetno retki i, uglavnom, dolazi do sudara slobodnih elektrona sa molekulima (odnosno atomima u slučaju monoatomskih gasova). U pauzi između dva sudara, elektron se ubrzava duž linije sile električnog polja E . Sudar menja naglo i nasumično smer kretanja, posle čega elektron

ponovo ubrzava, itd. Sistemsko kretanja duž smera spoljašnje sile, pored termalnog (nasumičnog, braunovog) kretanja, poznato je kao drift (pomeraaj).

Trajanje samog sudara elektrona i neutralnog molekula (atoma) je vrlo kratko (u poređenju sa prosečnim vremenom τ_c između sudara), pa je moguće napisati jednačinu za stvarnu brzinu \mathbf{v}_e elektrona u obliku

$$m\dot{\mathbf{v}}_e = -e\mathbf{E} + \sum_i m\Delta\mathbf{v}_i\delta(t - t_i), \quad \Delta\mathbf{v}_i = \mathbf{v}'_e - \mathbf{v}_e \quad (2.1)$$

gde $\Delta\mathbf{v}_i$ je promena vektora brzine u i -tom sudaru u trenutku t_i , δ je Dirakova delta funkcija, a \mathbf{v}'_e je brzina nakon sudara. Jednačina (2.1) mora biti usrednjena, pošto bi praćenje putanje svake pojedinačne čestice bio beznađežan zadatak. Stvarna brzina \mathbf{v}_e se tada pretvara u prosečnu brzinu \mathbf{v} . Zbir je, takođe, usrednjen u trenutaku sudara t_i i uglova rasejanja θ između vektora \mathbf{v}'_e i \mathbf{v}_e , pa se može tumačiti kao srednja promena momenta po jedinici vremena $m \langle \Delta\mathbf{v} \rangle / \tau_c$. Ovo je sila otpora ("trenje"), kojom medijum deluje na elektron suprotstavljajući se njegovom kretanju.

Ako se $\Delta\mathbf{v}$ razloži na komponente, koje su vertikalne i paralelne sa prosečnom brzinom \mathbf{v} pre sudara, usled simetrije sudara je $\langle \Delta\mathbf{v} \perp \rangle = \langle \mathbf{v}' \perp \rangle = 0$. Pošto se mase elektrona i molekula, m i M , znatno razlikuju, brzina elektrona \mathbf{v} je gotovo nepromenjena u elastičnim sudarima. Stoga je

$$\langle \mathbf{v}_{\parallel} \rangle = \langle \mathbf{v}'_{\parallel} \rangle - \mathbf{v} = \mathbf{v} \langle \cos\theta \rangle - \mathbf{v} \equiv -\mathbf{v}(1 - \overline{\cos\theta})$$

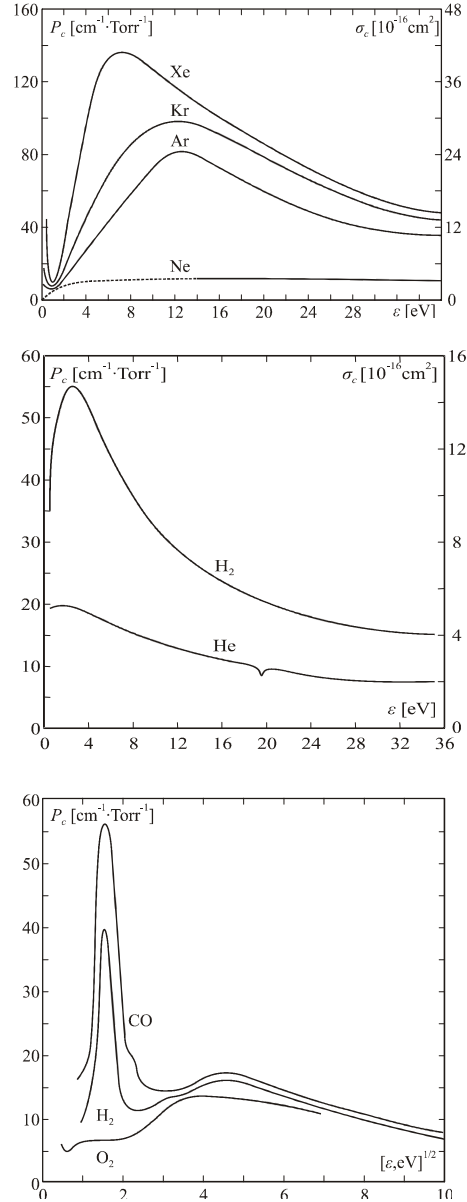
gde je $\overline{\cos\theta}$ srednji kosinus ugla rasejanja. Neelastična rasejanja (ona koja menjaju v) su mnogo ređa nego elastični sudari, pa se mogu zanemariti.

Kao rezultat toga (2.1), dobija se jednačina za srednju brzinu

$$m\dot{\mathbf{v}} = -e\mathbf{E} - m\mathbf{v}v_m, \quad v_m = v_c(1 - \overline{\cos\theta}) \quad (2.2)$$

gde je $v_c = \tau_c^{-1} = Nv\sigma_c$ frekvencija sudara elektrona, N je broj molekula u jedinici zapremine, σ_c je efikasni presek elastičnih sudara, a v je brzina nasumičnog kretanja. Veličina v_m naziva se frekvencija efektivnih sudara za pomeraaj impulsa, a $\sigma_{tr} = \sigma_c(1 - \overline{\cos\theta})$ je efikasni presek promene impulsa. Ako je rasejanje izotropno, tada je $\overline{\cos\theta} = 0$, $\sigma_{tr} = \sigma_c$, $v_m = v_c$. Ako su elektroni uglavnom rasejani unapred, onda je $\overline{\cos\theta} \approx 1$, $v_m \approx 0$, količina kretanja (impuls) ostaje gotovo nepromenjen posle sudara i sila otpora je mala. Ako je rasejanje uglavnom unazad, onda $\overline{\cos\theta} \approx -1$ i $v_m \approx 2v_c$;

promena momenta je udvostručena. U većini gasova pri energijama elektrona od $\varepsilon \sim 1 - 10\text{eV}$ tipičnim zapražnjenje, σ_{tr} je nešto manje od σ_c (do 10%); na visokim energijama, ono je manje za faktor od oko 1,5 [1, 16].



Slika 2.1a-c Eksperimentalni presek i verovatnoća elastičnih sudara elektrona u različitim gasovima. Verovatnoća P_e je broj sudara u cm , ili inverzna slobodna dužina puta za $p = 1\text{Torr}$, $t = 0^\circ\text{C}$ 99 (Prema Y. P. Raizer [1])

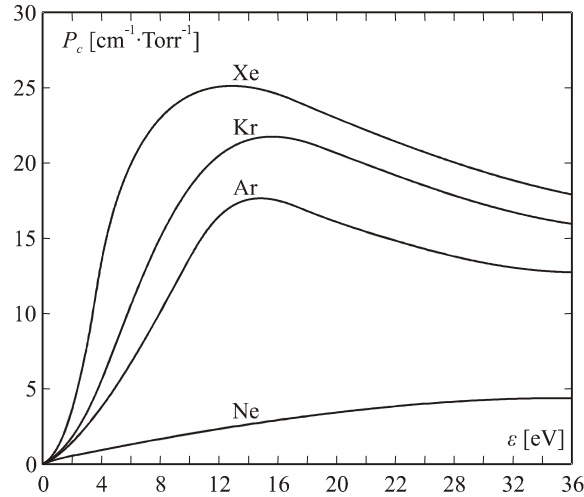
Integraljenjem (2.2) dobija se rezultat

$$\mathbf{v}(t) = -\left(\frac{eE}{mv_m}\right) [1 - \exp(-v_m t)] + \mathbf{v}(0) \exp(-v_m t) \quad (2.3)$$

Na osnovu izraza (2.3), dobija se da inicijalna orijentaciona brzina $v(0)$ elektrona nestaje slučajno. Nakon nekoliko sudara srednja brzina postaje

$$\mathbf{v}_d = -e\mathbf{E}/m\nu_m \quad (2.4)$$

što predstavlja brzinu drifta. Električna sila primenjena na ove elektrone kompenzuje silu otpora. Gore navedeni argumenti su tačni za elektrone koji imaju određenu slučajnu brzinu v . Obično presek i frekvencija sudara zavise od energije elektrona $\varepsilon = mv^2/2$ na složen način, (slika 2.1, 2.2), tako da (2.4) mora biti usrednjeno (srednja vrednost).



Slika 2.2 Frekvencije elastičnih sudara elektrona za različite gasove (Prema Y. P. Raizer [1])

Pokretljivost elektrona je definisana kao koeficijent proporcionalnosti između brzine drifta naelektrisane čestice i polja, tj. pokretljivost elektrona je

$$\mu_e = -\frac{e}{m\nu_m} = \frac{1.76 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2}{\nu_m [\text{s}^{-1}] \text{ V} \cdot \text{s}}, \quad \mathbf{v}_d = \mu_e \mathbf{E} \quad (2.5)$$

Pokretljivost se određuje aproksimacijom eksperimentalnih krivih $v_d \left(\frac{E}{P} \right)$ sa funkcijom $v_d = \mu_e E$. Veličine ν_m i σ se izračunavaju koristeći vrednosti μ_e . Mala slobodna dužina puta $l = (N\sigma_e)^{-1}$, odnosi se na energije elektrona od 1 do 10eV, što je tipično za pozitivni niz svetlosnih pražnjenja [1, 2, 8].

Prosečna energija elektrona zavisi od polja, a to znači da v_d nije strogo linearna funkcija energije, odnosno da i pokretljivost zavisi od jačine polja. Međutim, pogodan linearni odnos (2.5) sa $\mu_e = \text{const}$, koristi se za teorijsku analizu različitih procesa pražnjenja. Pri tome se podrazumeva da se efektivna vrednost μ_e , koristi za numeričke

procene (tabela 2.1). Po pravilu, ovo pojednostavljivanje ne ometa kvalitativnu validnost teorije, mada, u nekim slučajevima nelinearnost funkcije $v_d(E)$ dovodi do kvantitativno netačnih rezultata.

Tabela 2.1 Procenjene vrednosti pokretljivosti elektrona, frekvencija efektivnih sudara za pomeraj impulsa, provodljivost i srednja slobodna dužina puta (Prema Y. P. Raizer, [1])

Gas	$\mu_e p,$ $10^6 \frac{\text{cm}^2 \text{Torr}}{\text{V} \cdot \text{s}}$	$\nu_m p,$ $10^9 \text{s}^{-1} \text{Torr}^{-1}$	$\sigma p/n_e,$ $10^{-13} \frac{\text{Torr cm}^2}{\Omega}$	opseg $E/p,$ $\frac{\text{V}}{\text{cm Torr}}$	$l_p,$ $10^{-2} \text{cm} \cdot \text{Torr}$
He	0.86	2.0	1.4	0.6 – 10	6
Ne	1.5	1.2	2.4	0.4 – 2	12
Ar	0.33	5.38	0.53	1 – 13	3
H ₂	0.37	4.8	0.58	4 – 30	2
N ₂	0.42	4.2	0.67	2 – 50	3
air	0.45	3.9	0.72	4 – 50	3
CO ₂	1.1	1.8	1.8	3 – 30	3
CO	0.31	0.5	0.5	5 - 50	2

Frekvencija sudara ν_m je proporcionalna gustini N gasa ili njegovom pritisku p (što ima više centara sudara, sudari su češći). Ekvivalentnost gustine gasa i pritiska gasa sledi iz jednačine gasnog stanja. Ako je frekvencija konstantna, onda je $\mu_e \propto p^{-1}$ i $v_d \propto E/p$. Energetski spektar i srednja energija elektrona, takođe, zavisi od E i N (ili p), ali ne nezavisno, već u funkciji E/p . Dakle, drift brzine je zavisna promenljiva koja zavisi od nezavisne promenljive E/p . U fizici gasnog pražnjenja se, po pravilu, koristi pritisak p , a ne koncentracija molekula (atoma) N (p se izražava u $\text{Torr} = 1\text{mmHg}$ –

što je vrlo pogodno¹). Ako se gas greje, pritisak p i gustina N nisu potpuno proporcionalni. Ovo, da je u fizici električnih pražnjenja E/p (ili pd) dobra promenljiva posledica je takozvanih zakona sličnosti.

Zakoni sličnosti za električna pražnjenja u gasovima, slede iz jednačine gasnog stanja. Zakoni sličnosti se manifestuju u brojnim karakteristikama gasnog pražnjenja. Njihova važnost je velika, naročito u procesu projektovanja i ispitivanja sistema izolovanih gasom. Zakoni sličnosti služe u periodu projektovanja i ispitivanja visokonaponskih sistema, pošto omogućavaju da se osobine određene za male, laboratorijske, modele uopšte i primene na prototipove. Na taj način se omogućava ušteda u materijalnom i vremenskom smislu. Zakoni sličnosti omogućavaju da se rezultati prikazuju, ne kao funkcija dve promenljive (recimo, E i p), već kao funkcije jedne promenljive, recimo E/p , u vidu $v_d = v_d(E/p)$ (što se svodi na zamenu pritiska p i međuelektrodnog rastojanja d i njihovog proizvoda pd -takozvani Pašenov zakon). Brzina drifta se uvek povećava sa E/p , ali taj rast se ne ponaša uvek po direktnoj proporcionalnosti, budući da v_m i v_d zavise od energetske raspodele elektrona [1, 17, 18, 19, 20].

¹ Mada nije u skladu sa važećim međunarodnim sistemom. Međutim, pošto je tokom razvoja fizike jonizovanog gasa Torr bila najčešće korišćena jedinica, ona se javlja i u ovom radu na dijagramima i u formulama koje su preuzete iz starijih radova ili iz anglosaksonske literature (gde se Torr i danas upotrebljava). Pri tome treba stalno imati na umu da je $760 \text{ Torr} = 10^5 \text{ Pa} = 1 \text{ bar}$.

2.2 Energija elektrona u slabo jonizovanom gasu pod dejstvom električnog polja

Elektron je elementarna čestica. On ima kvantno mehaničke karakteristike (određen je sa četiri kvantna broja), kada se nalazi, kao konstitutivni element, u kvantno mehaničkom sistemu. Kada je elektron slobodan (izvan kvantno mehaničkog sistema), on se ponaša kao čestica mase m , naelektrisanja $-e$ i spina $\pm 1/2$. Dakle, slobodan elektron gubi kvantno mehaničke brojeve (osim spina) i ponaša se kao slobodna čestica u skladu sa mehaničkim zakonima tj. određen je sa tri prostorne koordinate i tri koordinate impulsa. U gasovima postoje dve vrste elektrona; slobodni, čija se energija menja kontinualno u skladu sa zakonima mehanike i vezani, čija se energija menja diskretno u skladu sa zakonima kvantne mehanike. Ovde su od prvorazrednog interesa energetske bilansi slobodnih elektrona u uslovima dejstva DC električnog polja

Rad električnog polja na slobodnom elektronu koji se kreće brzinom \mathbf{v}_e je $-\mathbf{eE} \cdot \mathbf{v}_e$ u jedinici vremena. Brzina elektrona \mathbf{v}_e je jednaka zbiru termalne (slučajne) brzine elektrona (\mathbf{v}) i brzine drifta (\mathbf{v}_d). Pri tome je srednja vrednost za veliki broj elektrona $\langle \mathbf{v} \rangle = 0$, odakle sledi $\langle \mathbf{v}_e \rangle = \mathbf{v}_d$. Na osnovu toga se dobija da je srednji rad polja jednak $-\langle \mathbf{eE} \cdot \mathbf{v}_e \rangle = eE v_d$. Energija (toplota), koja je oslobođena strujom u jedinici zapremine gasa u jedinici vremena je $eE v_d n_e = jE$, što se naziva Džulova toplota. Džulova toplota je jednaka energiji polja, koja je disipirana pri savlađivanju otpora materijala usmerenom kretanju naelektrisanja [1].

Srednja energija koju predaje elektron po sudaru je jednaka (primenom izraza (2.4))

$$\Delta \epsilon_E = \frac{eE v_d}{v_m} = \frac{e^2 E^2}{m v_m^2} = m v_d^2 \quad (2.6)$$

i podudara se, po vrednosti, sa "kinetičkom energijom drift kretanja", $m v_d^2/2$. U proseku, ukupna kinetička energija elektrona se sastoji od nasumičnih i drift komponenti:

$$\left\langle \frac{m v_e^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{m v^2}{2} \right\rangle + \frac{m v_d^2}{2} = \bar{\epsilon} + \frac{m v_d^2}{2}, \quad \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}_d \rangle = 0$$

Kvalitativno, rezultat (2.6) može dati sledeće tumačenje. U proseku, brzina pojedinačnog elektrona, odmah posle sudara, je potpuno slučajna veličina, tj. njen vektor je nula. Do sledećeg sudara, elektron stekne brzinu drifta duž polja, sa odgovarajućom kinetičkom energijom. Elektron prenosi ovaj, novi, deo energije na sledeći, nasumični, sudar ("toplota" elektrona) i proces počinje iz početka [1, 21, 22].

Formula (2.6) pokazuje samo konačni rezultat različitih, oštro suprotstavljenih situacija, koje nastaju pri različitim sudarima. Ustvari, polje može ubrzati ili usporiti elektron u intervalu između dva sudara. Elektron može da preuzme ili da preda energiju polju. To zavisi od toga hoće li kretanje nakon sudara početi duž ili nasuprot smeru električnog polja, pri velikoj ili pri maloj brzini.

Ako se, pojednostavljeno, posmatraju dva elektrona, koji imaju brzine identične vrednosti v i koji se počinju kretati paralelno u polju, a u suprotnim smerovima, njihove inicijalne kinetičke energije su jednake, $mv^2/2$. Elektron, koji se kreće duž linije sile (nasuprot polja) dostiže brzinu $v + \frac{eE}{mv_m} = v + v_d$ za vreme sledećeg sudara, uzimajući "dodatnu" energiju

$$\Delta\varepsilon_+ = \frac{m(v + v_d)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} = mvv_d + \frac{mv_d^2}{2}$$

Elektron koji je započeo kretanje duž linije polja usporava neko vreme (ili sve vreme) i dostiže brzinu $-v + v_d$ do trenutka sudara. "Dodatna" energija je dakle

$$\Delta\varepsilon_- = \frac{m(-v + v_d)^2}{2} - \frac{mv^2}{2} = -mvv_d + \frac{mv_d^2}{2}$$

Ukoliko je $v > v_d/2$, ovo povećanje (prirast) je negativno, to jest, elektron gubi energiju (nasumične brzine v su obično mnogo veće od brzine drifta). U proseku, stečena dodatna energija u ova dva scenarija je

$$\frac{\Delta\varepsilon_+ + \Delta\varepsilon_-}{2} = mv_d^2$$

Ona je nezavisna od v , uvek pozitivna, i poklapa se sa (2.6). Jasno je da se elektroni sa proizvoljnim početnim vektorima \mathbf{v} mogu podeliti na slične parove sa suprotno usmerenim brzinama, proizvodeći isti rezultat (bar istog reda veličine).

Već je pomenuto da je prosečna nasumučna brzina $\bar{v} \gg v_d$ odnosno da je rezultatna prosečna energija, koja je stečena po jednom sudaru neto razlika između velikih stvarnih dobitaka i gubitaka i da su reda veličine $|\Delta\varepsilon_{\pm}| \approx m\bar{v}v_d \gg \Delta\varepsilon_E = mv_d^2$. Stvarne promene energije $|\Delta\varepsilon_{\pm}|$ su male u poređenju sa prosečnom energijom elektrona $\bar{\varepsilon} \approx m\bar{v}^2/2$. Odnos ovih energija je

$$\frac{\Delta\varepsilon_E}{|\Delta\varepsilon_{\pm}|} \sim \frac{|\Delta\varepsilon_{\pm}|}{\bar{\varepsilon}} \sim \frac{v_d}{\bar{v}}, \quad \frac{\Delta\varepsilon_E}{\bar{\varepsilon}} \sim \left(\frac{v_d}{\bar{v}}\right)^2 \quad (2.7)$$

Da bi se odredio gubitak energije elektrona u sudaru, polazi se od elektrona koji pri sudaru gubi količinu kretanja (impuls, momenat) $\Delta\mathbf{p}$ i predaje ga molekulu. Ako je molekul bio "u miru" pre sudara, stečena energija je $(\Delta\mathbf{p})^2/2M$. Elektron gubi istu količinu energije koje u proseku iznose $(m^2/2M) \langle(\Delta\mathbf{v})^2\rangle$. Budući da je

$$\langle(\Delta\mathbf{v})^2\rangle = \langle(\mathbf{v}' - \mathbf{v})^2\rangle = v^2 - 2v\overline{v\cos\theta} + v^2 = 2v^2(1 - \overline{\cos\theta}) \quad (2.7a)$$

srednja frakcija energije $\varepsilon = mv^2/2$ koju elektron gubi u elastičnom sudaru iznosio je $(2m/M)(1 - \overline{\cos\theta})$. Ako se uvede oznaka $\delta = (2m/M)$, tada se može napisati, na osnovu izraza (2.6), (2.7) i (2.7a), jednačina energetske bilansa za "prosečni" elektron koji je podvrgnut samo elastičnim sudarima:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = (\Delta\varepsilon_E - \delta\varepsilon)v_m = \left(\frac{e^2E^2}{mv_m^2} - \delta\varepsilon\right)v_m \quad (2.8)$$

Ravnotežna vrednost energije "prosečnog" elektrona odgovara energetskim dobicima koji kompenzuju gubitke, što se u prethodno prikazanoj aproksimaciji može tretirati kao srednja energija elektrona, $\bar{\varepsilon}$, u polju [1]. Pod pretpostavkom nezavisnosti koeficijenta δ i efikasnog preseka σ_{tr} od energije, ravnotežna vrednost energije "prosečnog" elektrona odgovara energetskim dobicima, koji kompenzuju gubitke, kao u prethodnoj aproksimaciji, i može se tretirati kao srednja energija elektrona $\bar{\varepsilon}$ u polju [1]. U tom slučaju je i srednji slobodan put elektrona, $l = 1/N\sigma_{tr}$, energetski nezavistan. Pri tome, treba imati u vidu da je $v_m = \bar{v}/l \sim \sqrt{\bar{\varepsilon}}$. Ako se uzme da je $m\bar{v}^2 = (16/3\pi)\bar{\varepsilon}$, što sledi na osnovu Maksvelove (ili slične njoj) raspodele nakon izjednačavanja desne strane izraza (2.8) sa nulom, dobija se

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \frac{eEl}{\sqrt{\delta}} \approx 0.8 \frac{eEl}{\sqrt{\delta}} \approx \frac{e}{\sigma_{tr}} \frac{E}{\sqrt{\delta}} \frac{1}{N} \quad (2.9)$$

Prosečna energija je proporcionalna E/N odnosu i premašuje za faktor $1/\sqrt{\delta}$ energiju eEl , koju elektron dobija dok se kreće duž smera Kulonove (električne) sile. Pretpostavka o konstantnoj (energetski nezavisnoj) dužini slobodne putanje odgovara zavisnosti kvadratnog korena drifta brzine od električnog polja. Zaista, zamenom $\bar{v} = (16\bar{\varepsilon} / 3\pi m)^{1/2}$ u $v_m = N\bar{v}\sigma_{tr}$ i primenom izraza (2.9) i (2.5) dobija se

$$v_d = \left(\frac{3\pi}{16}\delta\right)^{1/4} \left(\frac{eE}{m\sigma_{tr}N}\right)^{1/2} \approx 0.9\delta^{1/4} \left(\frac{eE}{m\sigma_{tr}N}\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

S druge strane, pretpostavka konstantne frekvencije sudara, sa $\mu_e = const$ i $v_d \sim E/N$, odgovara kvadratnoj zavisnosti energije od jačine polja (pod uslovom da je $\delta = const$). U ovom slučaju (2.8) implicira da je

$$\bar{\varepsilon} = \frac{e^2 E^2}{\delta m v_m^2} = \frac{e^2}{\delta m \bar{v}_m^2} \left(\frac{E}{N}\right)^2, \quad \bar{v}_m \equiv \frac{v_m}{N} \quad (2.11)$$

Izbor određenog modela, tako, stvara dilemu. Naime, moguće je pretpostaviti da je

$$v_m, \mu_e = const, \quad v_d \sim E/N, \quad \bar{\varepsilon} \sim \delta^{-1}(E/N)^2$$

ili

$$\sigma_{tr}, l = const, \quad v_d \sim \delta^{1/4}(E/N)^{1/2}, \quad \bar{\varepsilon} \sim \delta^{-1/2}(E/N)$$

Stvarna zavisnost v_d i $\bar{\varepsilon}$ od E/N , dobijena eksperimentalno ili rešavanjem kinetičke jednačine, obično je vrlo komplikovana i, u najboljem slučaju, se dobro aproksimira određenim modelom u određenim intervalima E/N za određene gasove. Prema tome, za teorijsku analizu različitih efekata, za otkrivanje karakteristika kvalitativnog ponašanja i postizanje dubljeg razumevanja fizike procesa, obično se može izabrati ona verzija, koja više odgovora za analizu. Ako je efekat određen driftom ili električnom strujom, korisno je odabrati konstantnu pokretljivost, odnosno izraz za srednju energiju dat izrazom (2.11). Ako se ispituje energetski aspekt ponašanja elektrona u polju, što je ovde od prvorazrednog interesa, bolje je koristiti aproksimaciju konstantne srednje slobodne dužine puta, $l = const$, i formulu (2.9), [1, 23].

Izraz za gubitak koji je u zagradi, u jednačini energetskog balansa (2.8), povećava se sa povećanjem ε , dok se energetski dobitak generalno smanjuje; pod pretpostavkom da je $l = const$, ono varira kao $1/\varepsilon$. Dakle, energija elektrona teži stacionarnoj vrednosti $\bar{\varepsilon}$. Ako $\varepsilon < \bar{\varepsilon}$, onda je $d\varepsilon/dt > 0$, a ako je $\varepsilon > \bar{\varepsilon}$ onda $d\varepsilon/dt < 0$. To

pokazuje da je stacionarno stanje stabilno, jer se energija uvek vraća $\bar{\varepsilon}$ (po stopi relaksacije)² nakon bilo kojeg nasumičnog odstupanja ε od $\bar{\varepsilon}$.

2.3 Kinetička jednačina za elektrone u slabojonizovanom gasu koji se nalazi u električnom polju

Pod pretpostavkom da se svi elektroni ponašaju identično u tranziciji od mikroskopskih ka makroskopskim veličinama, može se usmeriti sva pažnja na pojedinačni elektron. Ovakav pristup omogućava približno izračunavanje nekoliko važnih karakteristika jonizujućih gasova. Tako dobijeni rezultati omogućavaju analizu raznih konkretnih procesa: različite vrste pražnjenja, prostiranje radio i svetlosnih talasa u plazmi, itd. Takav pristup je ipak nesavršen, posebno ako je potrebno da se analiziraju suptilniji i kompleksniji efekti: jonizacija, zahvat elektrona (u procesu formiranja negativnih jona, što je od posebnog interesa za elektroenergetiku), ekscitacija usled uticaj atoma na elektron, pobuda molekularnih oscilacija, molekularnih lasera, itd. To su problemi koji se ne mogu rešiti bez poznavanja funkcije raspodele elektrona ili po energijama ili po brzinama ili po temperaturi (tj. spektar gasa slobodnih elektrona). Poznavanje spektra gasa slobodnih elektrona omogućava da se opišu različiti efekti interakcije elektrona, ne samo sa atomima i molekulima već i sa poljem, mnogo kompletnije i detaljnije.

Ako je raspodela gasa slobodnih elektrona po brzini $f(t, \mathbf{r}, v)$ tada je $f d\mathbf{r} dv$ broj elektrona u trenutku t u elementu zapremine $d\mathbf{r} = dx dy dz$ oko tačke \mathbf{r} sa komponentama brzine od v_x do $v_x + dv_x$, itd. (tako da je $dv \equiv dv_x dv_y dv_z$). Integral od f nad svim komponentama brzine jednak koncentraciji elektrona $n_e(t, \mathbf{r})$. Pošto postoji usmerenje definisano vektorom električnog polja \mathbf{E} , korisno je brzinu izraziti u sfernom, a ne u Dekartovom, koordinatnom sistemu. Vektor \mathbf{v} je određen veličinom v ,

² Stopa relaksacije je mera kojom elektroni energije veće od srednje energije gube energiju, odnosno kojom elektroni energije manje od srednje energije dobijaju energiju u sudarnim procesima. Stopa relaksacije je proporcionalna recipročnoj vrednosti faktora ε .

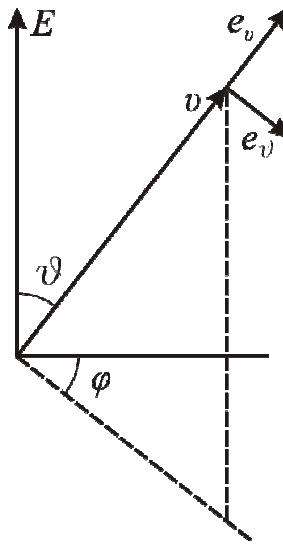
uglom ϑ koji čini sa polarnom osom E , i azimutnim uglom φ (slika 2.3). Osim toga, $d\mathbf{v} = v^2 dv d\Omega$, gde je $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ element roglja oko pravca \mathbf{v} .

Lako je da se pređe sa funkcije $d(\mathbf{v})$ na funkciju raspodele u apsolutnim vrednostima $v, \varphi(v)$, i na energije $n(\varepsilon)$:

$$n(\varepsilon)d\varepsilon = \varphi(v)dv = v^2 dv \int f(\mathbf{v})d\Omega \quad (2.12)$$

pri čemu su one takođe, normalizovane na koncentraciju n_e , i odnos između njih, što sledi iz jednačine $\varepsilon = mv^2/2$:

$$n(\varepsilon)d\varepsilon = \varphi(v)/mv \quad ; \quad \varphi(v) = n(\varepsilon)\sqrt{2m\varepsilon} \quad (2.13)$$



Slika 2.3 Vektor brzine u sfernim koordinatama (Prema L.M. Biberman i ostali [11])

Kada je funkcija raspodele slobodnih elektrona po brzinama (energijama, temperaturi) poznata, bilo koja količina koja karakteriše elektron u gasu može, u principu, da se izračuna. Tako se može odrediti prvi jonizacioni koeficijent kao

$$\alpha = n_0 \int \sigma v f(v) dv \quad (2.14)$$

gde je v brzina slobodnih elektrona u gasu, σ efikasni presek za jonizaciju, koji zavisi od brzine slobodnih elektrona, n_0 je koncentracija neutralnih atoma (molekula) gasa i $f(v)$ je spektar slobodnih elektrona po brzinama.

Na osnovu poznate funkcije raspodele gasa slobodnih elektrona po brzinama, moguće je odrediti i koeficijent zahvata elektrona od strane elektronegativnih molekula:

$$\eta = n_0 \int \sigma_c v f(v) dv \quad (2.15)$$

gde je n_0 koncentracija elektronegativnih molekula gasa, v brzina slobodnih elektrona u gasu, a σ_c efikasni presek za zahvat, pri čemu je uzeto da je efikasni presek za zahvat obrnuto proporcionalan brzini elektrona (pošto je zahvat verovatniji ukoliko slobodni elektron provodi više realnog vremena u blizini molekula sa afinitetom za formiranje negativnih jona), [24].

$$\sigma_c = \frac{\sigma_0}{v} \quad (2.16)$$

2.4 Stacionarni spektar elektrona u polju za slučaj samo elastičnih gubitaka

U celini, prikazani rezultati ukazuju na visoku tačnost klasične (osnovne) teorije. Sada će se analizirati primer koji otkriva nesavršenosti i ograničene sposobnosti klasične teorija u poređenju sa onima koje nudi kinetička jednačina. Ako se zamisli jonizovani gas u oscilatornom ili DC polju, a zanemare se efekti neelastičnih sudara i razmotri stacionarni spektar elektrona, (koji je konačno uspostavljen kao rezultat precizno izbalansirane energetske dobiti u polju i elastičnih gubitka energije), situacija se ne može opisati kao previše apstraktna, jer ovako nešto se realizuje ako monoatomski, slabo jonizovani, gas zauzima veliku zapreminu, koja je smeštena u slabom polju (gas je monoatomski, kako bi se izbegle ekscitacije molekularnih vibracija). Ako je zapremina velika, difuzioni gubitak elektrona je mali, posebno zbog toga što značajna jonizacija dovodi do ambipolarne difuzije elektrona, a to je znatno sporije nego slobodnom difuzijom. Da bi se kompenzovao mali gubitak elektrona (kako bi se održalo stabilno stanje), mala brzina jonizacije je dovoljna za relativno slaba polja. Otuda, energije elektrona su uglavnom niske i veoma mali broj elektrona dobije dovoljno energije za pobudu ili jonizaciju atoma. Efekat neelastičnog sudara na spektar, stoga, nije od bitnog značaja, te se može smatrati da je energetski spektar elektrona u takvom slučaju Maksvelovog tipa (Prilog 1), [1].

Kad grupa elektrona driftuje u DC polju, energetski spektar se formira tokom jedne energetske dužine relaksacije $\Lambda_u \approx l/\sqrt{\delta}$. DC polje, stoga, mora biti uniformno unutar ove dužine, inače spektar zavisi, ne samo od veličine polja, već i od raspodele

potencijala u prostoru (ova nelokalna priroda spektra se manifestuje u katodnom sloju tinjavog pražnjenja). Polje koje je kvazi stacionarno, u smislu $\omega \ll \nu_u$, je definitivno uniformno u odnosu na talasnu dužinu λ , jer $\lambda = \lambda/2\pi \gg \Lambda_u(c\sqrt{\delta}/v) \gtrsim \Lambda_u$. Uticaj varijacija polja tokom jedne talasne dužine na energetski spektar elektrona u elektromagnetnim talasima visoke frekvencije se često zanemaruje.

Jedna od najvažnijih pretpostavki u analizi kinetičke jednačine je zanemarivanje sudara elektron-elektron, čime je ona linearizovana. Kao i u "običnom" gasu, sudari između čestica dovode do Maksvelove distribucije gasa slobodnih elektrona ("Maksvelizacija" elektrona). Da bi ovo bilo moguće potrebno je da frekvencija elastičnih sudara bude znatno veća od frekvencije neelastičnih sudara ν_{inel} .

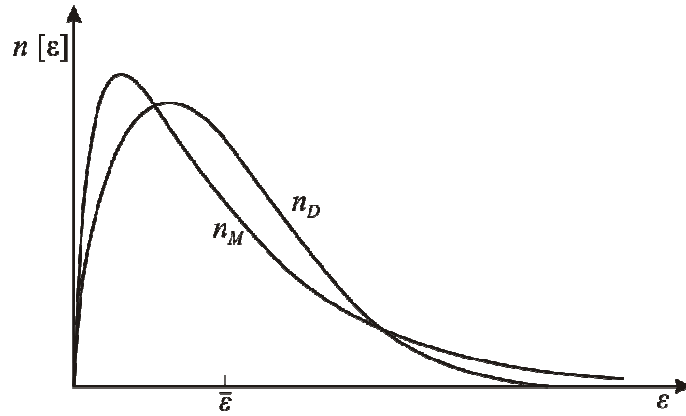
Pri energijama elektrona $\varepsilon \gtrsim 5 - 10\text{eV}$, dovoljnim za eksitacije atoma i molekula (i za njihovu jonizaciju), uslov $\nu_{ee} \gg \nu_{inel}$ je zadovoljen do značajnog stepena jonizacije reda $10^{-4} - 10^{-3}$. Ista procena važi i pri manjim energijama, $\varepsilon \sim 1 - 5\text{eV}$, u slučaju molekularnih gasova, pošto prilikom sudara molekula i elektrona može da dođe do pobuđivanja vibracionih i rotacionih kvanto mehaničkih nivoa molekula [1, 25, 26].

Situacija u atomskim gasovima pri energijama ispod potencijala ekscitacije atoma E^* ($E^* \approx 10\text{eV}$) je drugačija. Ovde su samo vrlo slabi elastični gubici energije dovoljni, pogotovo ako su atomi teški, tako da je razmena energije u sudarima elektron-elektron aktivna u procesu formiranja spektra na mnogo nižim stepenima jonizacije. Uslov primenljivosti linearne kinetičke jednačine u energetskom opsegu $\varepsilon < E^*$ je u skladu sa $\nu_{ee} \ll (m/M)\nu_m$, $n_e/N < 10^{-6}/A$, gde je A atomska masa. Spektar u opsegu $\varepsilon < E^*$ može biti Maksvelovog oblika pod uslovom ne previše slabe jonizacije. Ako je $\varepsilon > E^*$ dolazi do znatno strmijeg pada spektralne gustine sa povećanjem energije. Ako se želi da kinetička jednačina opisuje ove efekte, potrebna je dorada, odnosno uzimanje u obzir elektronsko-elektronske sudare, [25, 26].

Uopšteno govoreći, neelastični sudari deformišu Maksvelovu raspodelu smanjenjem broja visoko-energetskih elektrona.

Poseban slučaj raspodele gasa slobodnih elektrona, koja je češće posmatrana u fizici gasnog pražnjenja, je ona u kojoj nema konstantnosti (nezavisnosti od energije)

frekvencije sudara, već je srednja dužina slobodnog puta, $l = v/v_m$, konstantna (nezavisna od energije).



Slika 2.4 Funkcije Margenove (n_M) i Drajveštajnovne (n_D) raspodele u energiji, $n(\varepsilon)$, za istu srednju energiju $\bar{\varepsilon}$ (Prema Y. P. Raizer [1])

Uz ovu aproksimaciju, $v_m \propto v \propto \sqrt{\varepsilon}$ se dobija

$$f_0 = C \exp \left[-\frac{3m^3}{4Me^2E^2l^2} (v^4 + 2v^2\omega^2l^2) \right] \quad (2.17)$$

To je tzv. Margenova (Margenau) raspodela. U slučaju DC električnog polja, Margenove raspodele se transformišu u Drajveštajnovu raspodelu

$$f_0 = C \exp \left[-\frac{3m}{M} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_0^2} \right]; \quad \varepsilon_0 = eEl \quad (2.18)$$

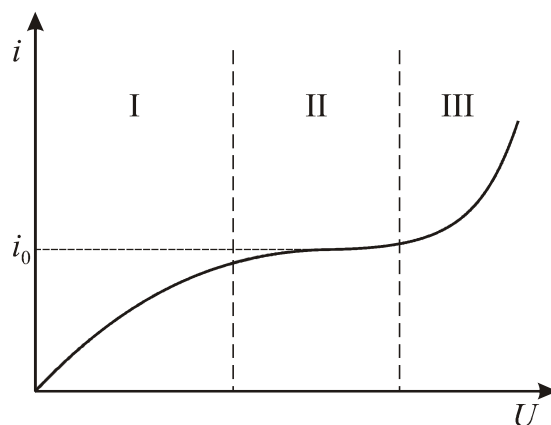
koju je Drajveštajn (Mari Johan Druyvesteyn) izveo 1930.g. Parametar ε_0 je energija preuzeta od elektrona iz polja na srednjoj slobodnoj dužini puta. Drajveštajnova distribucija se odlikuje znatno bržim opadanjem broja elektrona u "repu" nego kod Maksvelove raspodele (rep raspodele opada kao eksponent energije na drugi stepen, a ne kao eksponent energije na prvi stepen), slika 2.4. [27, 28]

3 PROBOJ GASOVA PRI NISKOM PRITISKU

Gasovi su, bez izuzetka, u svom osnovnom stanju dielektrični materijali. Oni su, ujedno, i najrasprostranjeniji dielektrici sa aspekta primene u elektrotehnici. Pored toga, sam mehanizam električnog proboja gasova je teorijski objašnjen, a i mehanizmi proboja dielektričnih materijala u drugim agregatnim stanjima uglavnom se zasnivaju na mehanizmu električnog proboja gasova.

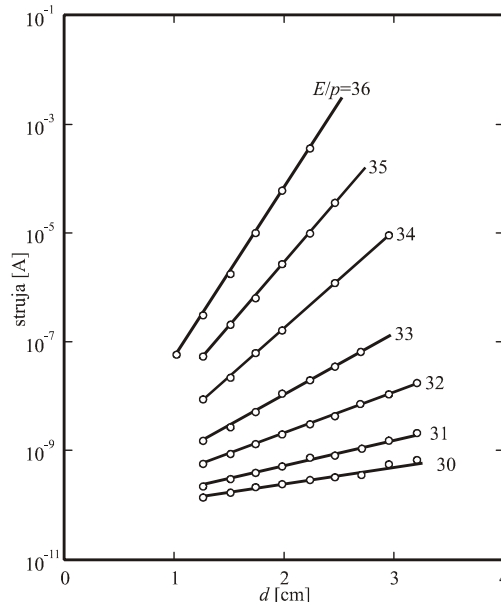
3.1 Jonizacija

Veliki deo ranih ispitivanja električnog pražnjenja u gasovima izvršena su od strane Taunsenda i njegovih učenika, kao što je već rečeno. Ona su se odnosila više na merenje strujnih i naponskih (tj. volt-amperskih) karakteristika nego na određivanje verovatnoća za jonizaciju. Standardni tip uređaja u ovim ispitivanjima, bila je elektrodna struktura sa paralelnim pločama (homogeno polje) postavljenim tako da snop svetlosti može padati na katodu, slika 1.1. Ako se iz katode oslobađaju elektroni, sa povećanjem razlike potencijala između anode i katode, postiže se saturaciona vrednost struje koja odgovara stanju kada su na elektrodama skupljeni, u jedinici vremena, svi elektronsko-jonski parovi, stvoreni u jedinici vremena. Kako se električno polje povećava, dolazi do naglog porasta struje, koji odgovara pojavi procesa jonizacije u sudarima primarnih elektrona sa gasnim atomima. Ova pojava je ilustrovana na slici 3.1.



Slika 3.1 Strujno-naponska karakteristika tipične Taunsendove cevi (Prema P. Osmokrović [29])

Na slici 3.2 prikazani su eksperimentalno dobijeni dijagrami zavisnosti struje, u oblasti III predhodno opisanog dvoelektrodnog sistema, od rastojanja uz odnos električnog polja i pritiska kao parametar. Na osnovu ovog dijagrama Taunsend je odredio prvi jonizacioni koeficijent α .



Slika 3.2 Eksperimentalna merenja u vazduhu iz kojih je određivan Taunsendov prvi jonizacioni koeficijent (Prema J. M. Meek, J.D. Craggs [2])

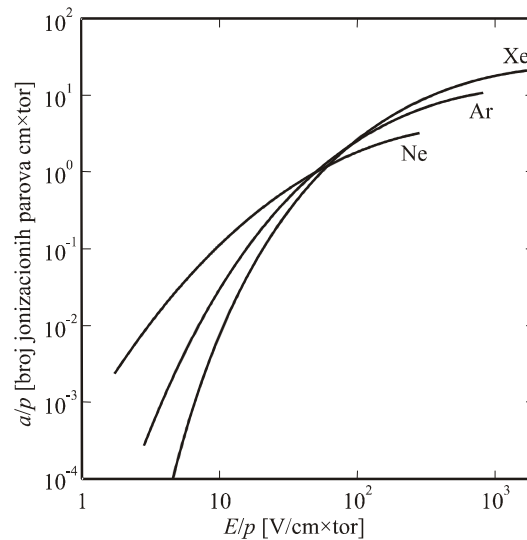
Naime, Taunsend je krenuo od pretpostavke da ako jedan elektron stvori α novih elektrona na jediničnoj dužini puta u pravcu polja, porast broja elektrona proizvedenih od n elektrona na putu dx jednak je

$$dn = \alpha n dx \quad (3.1)$$

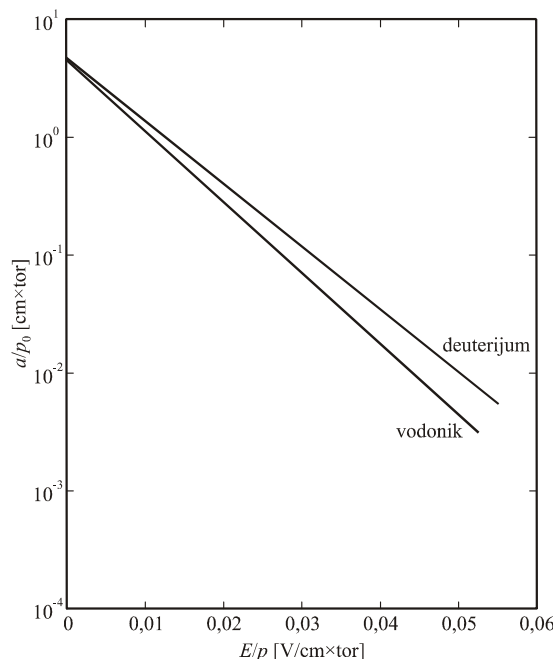
tako da je:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.2)$$

gde je n_0 početna koncentracija elektrona. Ovo odgovara eksperimentalno dobijenoj struji $i = i_0 e^{\alpha x}$. Veličina α naziva se prvi Taunsendov koeficijent. Samo α nije funkcija od E/p , ali α/p jeste. Vrednosti α/p u funkciji od E/p određene su za mnoge gasove i tipične krive ove zavisnosti prikazane su na slici 3.3. Pošto je $\log(\alpha/p)$ u zavisnosti od $\log(p/E)$ približno linearna funkcija, često je zgodno da se ona predstavi u ovom obliku, kao što je učinjeno na slici 3.4.



Slika 3.3 Taunsendov prvi jonizacioni koeficijent za neon, argon i ksenon (Prema J. M. Meek, J.D. Craggs [2])



Slika 3.4 α/p u funkciji od p/E (Prema J. M. Meek, J.D. Craggs [2])

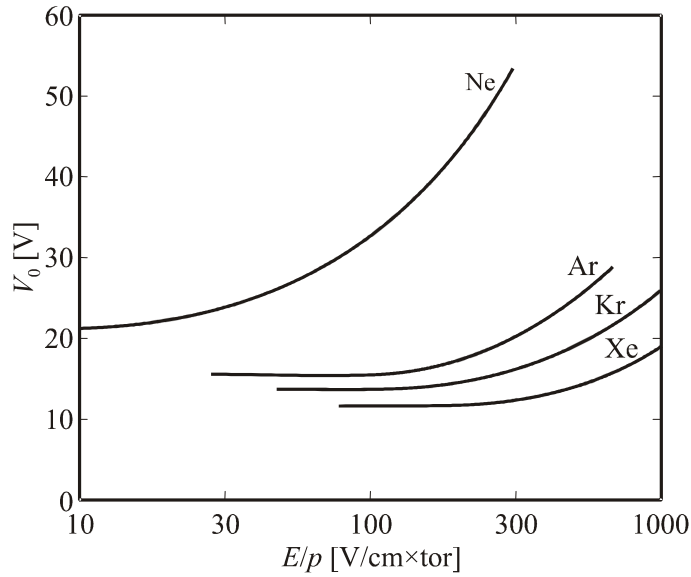
Drugi veoma koristan jonizacioni koeficijent definiše se preko broja jonskih parova po voltu (a ne po centimetru). U ovom slučaju je:

$$n = n_0 e^{\eta(V-V_0)} \quad (3.3)$$

gde je V_0 konstanta, koja dolazi otuda što energetska raspodela elektrona postaje stacionarna tek pošto elektroni pređu izvesno rastojanje od katode. Na osnovu toga se vidi da je η stvarno prosečna vrednost, preko koje se uzima u obzir da će na rastojanjima od katode kraćim od rastojanja, koje odgovara vrednosti V_0 , η biti funkcija napona. Tako je

$$dn = n\eta(V)dV \quad (3.4)$$

$$n = n_0 \exp \left[\int_0^V \eta dV \right] \quad (3.5)$$



Slika 3.5 Vrednosti za V_0 iz jednačine(3.3) (Prema J. M. Meek, J.D. Craggs [2])

Porast struje određen je ovim integralom. Pošto nema porasta struje za napone ispod V_0 , prosečna vrednost definiše se kao:

$$\bar{\eta} = \frac{\int_0^V \eta dV}{V - V_0} \quad (3.6)$$

što vodi do izraza $n = n_0 e^{\eta(V - V_0)}$. V_0 u funkciji od E/p za plemenite gasove prikazano je na slici 3.5. Odnos jonizacionog koeficijenta η i α , dat je izrazom:

$$\eta = \frac{\alpha}{E} \quad (3.7)$$

Izučavanja prvog jonizacionog koeficijenta za smeše gasova, otkrila su neke interesantne fizičke pojave. Vrlo velike promene vrednosti η potiču od interakcije metastabilnih atoma neona i normalnih atoma argona. Metastabilni nivo neona leži na 16,6 V, dok je jonizacioni potencijal argona 15,7 V. Sudar između ova dva atoma dovodi do jonizacije argona i do povratka neona na osnovno stanje. Povećanje jonizacije, koje se usled ovoga javlja, vidi se jasno po velikim vrednostima η kod malih vrednosti E/p . Ova pojava se naziva Peningov efekat, a odgovarajuće smeše gasova Peningove smeše, [30].

Često je pogodno izvesti izraz, koji može da se empirijski podesi na podatke za zavisnost α/p od E/p . Jedan takav, vrlo poznat izraz, dat je od strane von Engela (Alfred von Engel) i Stinbeka (Max Christian Theodor Steenbeck) u obliku:

$$\frac{\alpha}{p} = C_1 \exp \left[-C_2 \left(\frac{p}{E} \right) \right] \quad (3.8)$$

$$\ln \frac{\alpha}{p} = \ln c_1 - c_2 \frac{pd}{y}$$

$$y = \ln c_1 - \ln \frac{\alpha}{p}$$

Izraz (3.8), iako je dat od von Engela naziva se izrazom za prvi, često, Taunsendov koeficijent po Taunsendu.

Konstante C_1 i C_2 mogu se odrediti empirijskim podešavanjem za dosta širok opseg vrednosti E/p za veliki broj gasova. U Tabeli 3.1 su prikazane konstante C_1 i C_2 za plemenite gasove, [31].

Tabela 3.1 Vrednosti C_1 i C_2 konstanti (Prema N. Arsić [31])

Gas	C_1 [1/Pam]	C_2 [V/Pam]	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ [V/Pam]
Helijum	2.1	25.5	150 do 112
Neon	3.0	75	75 do 300
Argon	10.2	135	75 do 450
Ksenon	19.5	262.5	150 do 600
Kripton	12.75	180	75 do 750

Za plemenite gasove, specijalno, Takaši [31, 32] je dao izraz za α :

$$\alpha(x) = pK_1 \left[1 - e^{-\frac{\frac{E(x)}{p} - K_2}{K_3}} \right] \quad (3.9)$$

gde su K_1 , K_2 , K_3 konstante, koje su za određeni gas i oblast primenljivosti date tabelarno, Tabela 3.2.

Tabela 3.2 Vrednosti K_1 , K_2 i K_3 konstanti (Prema N. Arsić [31])

Gas	K_1 [1/Pam]	K_2 [V/Pam]	K_3 [V/Pam]	Oblast primenljivosti $E(x)/p$ [V/Pam]
Helijum	2.23	6	120	6 do 225
Neon	3.14	7.05	150	7.05 do 300
Argon	10.45	18.38	341.25	18.38 do 1200
Ksenon	20.88	31.35	585	31.35 do 1800
Kripton	12.88	19.88	382.5	19.88 do 1500

Kao što je već rečeno, za određivanje koeficijenta jonizacije ispravno je krenuti od elektronskog spektra i definicije. Naime, u svakom gasu postoje, pod normalnim uslovima, slobodni elektroni. Oni nastaju jonizacijom sekundarnim kosmičkim zračenjem, sudarima atoma (ili molekula) gasa sa visokoenergetskog repa spektra ili sudarima metastabilnih i neutralnih molekula gasa. Ovi slobodni elektroni, posmatrani zajedno, obrazuju gas slobodnih elektrona. Gas slobodnih elektrona može se smatrati jednom komponentom gasne smeše (tj. neutralni atomi + slobodni elektroni + slobodni joni). Iako sve ove komponente gasne smeše, teoretski, interaguju međusobno, može se smatrati da su, do stepena jonizacije 10^{-3} , dominantne interakcije između slobodnih elektrona i neutralnih atoma gasa [12, 33].

Jonizacioni koeficijent moguće je, kao što je rečeno, dobiti na osnovu definicije

$$\alpha(x) = n_0 \int_0^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) v f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.10)$$

gde je v brzina slobodnih elektrona u gasu, σ_i efikasni presek za jonizaciju koji zavisi od kinetičke energije ε , n_0 je koncentracija neutralnih atoma (molekula) gasa i $f(\varepsilon)$ je energetski spektar gasa slobodnih elektrona.

Energetski spektar gasa slobodnih elektrona je ključni problem ovog razmatranja. Naime, elektroni u gasu slobodnih elektrona imaju različite brzine, kako po intenzitetu, tako i po pravcu i smeru, tj. pojedinačno posmatrano, oni se odlikuju Braunovim kretanjem. To važi u potpunosti za gas slobodnih elektrona van električnog polja. Tačnije, taj zaključak važi za sve konstitutivne komponente gasne smeše van električnog polja. Pod tim uslovom odgovarajući energetski spektri su Maksvelovog tipa, to jest:

$$f(\varepsilon)d\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}}\left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)d\varepsilon \quad (3.11)$$

gde je k Bolcmanova konstanta, a T temperatura.

Kada takva gasna smeša dospe u električno polje, u stanju termalne ravnoteže, brzinama svih naelektrisanih komponenti se superponira jedna komponenta u pravcu polja. Međutim, kao što je prikazano u prethodnom poglavlju, u slučaju plemenitih gasova i pod pretpostavkom da je frekvencija elastičnih sudara konstantna (nezavisna od energije), može se i dalje smatrati da je energetska raspodela gasa slobodnih elektrona Maksvelova, a pod pretpostavkom da je srednja slobodna dužina puta konstantna (nezavisna od energije), dobija se da je spektar gasa slobodnih elektrona Drajverštajnovog tipa (što je veoma slično spektru Maksvelovog tipa i razlikuju se samo u repu raspodele) [1]. U tom slučaju, elektronsko-atomski sudari ne narušavaju prirodu spektra budući da su elastičnog tipa. To je tako zato što je verovatnoća za povećanje brzine elektrona posle sudara jednaka verovatnoći za njeno smanjenje, [33, 34]. U slučaju molekularnih gasova, ova pretpostavka ne bi važila usled mogućnosti pobuđivanja rotacionih i vibracionih kvantnomehaničkih stanja, što bi sudare učinilo neelastičnim i to tako da bi oni rezultirali pomeranje odgovarajućeg energetskog spektra ka nižim energijama, [23, 34].

Dakle, pod pretpostavkom plemenitih gasova niskog pritiska može se dobiti (zamenom izraza (3.11) u izraz (3.10)) izraz za Taunsendov jonizacioni koeficijent:

$$\alpha(T_e) = 4 \frac{M\sigma_{i0}}{R\sqrt{\pi}} \cdot p \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right) \quad (3.12)$$

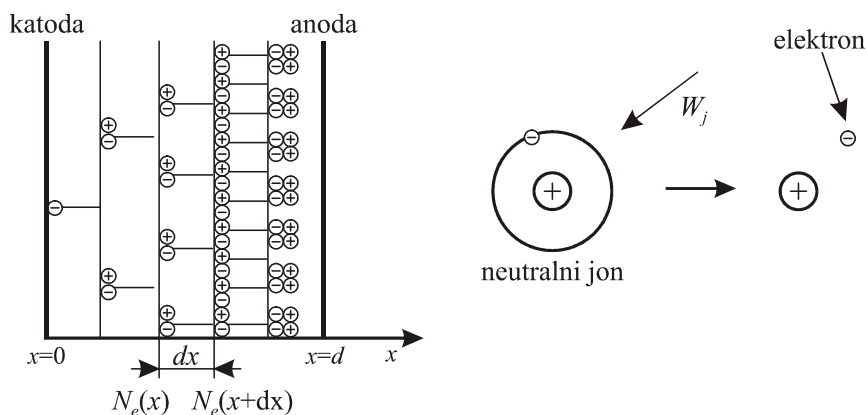
gde je M molarna masa, σ_{i0} je presek za jonizaciju neutralnog atoma gasa elektronom energije e_i , R je Ridbergova konstanta, T_e je elektronska temperatura data izrazom [23, 24, 35, 36]

$$T_e = kT = \xi \lambda e E \quad (3.13)$$

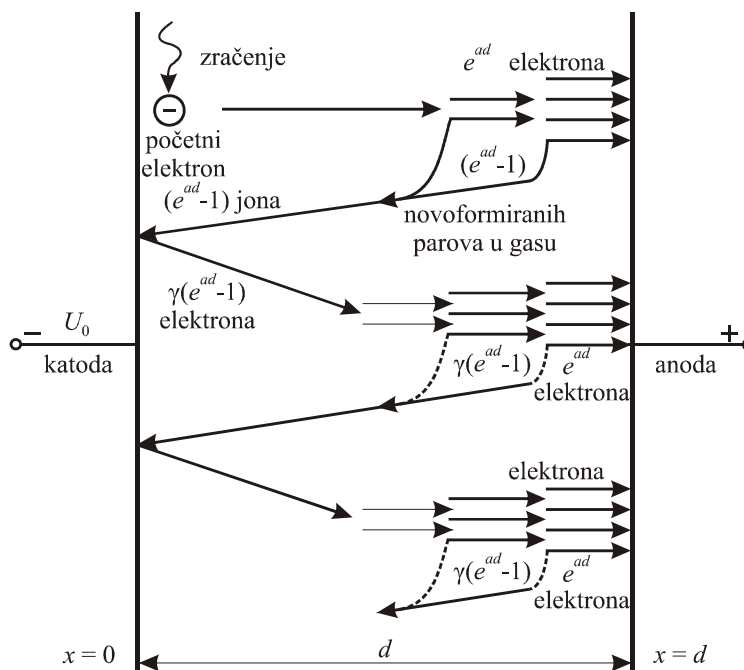
gde je ξ termalizacioni faktor forme, λ srednja dužina slobodnog puta i E intenzitet električnog polja.

3.2 DC proboj gasova

Gasovi pod normalnim uslovima sadrže, pored neutralnih molekula, odnosno atoma, slobodne elektrone i jone. Ako se u gasu uspostavi spoljašnje električno polje, doći će do usmerenog kretanja elektrona i jona po pravcu polja, pri čemu elektroni, kao mnogo lakše čestice, preuzimaju nesrazmerno više energije između dva sudara. Ukoliko jedan slobodni elektron, između dva sudara sa neutralnim molekulom ili atomom, preuzme od električnog polja dovoljno energije da pri sudaru izvrši jonizaciju, on postaje inicijalni elektron. U svom prvom sudaru takav elektron formira novi jonsko-elektronski par, to jest još jedan slobodni elektron. Nakon sledeće srednje slobodne dužine puta, ta dva slobodna elektrona formiraju još dva nova elektrona, i tako dalje geometrijskom progresijom dolazi do lavinskog procesa, slika 3.6. "Pljusak" elektrona na anodi, nastao ovakvom primarnom lavinom, ne predstavlja i proboj gasa. Tek, ako se po svakoj lavini sekundarnim elementarnim procesima formira dovoljan broj sekundarnih inicijalnih elektrona, električno pražnjenje u gasu postaje samoodržavajuće, što može, eventualno, dovesti do proboja gasa, slika 3.7.



Slika 3.6 Nastajanje lavine elektrona udarnom elektronskom jonizacijom (Prema P. Osmokrović [29])



Slika 3.7 Uz tumačenje Taunsendovog mehanizma proboja (Prema P. Osmokrović [29])

Sam električni proboj gasa može da se odvija prema dva različita mehanizma, u zavisnosti od toga jesu li dominantni sekundarni procesi električnog pražnjenja na elektrodama ili u gasu. Ako su dominantni sekundarni procesi na elektrodama, radi se o Taunsendovom mehanizmu proboja gasa, koji je karakterističan za potpritiske gasa i mala međuelektrodna rastojanja. Ako su dominantni sekundarni procesi u gasu, radi se o

strimerskom mehanizmu proboja, koji je karakterističan za natpritiske i veća međuelektrodna rastojanja. Granica između Towsendovog i strimerskog mehanizma proboja nije oštra, i u graničnoj oblasti se električni proboj odvija kombinacijom ova dva mehanizma, [1, 2, 8, 34, 37].

Pri stvaranju matematičkog modela električnog pražnjenja u plemenitim gasovima, polazi se od pretpostavke, kao što je rečeno, da po jedinici puta inicijalnog elektrona, u pravcu polja nastaje α jonsko-elektronskih parova. Nakon pređenog puta x , prema anodi, jedan inicijalni elektron generiše $n(x)$ elektrona, čiji se broj na sledećem elementu puta uveća za:

$$d n(x) = n(x) \alpha dx = n(x) \alpha dx \quad (3.14)$$

gde je α – prvi jonizacioni koeficijent.

Rešavanjem diferencijalne jednačine (3.14), dobija se broj slobodnih elektrona, $n(x)$, i pozitivnih jona, $n^+(x)$, u tački x :

$$n(x) = e^{\alpha x} \quad (3.15)$$

$$n^+(x) = e^{\alpha x} - 1 \quad (3.16)$$

U slučaju da se proboj odvija Taunsendovim mehanizmom, samoodržanje procesa se zasniva na izbivanju sekundarnih inicijalnih elektrona sa katode pozitivnim jonima. Prema tom mehanizmu, u trenutku kada primarna elektronska lavina posle pređenog puta, jednakog međuelektrodnom rastojanju d , stigne na anodu, sekundarni mehanizmi na katodi generišu $\gamma n^+(d)$ sekundarnih inicijalnih elektrona. Velikim brojem tako generisanih lavina, na anodu stiže:

$$n = \sum_{k=0}^{\infty} [\gamma (e^{\alpha d} - 1)]^k e^{\alpha d} \quad (3.17)$$

elektrona, odnosno, uz uslov konvergentnosti ovog reda:

$$n = \frac{e^{\alpha d}}{[1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)]} \quad (3.18)$$

Iz relacije (3.18) se, za uslov električnog proboja gasa Taunsendovim mehanizmom, dobija izraz:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3.19)$$

Prilikom izvođenja uslova za proboj gasa Taunsendovim mehanizmom, pretpostavljeno je da inicijalni elektron na svakoj srednjoj slobodnoj dužini puta između dva sudara od polja preuzima isti iznos energije. Ova pretpostavka je opravdana samo za slučaj homogenog električnog polja. U slučaju da električno polje u međuelektrodnom prostoru nije homogeno, uslov za električni proboj Taunsendovim mehanizmom postaje:

$$\gamma \int_0^d \alpha e^{\int_0^x \alpha dx} dx = 1 \quad (3.20)$$

U slučaju gasnih smeša procentualnog sastava χ_i gasnih komponenti i ($i=1,2,3,\dots$) (pri čemu i -toj komponenti gasne smeše odgovara χ_i -ti procentualni deo), izraz (3.20) prelazi u izraz

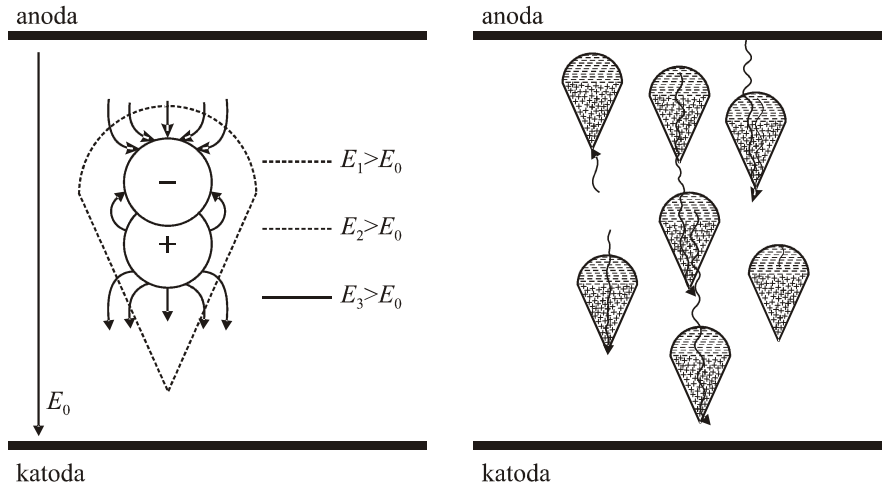
$$\gamma \sum_{i=1}^n \chi_i \int_0^d \alpha_i e^{\int_0^x \alpha_i dx} dx = 1 \quad (3.20a)$$

gde je α_i jonizacioni koeficijent i -te komponente smeše, a n broj komponenata u smeši [23, 35].

Za razliku od Taunsendovog mehanizma proboja gasa, prema kome proboj nastupa tek kada se gustina elektrona izazvana sekundarnim procesima izjednači sa koncentracijom elektrona primarne lavine, nezavisno od njene vrednosti, proboj strimerskim mehanizmom biva izazvan samo jednom lavinom. Do ovoga efekta dolazi, kada količina naelektrisanja u primarnoj lavini dostigne dovoljno veliku vrednost, da se usled nje bitno poveća polje u pravcu katode, pa da elektroni, nastali fotojonizacijom, mogu biti privučeni od pozitivnih jona lavine, pre nego što se ovi pokrenu, slika 3.8.

Tako izazvano prividno kretanje pozitivnih jona formira u međuelektrodnom prostoru uzane provodne kanale, strimere, koji se brzinom od 10^6 m/s kreću prema katodi. Stizanjem jednog strimera na katodu, premošćuje se međuelektrodni prostor, i kroz tako uspostavljeni strimerski most poteče struja. Ta struja, Džulovim efektom,

izaziva termojonizaciju u kanalu strimera, čime visokootporni strimer pređe u plazma-stanje, i nastupa električni proboj.



Slika 3.8 Uz tumačenje strimerskog mehanizma proboja (Prema P. Osmokrović [29])

Fenomen strimerskog pražnjenja ima egzaktan matematički model, koji se ne zasniva na eksperimentalnim opažanjima. Uvažavajući činjenicu da prostornim naelektrisanjem izazvano električno polje mora biti bar istog reda veličine, kao i spoljašnje polje, može se zaključiti da do proboja gasa ovim mehanizmom dolazi, ako je koncentracija elektrona u primarnoj lavini veća od 10^5 cm^{-3} [38, 39, 40, 41]. Ovaj zahtev je ispunjen ako je:

$$\int_0^d \alpha dx = 10,5 \quad (3.21)$$

U slučaju gasnih smeša procentualnog sastava χ_i gasnih komponenti i , $i=(1,2,\dots)$ (pri čemu i -toj komponenti gasne smeše odgovara χ_i -ti procentualni udeo) izraz (3.21) prelazi u

$$\sum_{i=1}^n \chi_i \int_0^d \alpha_i dx = 10,5 \quad (3.21a)$$

gde je α_i prvi jonizacioni koeficijent i -te komponente smeše, a n broj komponenata u smeši.

3.3 Karakteristike DC probojnog napona gasova u homogenom električnom polju

Uticao parametara izolacionog sistema (vrsta gasa, pritisak gasa i materijal elektroda) na vrednost DC probojnog napona je često predmet istraživanja. Dobra promenljiva za ovo istraživanje je uvek bila, prema zakonu sličnosti, proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja. Predmet ovih istraživanja je uglavnom bio uticaj parametara sastav gasa (smeše) i materijala elektrode na krivu $U(pd)$ (DC probojni napon u zavisnosti od proizvoda pritiska i međuelektrodnog rastojanja). Ovde će biti navedeni neki rezultati takvog istraživanja.

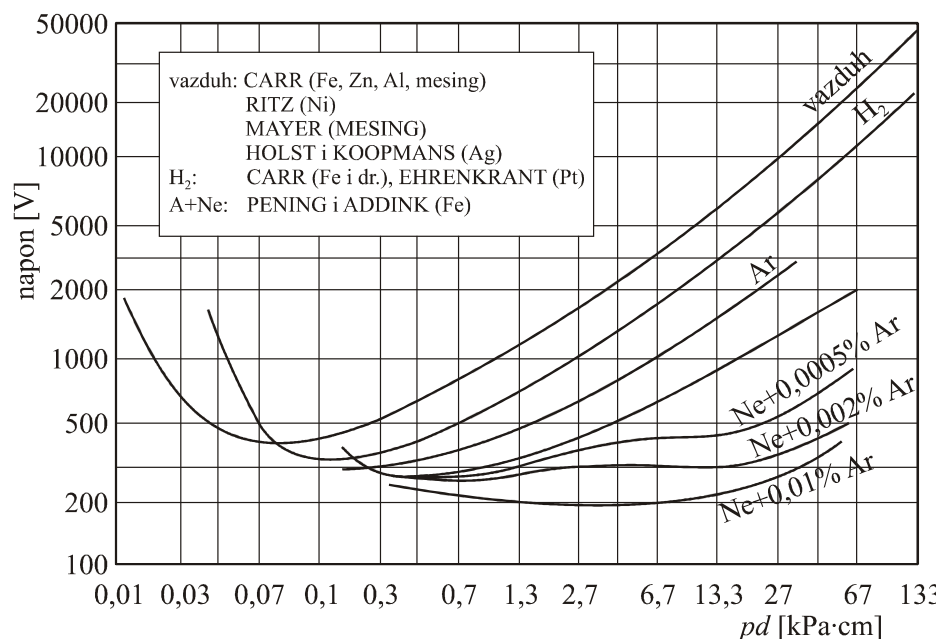
Tipične krive (takozvane Pašenove krive), koje povezuju probojni napon sa proizvodom pritiska gasa p i međuelektrodnog rastojanja d , za nekoliko gasova, prikazane su na slici 3.9 [42]. Probajni napon u svakom gasu opada sa povećanjem proizvoda pd dostižući minimum na vrednosti $(pd)_0$ (takozvani Pašenov minimum) reda 10 do 13 Pam i nakon toga raste. Očigledna je razlika između Pašenovih krivih za različite gasove (kao što se i očekuje na osnovu razmatranja kriterijuma proboja iz jednačine (3.21)). Uticaj vrste gasa na Pašenove krive sledi, matematički gledano, takođe iz izraza (3.21) prema kojem na probajni napon najveći uticaj ima prvi jonizacioni koeficijent α (eksponencijalna zavisnost), a on, prema tabeli 3.1, zavisi samo od vrste gasa.

Razmatranjem proboja u kiseoniku i vazduhu zaključeno je da krive za vazduh približno odgovaraju krivama za azot za vrednosti $pd > 13,3$ Pam [43, 44]. Minimalna vrednost probajnog napona je 292 V pri vrednosti za $pd = 14,3$ Pam. Za veće vrednosti pd kriva se približno slaže sa krivama u radovima [45, 46, 47, 48] ali je primetna razlika blizu minimuma krive.

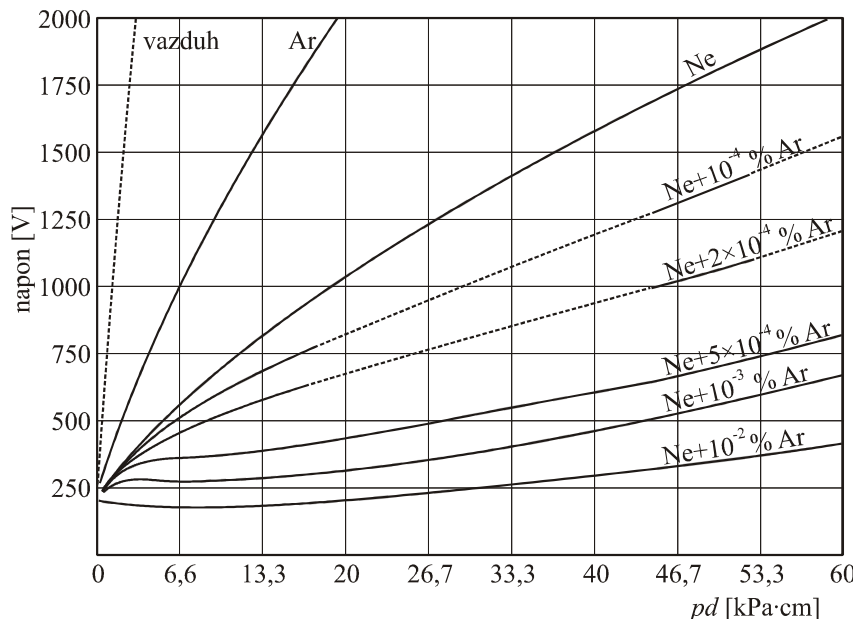
Rezultati istraživanja proboja homegenog polja argona i neona su prikazani na slici 3.10 i pokazuju da male količine argona u neonu imaju znatan uticaj na vrednost probajnog napona [49, 50, 51]. Ovo je objašnjeno [52], prisustvom metastabilnih atoma neona, čiji potencijal ekscitacije prevazilazi potencijal jonizacije argonovih atoma (kao

što je već objašnjeno; Peningova smeša). Na slici 3.11 su prikazane krive [50], prikazujući efekat osvetljavanja neonskim pražnjenjem na krive napona proboja neona sa 0,002 % argona. Isto osvetljavanje uzrokuje zanemarljiv efekat na krive napona proboja za čist neon. Slika 3.12 prikazuje krive probojnog napona u zavosnosti od procentualnog udela argona uz intenziteta osvetljavanja kao parametar. [53, 54]

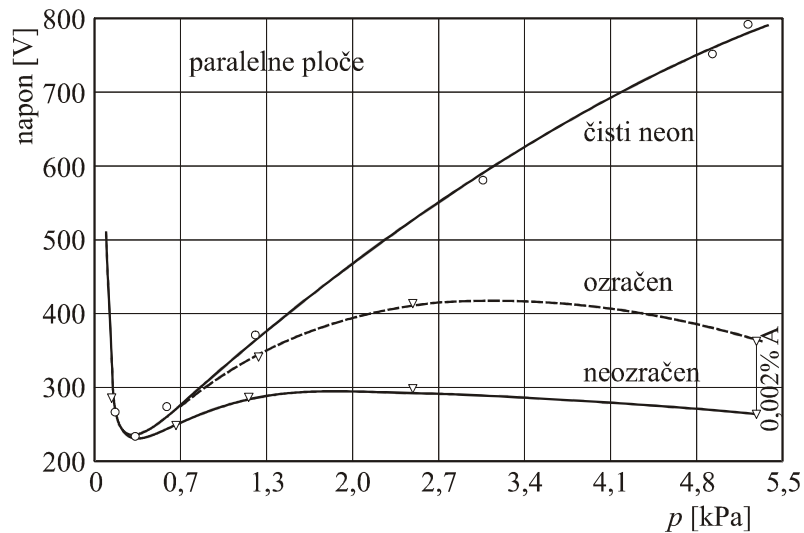
Koliko je poznato, mali dodaci svih gasova osim helijuma, smanjuju probojni napon neona. U slučaju helijuma potencijal jonizacije je veći od onog za neon. [51]



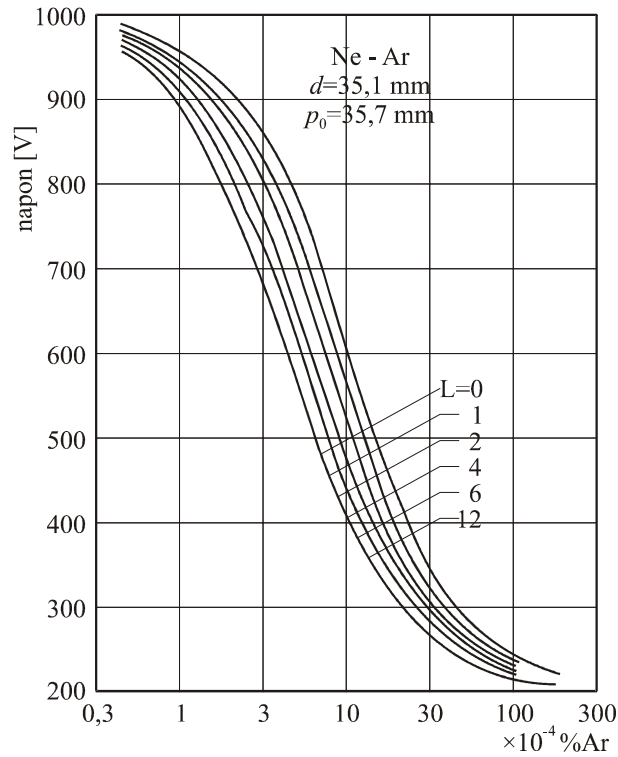
Slika 3.9 Krive tipičnih probojnih napona između paralelnih pločastih elektroda za različite gasove; p_0 je pritisak gasa [mmHg], korigovan na 0 °C (Prema M.J. Dryvesteyn, F.M. Penning [42])



Slika 3.10 Krive probojnog napona u mešavini neon-argon između paralelnih ploča na rastojanju od 2 cm (Prema F.M. Penning, C.C.J. Addink [51])



Slika 3.11 Uticaj osvetljaja od pražnjenja u neonu na probojni napon za količinu 0,002 % neona u odnosu na argon; p_0 pritisak [kPa] (Prema F. M. Penning [50])

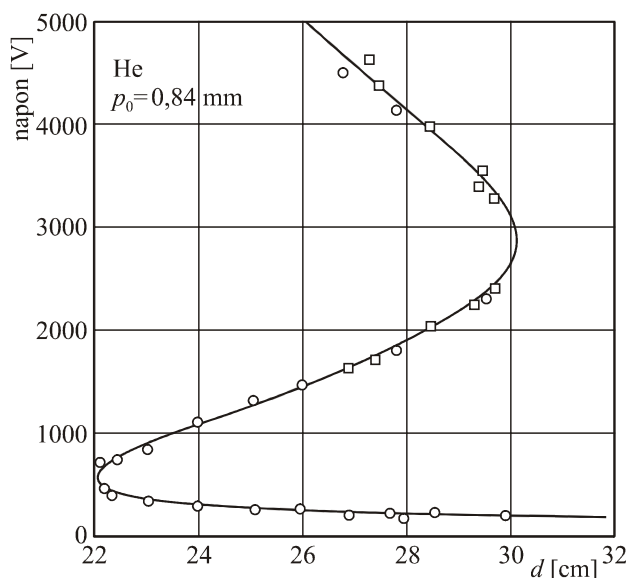


Slika 3.12 Krive probojnih napona za mešavinu neon-argon za različite intenzitete osvetljaja (Prema F. M. Penning [53, 54])

Takođe je razmatran uticaj dodatka malih količina drugih gasova na vrednost probojnog napona u helijumu. Dobijeni rezultati pokazuju da je struja u homogenom dvoelektrodnom sistemu polja, izolovanom ili helijumom, ili argonom ili mešavinom helijuma i 0,025% argona, uvek veća od odgovarajuće vrednosti za čist gs pri istom odnosu E/p [55]. Ovaj rezultat je objašnjen efektom izazvanim direktnim sudarima elektrona sa atomima argona u suprotnosti sa interpretacijom datom u [30, 53] sa dejstvom metastabilnih helijumovih atoma.

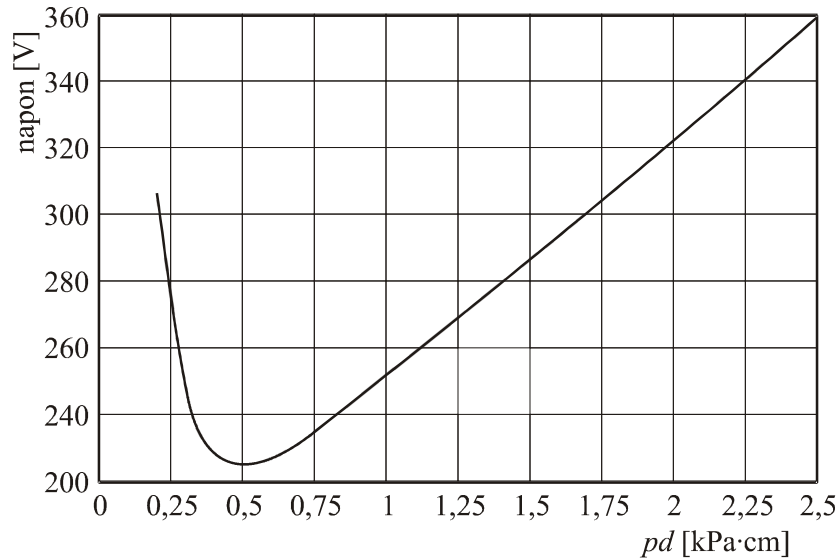
Anomalni oblik karakteristike napona proboja je uočen, za pražnjenja u helijumu, na vrednostima pd ispod onih, koji odgovaraju minimalnoj vrednosti probojnog napona [56]. Dobijena kriva, prikazana na slici 3.13, pokazuje da za neku vrednost proizvoda pd mogu postojati tri minimalne vrednosti probojnog napona. Takav oblik Pašenove krive je objašnjen razmatranjem verovatnoće jonizacije u helijumu [56]. Naime, kako se međuelektrodno rastojanje smanjuje za određeni pritisak u gasu, broj atoma između elektroda se smanjuje kao i broj sudara. Posledica toga je da se u cilju

zadovoljenja kriterijuma $\gamma e^{\alpha d} = 1$ vrednost $e^{\alpha d}$ mora očuvati, u smislu, ako vrednost γ ostane konstantna, vrednost α se mora povećati. Međutim, verovatnoća jonizacije elektronom se ne povećava kontinualno sa povećanjem brzine elektrona, ali dostiže maksimum na ~ 100 V. Kada je napon takav da je broj sudara maksimalan, smanjenje proizvoda pd ne može biti kompenzovano povećanjem napona unutar međuelektrodnog prostora. Stoga do proboja ne dolazi pri vrednosti proizvoda pd ispod određene vrednosti i kriva probojnog napona se "krivi" udesno kao što je prikazano na slici 3.13, pri naponu od oko 600 V. Za veće vrednosti d , zahtevana vrednost $e^{\alpha d}$ se može dobiti za dve vrednosti gradijenta napona sa obe strane maksimuma, na krivoj verovatnoće jonizacije, za istu vrednost α . Situacija se komplikuje sa činjenicom da γ varira takođe sa gradijentom i moguće je da nastane značajna brzina jonizacije pozitivnim jonima u gasu. Ovi efekti uzrokuju da do proboja dođe, ponovo, na trećoj vrednosti napona, što dovodi do toga da se kriva zavisnosti probojnog napona od međuelektrodnog rastojanja ponovo krivi unazad za napone iznad 3000 V, kao što je pokazano na slici 3.13. Ova pojava se često naziva anomalnim Pašenovim efektom [10, 37].



Slika 3.13 Karakteristika probojnog napona za helijum za vrednosti pd niže od odgovarajućeg za minimalni probojni napon (Prema F. M. Penning [56])

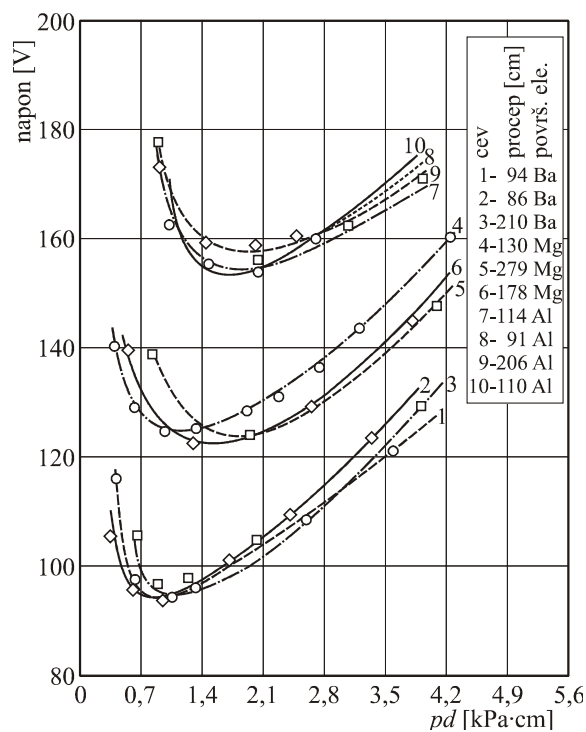
Ista pojava, prikazana na slici 3.13, je sasvim drugačije tumačena kao posledica proboja duž ivičnih linija polja, [23, 39, 35, 36]. Ovo tumačenje je provereno na više međusobno nezavisnih načina i može se smatrati potvrđenim.



Slika 3.14 Kriva probojnog napona u helijumu (Prema J.S. Townsend, S.P. McCallum [49])

Kriva napona proboja u čistom helijumu bez pojave anomalnog Pašenovog efekta je istraživana i prikazana je na slici 3.14 [55,57].

Probojni napon varira u zavisnosti od materijala katode i variranje postaje posebno značajno pri nižim vrednostima proizvoda pd , blizu minimalne vrednosti probojnog napona. Neke krive za proboj argona sa katodom od barijuma, magnezijuma i aluminijuma su prikazane na slici 3.15, [58].



Slika 3.15 Probojni napon u argonu sa katodama od barijuma, magnezijuma i aluminijuma (Prema H. Jacobs, A.P. Larocque [58])

Slični rezultati u argonu su dobijeni i od drugih istraživača. U [51] je posmatrana minimalna vrednost probojnog napona od oko 270 V za katodu od gvožđa. Rezultati za platinu i nikel koji su prikazani u [46, 59] redom, su približno isti, i iznose približno 200 V. Sa natrijumovom katodom je izmerena minimalna vrednost probojnog napona od oko 90 V [59]. Slična vrednost je dobijena i za kalijum [60]. Značajne razlike vrednosti probojnih napona su posledica razlika u koeficijentu γ za određene katode i potvrđuju da je emisija elektrona iz katode (uslovljena vrednošću izlaznog rada katode), kao rezultat bilo bombardovanja pozitivnim jonima, zračenjem iz gasa ili ostalim procesima, značajan faktor u mehanizmu proboja.

Rezultati ispitivanja o minimalnim vrednostima probojnog napona u drugim inertnim gasovima za barijumske, magnezijumske i aluminijumske katode su dati u tabeli 3.3, [61]. Minimalna vrednost probojnog napona od 64 V je detektovana je za proboj u neonu između cezijumski obloženih elektroda, pri pritisku od 3,46 kPa [62].

Tabela 3.3 Minimalni naponi proboja (Prema H. Jacobs, A.P. Larocque [61])

gas	He	Ne	Ar	Kr	Xe
elektroda	V				
Barium	157	129	94	104	83
Magnezijum	160	150	123	115	120
Aluminijum	189	160	154	135	150

Ispitivana je i zavisnost vrednosti probojnog napona u vodoniku, na pritiscima između 0,133 i 69,16 kPa pri međuelektrodnom rastojanju od 0,35 cm, od materijala katode [45]. Osim u slučaju elektrode od nikla koja ima najveću vrednost izlaznog rada, minimalni probojni napon je rastao sa vrednošću izlaznog rada katode pri čemu je taj porast bio veći u slučaju nečistoća (ili oksidacije) na materijalu elektrode. Interpretirani rezultati prikazali su da je emisija elektrona sa katode bitan faktor u procesu proboja, a uticaj oksidacije i nečistoća je takav da povećava tu emisiju [45]. Anomalni (nepravilni) rezultati, dobijeni sa katodom od nikla su objašnjeni efektom izlaganja nikla vodoniku koji nakon degasiranja znatno povećava sekundarnu emisiju pod dejstvom elektrona [27, 63].

Isto tako je razmatran mehanizam proboja u vodoniku tokom kojeg su analizirani probojni naponi da bi se utvrdio vrednosti γ iz uslova proboja $\gamma e^{\alpha d} = 1$. Na osnovu dobijenih rezultata su data tumačenja, koja se odnose na relativni značaj tri sekundarna procesa jonizacije, tj. oslobađanje elektrona iz katode bombardovanjem pozitivnim jonima, oslobađanje elektrona iz katode fotoelektričnim efektom i oslobađanje elektrona u gasu izazvano sudarima pozitivnih jona sa atomima gasa [64]. Poređenjem vrednosti γ , dobijenih sa različitim materijalima zaključeno je da u slučaju aluminijumskih elektroda hladna katodna emisija doprinosi sa bar 50% svim sekundarnim procesima.

Prilikom izučavanja proboja u vodoniku su korišćene katode od platine i natrijuma [59]. Pokazalo se da je proboni napon niži za katode od natrijuma. Razlika je oko 10% za $pd = 39,9$ kPacm i raste sa opadanjem pd . Minimalna vrednost probojnog

napona je približno 300V sa platinskim i 180V sa natrijumskim katodama. Za vrednosti $pd > 6,65$ kriva [59] koja je dobijena sa platinskim katodama je približno ista kao i odgovarajuća kriva dobijena sa čeličnim katodama [45], ali za niže vrednosti pd , rezultati vrednosti dobijeni sa katodom od platine su nešto veći.

Ispitivane su karakteristike probojnog napona azota sa platinskim i natrijumskim elektrodama pri pritisku u opsegu od 66,5 Pa do 79,8 kPa. Očekivalo se smanjenje vrednosti probojnog napona u prisustvu natrijuma, zbog većih vrednosti α pod takvim uslovima [65]. Međutim, pokazalo se da je dobijeno smanjenje veće od očekivanog i zaključeno je da dobijeni rezultat može biti povezan sa velikom preprobojnom strujom u slučaju natrijumovih katoda. [59]

Kriva dobijena za određivanje karakteristika probojnog napona za živinu paru u ranijim istraživanjima daje promenu probojnog napona u zavisnosti od pd , gde je p , pritisak pri kom bi gas na temperaturi od 15 °C, imao istu gustinu kao i živina para na temperaturi T °C [44, 66]. Ustanovljene rezlike u dobijenim krivama za katode od nikla i čelika su male. Minimalna vrednost probojnog napona, zabeležen za elektrode od nikla je 400 V, a za elektrodu od čelika 380 V. Za katodu prekrivenu sa filmom od žive minimalna vrednost probojnog napona je 305V, bez obzira da li je osnovni materijal nikel ili čelik. Sličan efekat je postignut za katodu od čistog gvožđa (520V) i za katodu od čistog gvožđa prekrivenu živom (330V), [66].

Izvršena su i merenja vrednosti probojnog napona deuterijuma za pritiske između 1 i 26 Pa sa šest različitih katodnih materijala [44]. Kao u slučaju vodonika, postoji značajna razlika probojnog napona u zavisnosti od materijala katode, naročito u oblasti minimalne vrednosti probojnog napona. Za istu katodu, minimalna vrednost probojnog napona u deuterijumu je oko 3% veći nego u vodoniku, ali na pritisku od 26 Pa, probojni napon deuterijuma je 3% niži nego vodonika. Prilikom razmatranja vrednosti γ pri probouju utvrđeno je da, kada važi $E/p \sim 150$ V/cm/mmHg, onda je fotoelektrična emisija predominantni proces na katodi. Za $E/p > 250$ V/cm/mmHg, sekundarna emisija je uzrokovana bombardovanjem katode pozitivnim jonima [44]. U tabeli 3.4 su date tipične vrednosti γ za plemenite gasove.

Tabela 3.4 Prosečna vrednosti za koeficijent γ za plemenite gasove
(Prema C. Brinkmann [68])

Gas	γ
Helijum	0,29
Neon	0,213
Argon	0,095
Ksenon	0,013
Kripton	0,05

Metod računanja minimalne vrednosti probojnog napona predložen je u [58]. Proračunate vrednosti γ koje odgovaraju Pašenovom minimumu, za nekoliko različitih materijala katoda u argonu, prikazani su uz odgovarajuću vrednost izlaznog rada kao parametra. Uz pomoć ove dve krive pokušano je da se proceni vrednost minimalnog probojnog napona u argonu, za bilo koju katodu, za koju je poznata vrednost izlaznog rada. Na bazi ovoga, dobijene su vrednosti minimalnog probojnog napona međuelektrodnog prostora u argonu sa katodom od natrijuma. Ovaj metod je kritikovan i ukazano je da slaganja između proračunatih i izmerenih vrednosti probojnog napona za natrijumske katode u argonu mogu biti slučajna [67]. Nešto drugačijim razmatranjem konstatovano je da je vrednost γ u azotu osetno niža za katodu od natrijuma nego za platinsku, [65] ali je izmerena niža vrednost minimalnog probojnog napona sa natrijumovom katodom nego sa platinskom [59]. Takođe je ustanovljeno da je minimalni probojni napon 195 V, za katode nikla i platine sa vrednošću izlaznog rada od 5,01 i 6,3 eV respektivno, ali je sa katodom od gvožđa, sa vrednošću izlaznog rada 4,72 eV, minimalni probojni napon 265 V [67]. Iz toga se može zaključiti da dok, uopšteno gledano, izolacioni sistemi sa katodama izrađenim od materijala sa niskom vrednošću izlaznog rada imaju visoku vrednost γ , postoje izuzeci i svako predviđanje vrednosti minimalnog probojnog napona bazirano na radnoj funkciji može u velikoj meri biti pogrešno.

Prilikom studiranja uticaja magnetskog polja na probojni napon za pražnjenja u vazduhu ustanovljeno je da se minimalni probojni napon povećao sa 327 V na 470 V primenom magnetskog polja od 1,885 T, [69].

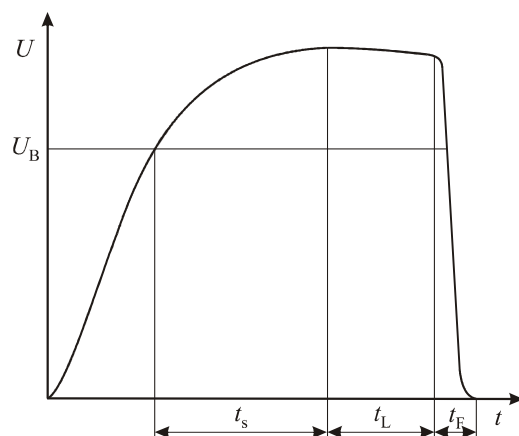
3.4 Impulsni proboj gasova

U dosadašnjem razmatranju pojave električnog proboja gasa nije vođeno računa o obliku naponskog opterećenja, već je smatrano da je električno polje, potrebno kao izvor energije elementarnim procesima proboja, makroskopski nepromenljivo u međuelektrodnom prostoru. Posmatranjem na takav način dolazi se do pojma *dc* proboja, koji za praktične potrebe, biva realizovan sporo rastućom potencijalnom razlikom između elektroda. Međutim, česta pojava atmosferskih i komutacionih prenapona [20] nametnula je potrebu za proučavanjem proboja kao posledica električnog polja brzine promene uporedljive sa globalnom brzinom mikroskopskih fenomena gasnog pražnjenja, to jest dinamičkog proboja. U laboratorijskim uslovima se dinamički proboj ostvaruje strogo definisanim impulsnim naponima, karakterističnog toka prikazanog na slici 3.16 [31, 70, 71].

Od mnoštva slobodnih elektrona, nastalih prethodno opisanim procesima, ulogu inicijalnog elektrona preuzima onaj, koji se u optimalnom trenutku nađe pod energetski povoljnim okolnostima. Pojavljivanje ovakvog početnog elektrona je slučajan događaj, pa je i vreme, koje protekne od ispunjenja minimuma dovoljnih uslova njegovog postojanja, pa do kraja njegovog delovanja, statistička veličina, koja se izražava zakonima verovatnoće.

Na slici 3.16 je sa t_s označeno statističko vreme koje predstavlja period od prekoračenja minimalnog probojnog napona U_B ³ do pojave inicijalnog elektrona.

³ Napon U_B je važna karakteristika elektrodne geometrije i primenjenog gasa. On odgovara probojnom naponu koji bi bio ostvaren statičkim opterećenjem bez uzimanja u obzir promene polja prostornim naelektrisanjem. Sa porastom homogenosti polja približava se napon U_B statičkom probojnom naponu te ga se u takvim slučajevima može i meriti, što nije uobičajeno pošto računarska tehnika omogućuje da se, za proizvoljnu geometriju, napon U_B , odredi sa željenom tačnošću.



Slika 3.16 Karakterističan tok impulsivnog napona kojim je ostvaren proboj (Prema P.Osmokrović [32])

Na istoj slici je sa t_L označeno vreme formiranja lavine, to jest vreme koje počinje sa pojavom prve lavine, a završava se sa početkom glavnog pražnjenja. Vreme potrebno za izgradnju termalnog kanala varnice, u literaturi poznato pod imenom formativno vreme, je na slici 3.16 označeno sa t_F . Pod formativnim vremenom se podrazumeva vreme unutar kojega kanal visokoprovodne plazme vrši premošćavanje međuelektrodnog prostora što, opet, ima za posledicu opadanje napona i otpora između elektroda na veoma male vrednosti. Upravo je osobina promene otpornosti kanala varnice, od početne beskrajno velike do konačno zanemarljivo male, poslužila formulaciji „varničnog“ zakona [72], kojim se opisuje ova faza pražnjenja.

4 EKSPERIMENT I OBRADA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA

Eksperiment je vršen pod izuzetno dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. Posebna pažnja, tokom eksperimentalnog postupka, bila je posvećena reproduktivnosti dobijenih rezultata i minimizacije subjektivne merne nesigurnosti (greške) u postupku. Korišćena oprema bila je delom nabavljena na tržištu, pri čemu se vodilo računa o referencama proizvođača, a delom namenski proizvedena. Algoritam mernog postupka je podrazumevao hardversku i softversku kontrolu pouzdanosti, kako delova opreme tako i kompletnog postupka. Na osnovu toga se može tvrditi da je eksperimentalni postupak bio veoma pouzdan i podaci o mernoj nesigurnosti, tip A ili tip B, odnosno kombinovanoj, dobijene na osnovu detaljno određenog budžeta, mogu se, takođe, smatrati pouzdanim, [73, 74, 75].

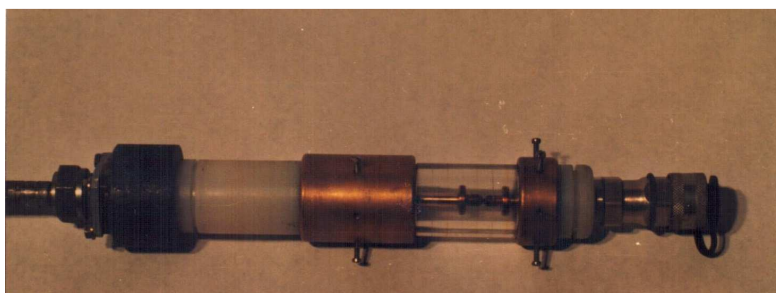
Metod obrade eksperimentalno dobijenih rezultata je zasnovan na najstrožim metrološkim principima, pa se dobijenim rezultatima prikazanim u radu može pokloniti puno poverenje.

4.1 Komora

Tokom eksperimentalnog određivanja DC probojnog napona plemenitih gasova, i smeša plemenitih gasova, na potpitisima, posebna pažnja je posvećena korišćenim gasnim komorama i krugovima. Naime, plemeniti gasovi su atomski gasovi, tj. konstitutivne komponente su im izuzetno male (naročito u slučaju helijuma koji predstavlja gas sa najmanjim konstitutivnim komponentama u prirodi na sobnoj temperaturi). Iz tog razloga su korišćena dva tipa gasnih komora: komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom i komora sa nezamenljivim elektrodnim sistemom. Češće je korišćena komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom (iz razloga vremenske i materijalne ekonomičnosti), a komora sa nezamenljivim elektrodnim sistemom je korišćena kao kontrolna, i u slučaju izuzetno niskih potpitisaka, kada je analiza rezultata dovela u pitanje efikasnost zaptivenosti komore sa promenljivim elektrodnim sistemom.

4.1.1 Komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom

Komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom, prikazana na slici 4.1, imala je fiksnu katodu i anodu sa pokretnim mehanizmom, kojim je, nakon određivanja nulte tačke merenjem omskog otpora, podešavano rastojanje između elektroda upotrebom mernog sata tačnosti 0,0005 mm. Po postizanju željenog rastojanja, vršeno je fiksiranje anode kontra zavrtnjem, zatvaranje komore i njeno ugrađivanje u gasno kolo.



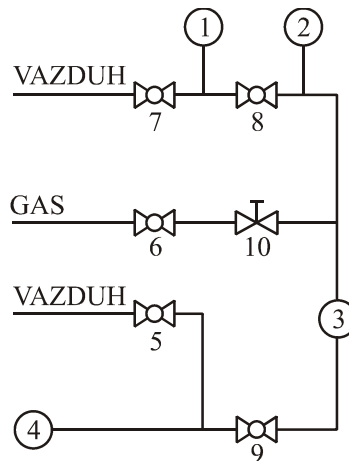
Slika 4.1 Fotografija komore sa zamenljivim elektrodnim sistemom

4.1.2 Gasno kolo za komore sa promenljivim parametrima

Gasna komora sa zamenljivim elektrodnim sistemom, opisane u poglavlju 4.1.1, povezana je u toku mernog postupka na gasno kolo prikazano na slici 4.2, pri čemu je komora bila stalno povezana u gasni krug.

Za podešavanje željenog pritiska u komori, korišćen je digitalni relativni merni instrument Dipton 2 tačnosti 0,1 mbar, firme Wallace & Tiernon, koji je na početku merenja obavezno, a pri nestabilnim atmosferskim uslovima i u toku merenja, baždaren apsolutnim mernim instrumentom FA-129 istog proizvođača. Ventili su imali pouzdanost veću od 0,3 mbar/h, što je uz pretpostavku kvalitetnog zaptivanja (dihtovanja) komore i njenih priključaka, obezbeđivalo nepromenljivost podešenog pritiska. Dobro zaptivanje komore i priključaka obezbeđivano je vakuum pastom

mazanim o-prstenovima, (o-ring) teflonskom trakom na navojima i silikonskom (vakuum) pastom po spojevima (kanali o-prstenova su bili projektovani na potpritisak).



Slika 4.2 Dijagram ispitnog kruga-gasnog kola (1 –apsolutni instrument, 2 – relativni instrument, 3 – komora , 4 – vakuum pumpa, 5, 6, 7, 8 i 9 su dvo-pozicioni ventili, 10 - ventil za mikrometarsko doziranje)

Sam postupak podešavanja pritiska odvijao se tako što bi se posle podešavanja željenog međuelektrodnog rastojanja i ugrađivanja komore u gasno kolo, pomoću vakuum pumpe evakuisao vazduh do pritiska 10^{-3} mbar, nakon čega bi se obavilo baždarenje relativnog mernog instrumenta i izdvajanje apsolutnog mernog instrumenta pomoću ventila V_{A6} . Zatim bi se vršilo "ispiranje" ostatka kola od vazduha, tako što bi se naizmenično upuštao i evakuisao radni gas. U tako "očišćenu" komoru se radni gas upuštao do određenog pritiska (0 - 2,5 mbar). Pritisak gasa je podešavan na odgovarajuću vrednost pri 0°C .

Pritisak radnog gasa u komori je podešavan dozir ventilom (V_{A4}) pri čemu je obrascem:

$$p(t) = (1 + t / 273,15) p(0) \quad (4.1)$$

ambijentalna temperatura korigovana na temperaturu od 0°C . Posle uspostavljanja željenog pritiska u komori, komora je dvopoložajnim ventilima isključivana sa gasnog kola. Na isti način je punjena i komora sa nepromenljivim elektrodnim sistemom. Primenjivani gasovi su bili plemeniti gasovi: helijum, argon, neon, ksenon, kripton i njihove smeše.

Preciznim mernim instrumentom Dipton 2 tačnosti 0,1 mbar, firme Wallace & Tiernon u roku od 5 sati na svakih 5 minuta meren je pritisak radnog gasa u komori uz merenje ambijentalne temperature. Pritisak je meren u više navrata i nakon 24 sata. Ako je nakon 5 sati praćenja (merenja) vrednost pritiska u komori svedenog na 0°C uz simultano merenje ambijentalne temperature bila unutar merne nesigurnosti tip B (manja od 0,5 %), zaključivano je da je zaptivanje komore kvalitetno pa se ne može očekivati promena radne tačke (pritisak x međuelektrodno rastojanje) na bazi curenja radnog gasa iz komore ili okolnog vazduha u komoru i pristupano je merenju. Ako stabilnost pritiska gasa u komori sa zamenljivim elektrodama nije bilo zadovoljavajuće merenje se vršilo sa komorama sa nepromenljivim elektrodnim sistemom. Pritisak gasa u komori je menjan od 1mbar do 500mbar.

Za dobijanje gasnih smeša željenog sastava korišćen je isti postupak sa tim što bi komora prvo punjena na pritisak p_1 , a posle toga zamenjivan gas (boca sa gasom) i komora dopunjavana na pritisak p ($p = p_1 + p_2$), koji je prema zakonu aditivnosti parcijalnih pritisaka obezbeđivao željeni sastav smeše.

Algoritam za izračunavanje gasne smeše se dobija polazeći od jednačine idealnog gasnog stanja korigovane za kompresioni faktor u funkciji pritiska i temperature $z(p, T)$

$$pV = z(p, T) \cdot n \cdot R \cdot T \quad (4.2)$$

U gasnu komoru zapremine V_k se posle ispiranja uvodio noseći gas do pritiska p_1 , i primenjujući izraz (4.2) dobija se:

$$p_1 V_k / (z(p_1, T) \cdot n_1) = R \cdot T \quad (4.3)$$

Nakon toga uvodi se drugi gas do radnog pritiska p_2 , pa za gas 1 i 2 sada važi:

$$p_2 V_1 / (z_1(p_2, T) \cdot n_1) = R \cdot T \quad (4.4)$$

$$p_2 V_2 / (z_2(p_2, T) \cdot n_2) = R \cdot T \quad (4.5)$$

gde su V_1 i V_2 zapremine gasa 1 i 2, redom.

Iz izraza (4.3) i (4.4) sledi:

$$p_1 = z_1(p_1, T) / z_1(p_2, T) \cdot V_1 / V_k \cdot p_2 \quad (4.6)$$

gde je V_1/V_k zapreminski udeo gasa 1 u gasnoj smeši na pritisku p_2 , posle punjenja komore sa oba gasa. Na osnovu izraza (4.6) može se izvesti izraz za gasne smeše sa k komponenti.

$$p_k = p_n \sum_{i=1}^k z_1(p_k, T) / (p_n, T) \cdot V_i / V_k \quad (4.7)$$

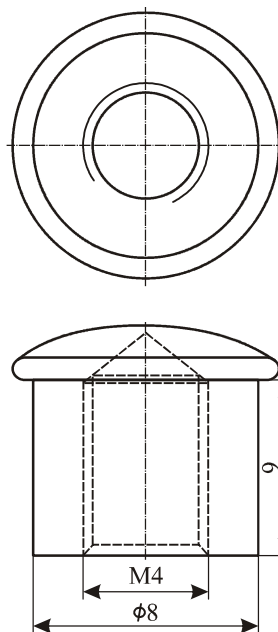
Merna nesigurnost tip B, koja se javlja pri formiranju gasne smeše koristeći izraz (4.6) je:

$$dV_1 / V_1 = V_k / V_1 \cdot dp_1 / dp_2 - dp_2 / p_2 \quad (4.8)$$

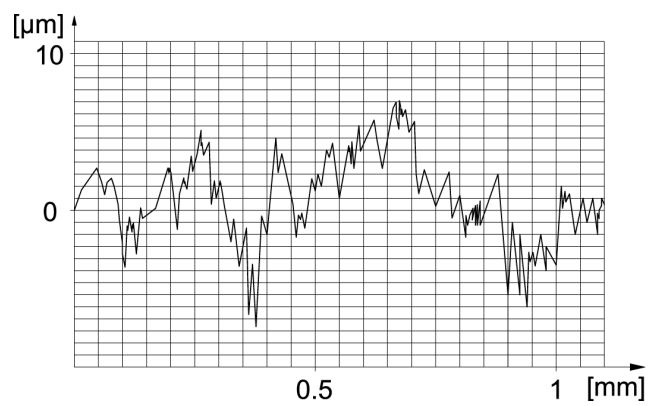
gde je $dp_1 = p_1 - p_{10}$ (razlika između postavljenog pritiska p_1 i izračunatog pritiska p_{10}) i $dp_2 = p_2 - p_{20}$ (razlika između postavljenog pritiska p_2 i izračunatog pritiska p_{20}). Merna nesigurnost tip B algoritma za formiranje gasne smeše, može se učiniti minimalnom, tako što je potrebno prvi gas uvoditi u komoru sa istim kompresionom faktorom u oba slučaja.

4.1.3 Elektrode i elektrodni sistem

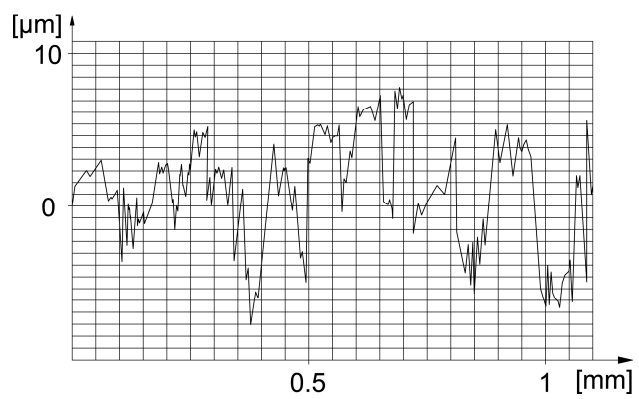
Elektrode koje su obezbeđivale pseudohomogeno električno polje bile su oblika Rogovskog i izrađene od elektrolitičkog bakra, slika 4.3. Pošto elektrode oblika Rogovskog imaju osobinu da im kontura prati odgovarajuću ekvipotencijalnu liniju polja, za svako međuelektrodno rastojanje je izrađivan par elektroda pri čemu je električno polje iterativno računato metodom simulacije naelektrisanja. Pre svake serije merenja elektrode su peskarene. Peskarenjem elektroda je omogućeno da statistički uzorak slučajne promenjive DC probojni napon, bude nezavisan od ireverzibilnih promena elektrodne topografije tokom jedne serije merenja. Na slici 4.4 su prikazani taligrafi elektrodne površine sveže peskarene elektrode i iste elektrode nakon 1000 DC proboja, kao i odgovarajući taligrafi za elektrode polirane do visokog sjaja.



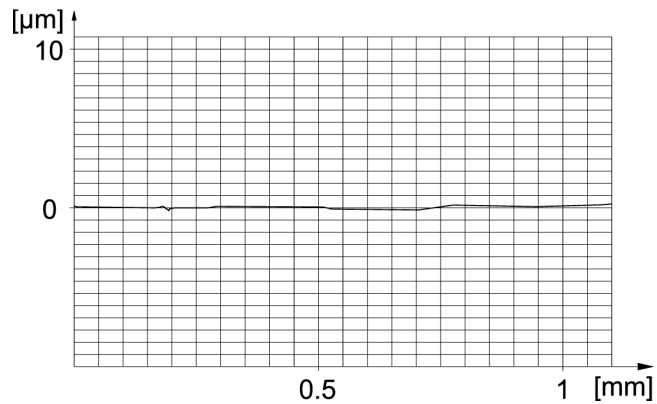
Slika 4.3 Elektroda oblika Rogovskog, izrađene od elektrolitičkog bakra



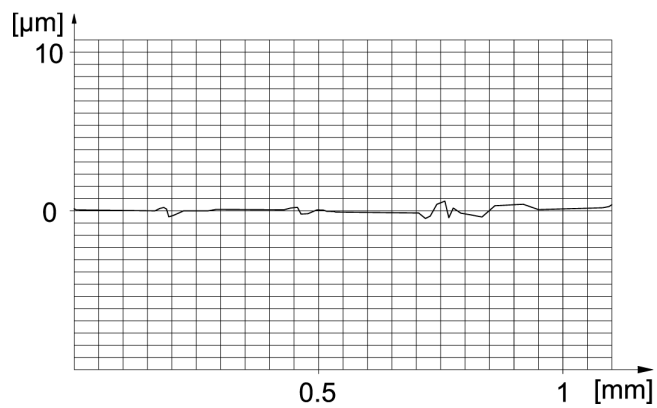
a)



b)



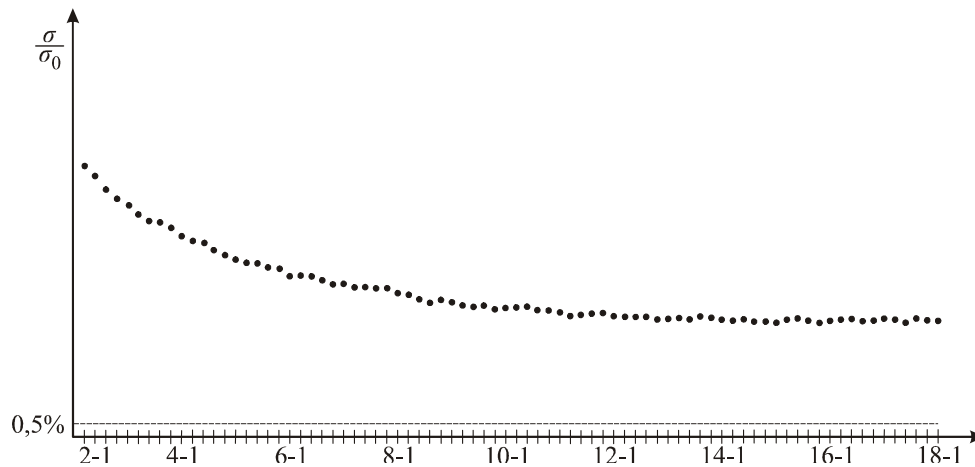
c)



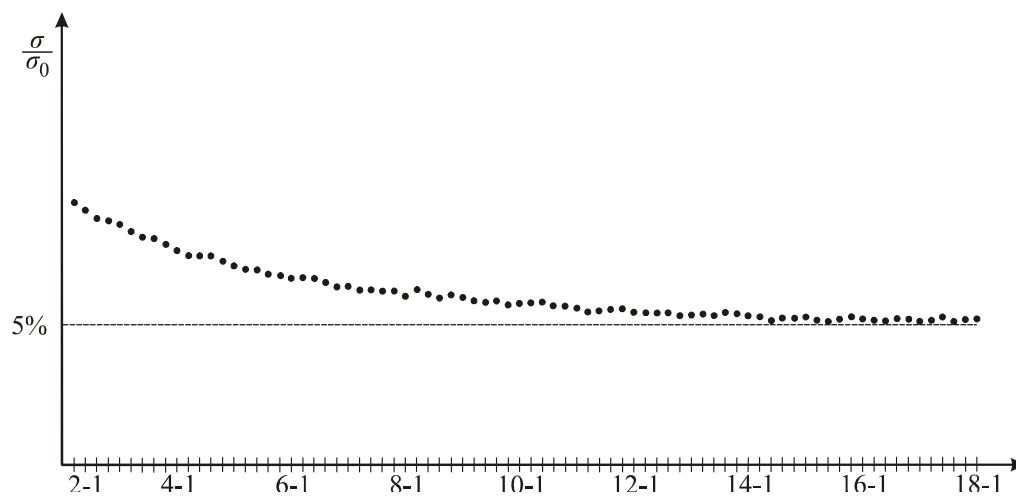
d)

*Slika 4.4 Taligraf elektrodne površine:
a) sveže peskarene elektrode, b) iste elektrode nakon 1000 DC proboja,
c) polirane elektrode, d) iste elektrode nakon 1000 DC proboja*

Taligrafi sa slici 4.4 potvrđuju da se peskarenjem elektroda izbegava uticaj ireverzibilnih promena topografije elektrodnih površina na jednu seriju merenja. Ovakav, kvalitativan zaključak je potvrđen i kvantitativno. U-test (Prilog 2) je pokazao da 1000 slučajnih promenjivih statističkog uzorka DC probojni napon pripadaju jedinstvenoj statističkoj raspodeli sa statističkom nesigurnošću 0,5% (u slučaju poliranih elektroda za isti zaključak je statistička nesigurnost 5%), slike 4.5-4.6.



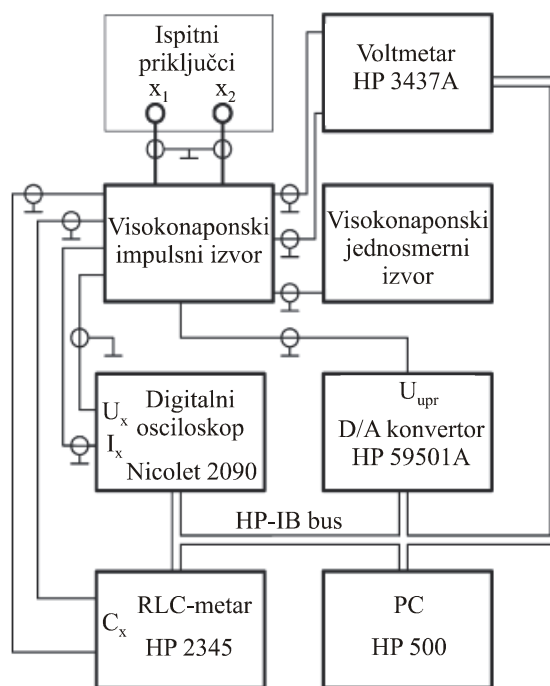
Slika 4.5 Rezultati U-testa za peskarene elektrode



Slika 4.6 Rezultati U-testa za polirane elektrode

4.2 Merni sistem

Merni sistem je bio u potpunosti automatizovan i na odgovarajući način zaštićen od elektromagnetnih smetnji. Sva merna oprema, sa nezavisnim napajanjem, nalazila se u kabini zaštićenoj do nivoa 100 dB. Gde god je to bilo moguće, korišćene su optičke veze između kabine i mernog kruga. Dvostruko obloženi kablovi položeni u uzemljene kanale korišćeni su za galvanske veze. Blok dijagram mernog sistema dat je na slici 4.7. Sistem je konstruisan tako da bude veoma fleksibilan i omogućiti ispitivanje dvoelektrodnih sistema jednostavnim modifikovanjem softvera. PC softver je kontrolisao instrumente koji koriste magistralu (HPIB, IEEE488) i protokol Hewlett Packard-a.



Slika 4.7 Blok dijagram ispitnog kola za određivanje vrednosti slučajnih promenljivih jednosmernog i impulsnog probojnog napona

Za dobijanje impulsnog napona korišćen je jednostepeni Marksov generator okidan troelektrodnim iskrištem. Jednosmerni (DC) napon imao je brzinu porasta 8 V/s. Korišćeni impulsni naponi su imali približno linearan rast nagiba 1 kV/s, 10 kV/s i

100 kV/s pri naponu punjenja impulsnog kondenzatora (amplitudi impulsa) od 20 kV, [76].

Impulsni napona je meren komercijalnim kompenzovanim kapacitivnim razdelnikom prenosnog odnosa 1:1000.

4.3. Eksperimentalni postupak i obrada eksperimentalnih rezultata

Za snimanje Pašenovih krivih (zavisnost DC probojnog napona od vrednosti proizvoda pd) korišćena je, po pravilu, komora sa zamenljivim elektrodnom sistemom. Prvo je određivana nulta tačka međuelektrodnog rastojanja, zatim je određeno međuelektrodno rastojanje. Nakon postavljanja željenog elektrodnog sistema u komoru vrši se zaptivanje komore. Posle tako formirane ispitne komore (modela gasnog odvodnika prenapona), zaptivena komora je povezivana u gasno kolo prikazano na slici 4.3. i opisanim postupkom je podešavan pritisak radnog gasa u komori.

Postupak određivanja Pašenove krive za jednu vrstu gasa se sastojao u sledećim koracima: 1 - podešavano je međuelektrodno rastojanje i komora je zaptivana; 2 - komora je uključivana u gasno-vakuumski krug, vakuumirana i punjena gasom i ponovo vakuumirana do 10^{-4} mbar (ovaj postupak takozvanog ispiranja je ponavljan 5 puta); 3 - podešavan je radni pritisak u komori sveden na 0°C ; 4 - komora je uključivana u električno kolo; 5 - vršeno je kondicioniranje komore sa 50 uzastupnih proboja DC naponom; 6 - vršeno je merenje 50 uzastupnih DC proboja uz pauzu od 1 minut između dva proboja (za potrebe U-testa mereno je 1000 vrednosti DC probojnih napona); 7 - vršeno je novo vakuumiranje i ispiranje komore i postupak se ponavljao uz drugu vrednost radnog pritiska (bez rasturanja komore i podešavanja međuelektrodnog rastojanja tj. sa jednim međuelektrodnim rastojanjem je vršena jedna serija merenja); 8 - po završetku jedne serije merenja uzimane su nove elektrode napravljene za novo elektrodno rastojanje, sveže peskarene i ugrađivane u gasnu komoru. Kombinovana merna nesigurnost postupka (koja je bila dominantna tip B) procenjena je na manje od 3%, [77, 78].

Tako dobijen skup statističkih uzoraka slučajnih promenljivih DC probojni napon obrađivan je u sledećim koracima: 1 – statistički uzorak je podvgnut modifikovanom Šoveneovom testu za odbacivanje sumnjivih rezultata; 2 – određena je srednja vrednost DC probojnog napona i standardno odstupanje; 3 – određen je interval pouzdanosti prema Studentovoj raspodeli za svaki statistički uzorak (pokazalo se da je on uvek mali i da se može zanemariti); 4 – na osnovu srednjih vrednosti DC probojnih napona pri određenim pritiscima i međuelektrodnim rastojanjima određivana je eksperimentalna Pašenova kriva za sve ispitivane gasove (u oblasti vrednosti proizvoda pd u kojoj su vršena merenja); 5 – eksperimentane Pašenove krive su fitovane⁴ izrazom (3.20) uz korišćenje prvog jonizovanog koeficijenta datog izrazima (3.8), (3.9) i (3.12); 7 – na osnovu fitovanjem dobijenih konstanti u izrazima (3.8), (3.9) i (3.12), crtane su relevantne zavisnosti odnosa α/p u funkciji proizvoda pd .

Postupak formiranja i testiranja statističkog uzorka slučajne promenljive impulsni probojni napon sastojao se u sledećim koracima: 1 - podešavano je međuelektrodno rastojanje i komora je zaptivana; 2 - komora je uključivana u gasno-vakuumski krug, vakuumirana i punjena gasom i ponovo vakuumirana do 10^{-4} mbar (ovaj postupak takozvanog ispiranja je ponavljan 5 puta); 3 - podešavan je radni pritisak u komori sveden na 0°C ; 4 - komora je uključivana u električno kolo; 5 - vršeno je kondicioniranje komore sa 100 uzastupnih proboja impulsnim naponom; 6 - mereno je 1000 vrednosti impulsnog probojnog napona uz pauzu od 1 minut između dva proboja; 7 - vršeno je novo vakuumiranje i ispiranje komore i postupak se ponavljao uz drugu vrednost radnog pritiska (bez rasturanja komore i podešavanja međuelektrodnog rastojanja tj. sa jednim međuelektrodnim rastojanjem je vršena jedna serija merenja); 8 - po završetku jedne serije merenja uzimane su nove elektrode napravljene za novo elektrodno rastojanje, sveže peskarene i ugrađivane u gasnu komoru; 9 - Maksov generator je podešen na novi oblik impulsa i postupak je ponavljan. Kombinovana merna nesigurnost postupka procenjena je na manje od 5%, [77].

⁴ Fitovanje je vršeno matematičkim paketom Matlab (Matlab) uz korišćenje tulboksova (toolbox) Simbolik Mat (Symbolic Math) i Krive fitting (curve Fitting). Istim programom su vršena i sva ostala fitovanja tokom izrade ovoga rada.

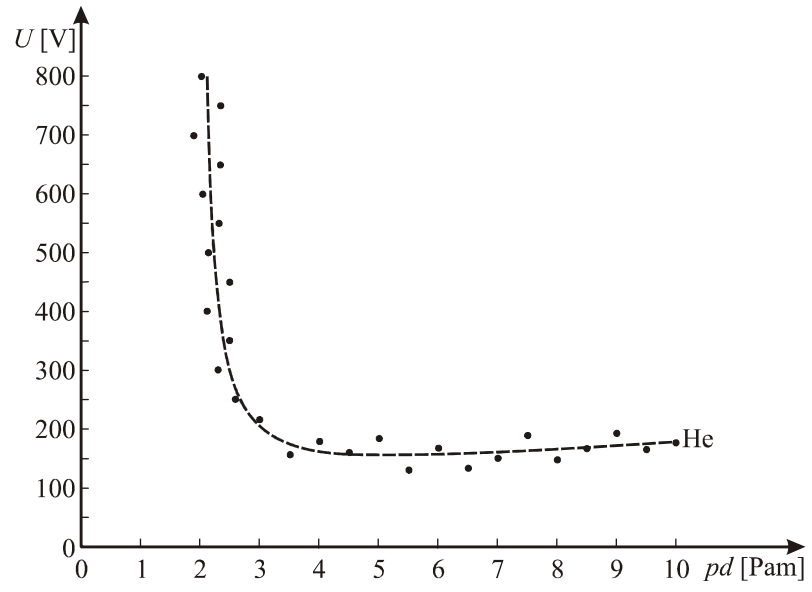
Tako dobijen skup statističkih uzoraka slučajne promenjive impulsni probojni napon obrađen je u sledećim koracima: 1 – statistički uzorak je podvgnut modifikovanom Šoveneovom testu za odbacivanje sumnjivih rezultata; 2 – statistički uzorak je prikazan histogramom histogramске klase $1 + 3,3 \log n$ (koja je smatra "najrastresitijom" i najboljom za uklapanje) i 3- dobijene histogramске tačke u desnom opadajućem delu su fitovane krivom $n = n_0 e^{-\left(\frac{U}{U_0}\right)^k}$, gde je n_0 rezultat merenja prve histogramске serije, U_0 vrednost DC probojnog napona i k parametar fitovanja.

Postupak testiranja na pripadnost slučajne promenljive DC probojni napon jedinstvenom statističkom uzorku, vršen je na taj način, što je opisanim postupkom, određen statistički uzorak od 1000 slučajnih promenljivih DC probojni napon. Tako dobijen statistički uzorak je deljen na 20 sukcesivnih (u hronološkom smislu) poduzoraka od po 50 slučajnih promenljivih DC probojni napon. Dobijeni poduzorcji su testirani U-testom (Prilog 2) na pripadnost jedinstvenoj statističkoj raspodeli proizvoljnog tipa.

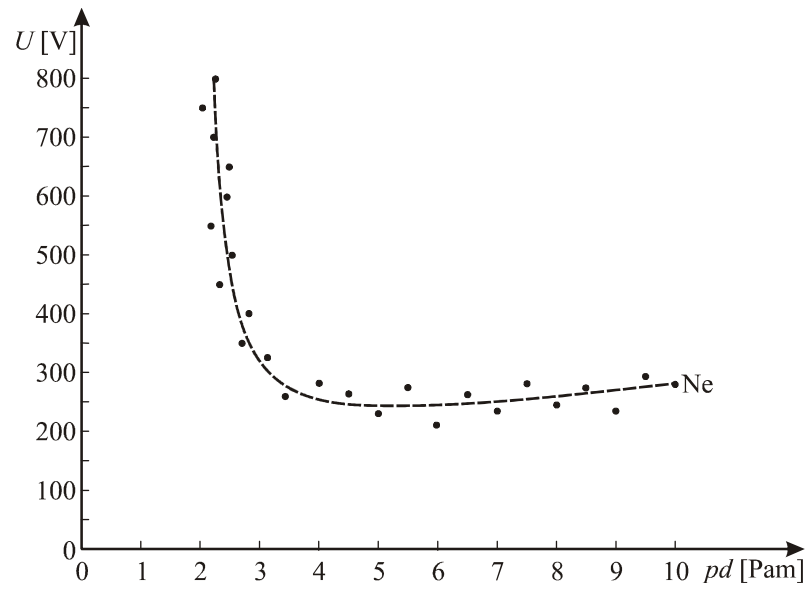
5 REZULTATI I DISKUSIJA

Prvi deo rezultata se odnosi na verifikaciju pretpostavke o primenljivosti Maksvelove raspodele (ili slične njoj) na spektar gasa slobodnih elektrona plemenitih gasova pri potpritisku. Osnovna ideja postupka verifikacije je da se na osnovu izmerenih zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd odrede, jedinstvenim postupkom, konstante u izrazu za prvi Taunsendov koeficijent jonizacije u izrazima (3.8) (po Taunsendu), (3.9) (po Takašiju) i (3.12) (prema pretpostavci o važenju Maksvelove raspodele za spektar gasa slobodnih elektrona). Pod pretpostavkom da dođe do kvalitativnog i kvantitativnog (koja se određuje vrednošću koeficijenata korelacije fitovanja) podudaranja zavisnosti vrednosti DC probojnog napona od proizvoda pritiska i međuelektrodno rastojanja (pd) moći će se zaključiti da je izraz za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent dobijen na osnovu pretpostavke o Maksvelovom tipu raspodele gasa slobodnih elektrona plemenitih gasova na potpritisku za proračun fenomena električnog pražnjenja pod tim uslovima prihvatljiv. Ovaj zaključak se može potvrditi i posmatranjem, kvalitativnim i kvantitativnim, zavisnosti odnosa Taunsendovog jonizacionog koeficijenta, određenog izrazima (3.8), (3.9) i (3.12) i pritiska gasa od proizvoda pd (pritiskak \times međuelektrodno rastojanje).

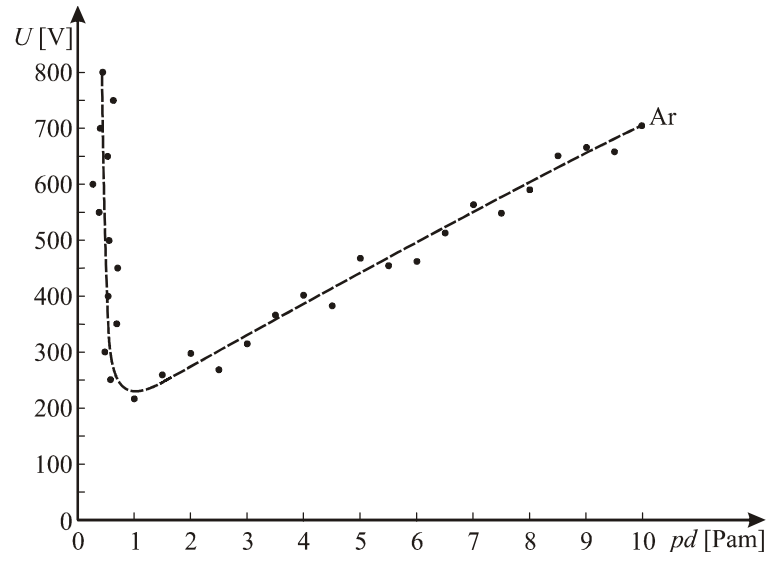
Na slici 5.1 su prikazane eksperimentalno određene zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za helijum, argon, neon, ksenon i kripton, zajedno sa odgovarajućim krivim fitovanim izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacionog koeficijente prema izrazu (3.8) (po Taunsendu). Kao rezultat najboljeg fita, slika 5.1, određene su vrednosti konstanti C_1 i C_2 u izrazu (3.8), tabela 5.1, i odgovarajući položaj Pašenovog minimuma u U - pd ravni, tabela 5.2. Vrednosti koeficijenata C_1 i C_2 , tabela 5.1, se ne slažu, u potpunosti, sa odgovarajućim vrednostima datim u literaturi [31,68] što je posledica uže oblasti pd vrednosti, koja je posmatrana u ovom radu. Fitovanjem dobijeni položaj Pašenovog minimuma, tabela 5.2, se u potpunosti slaže sa eksperimentalnim rezultatima, kao i sa rezultatima datim u literaturi [31,68].



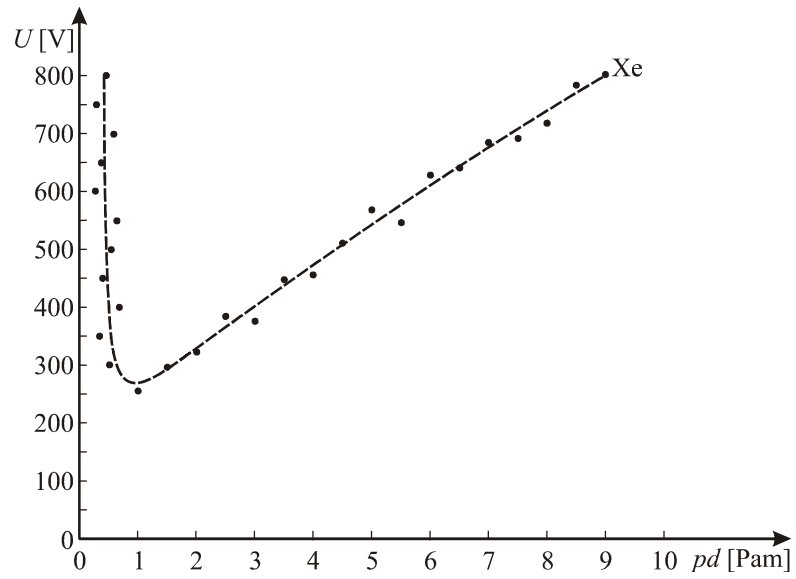
a)



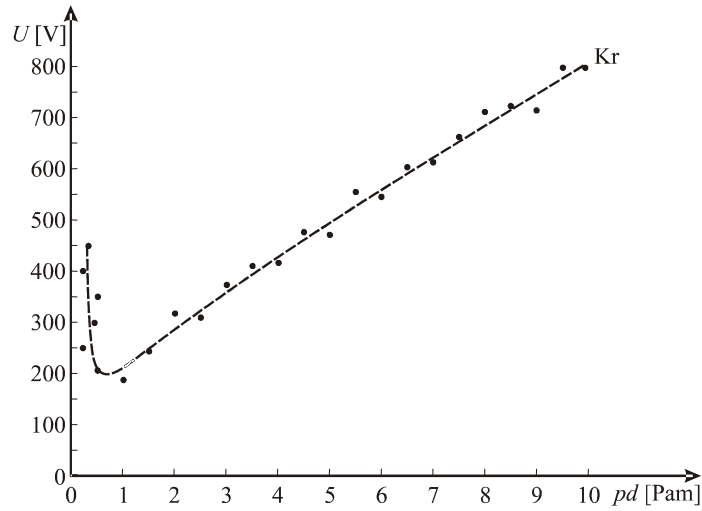
b)



c)



d)



e)

Slika 5.1 Eksperimentalno dobijene tačke zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za a)helijum, b)neon c)argon, d)ksenon i e)kripton zajedno sa krivim fitovanim izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacionog koeficijenta prema izrazu (3.8) (po Taunsendu) (koeficijent korelacije fitovanja: a-0,985;b-0,965; c-0,978; d-0,97; e-0,969)

Tabela 5.1 Nove proračunate vrednosti za koeficijente C_1 i C_2

Gas	C_1 [1/Pam]	C_2 [V/Pam]
Helijum	0,763	29,154
Neon	0,9	46,1
Argon	6,649	233,147
Ksenon	12,7	290,5
Kripton	12,4	298,7

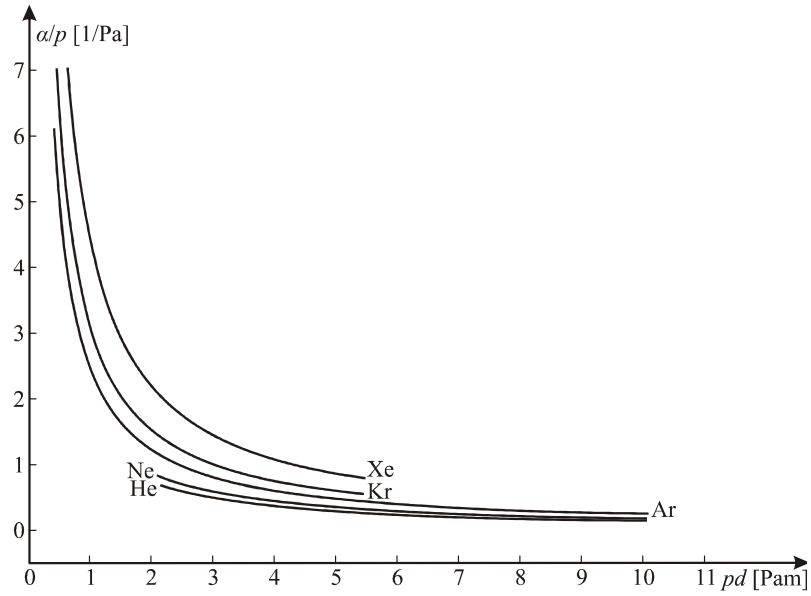
Tabela 5.2 Položaj Pašenovog minimuma ufitovanih Pašenovih krivih uz primenu izraza prema Taunsendu

Gas	U_{0min} [V]	pd [Pam]
Helijum	155	5,33
Neon	245	5,32
Argon	233,14	1
Ksenon	271,97	0,93
Kripton	199,89	0,68

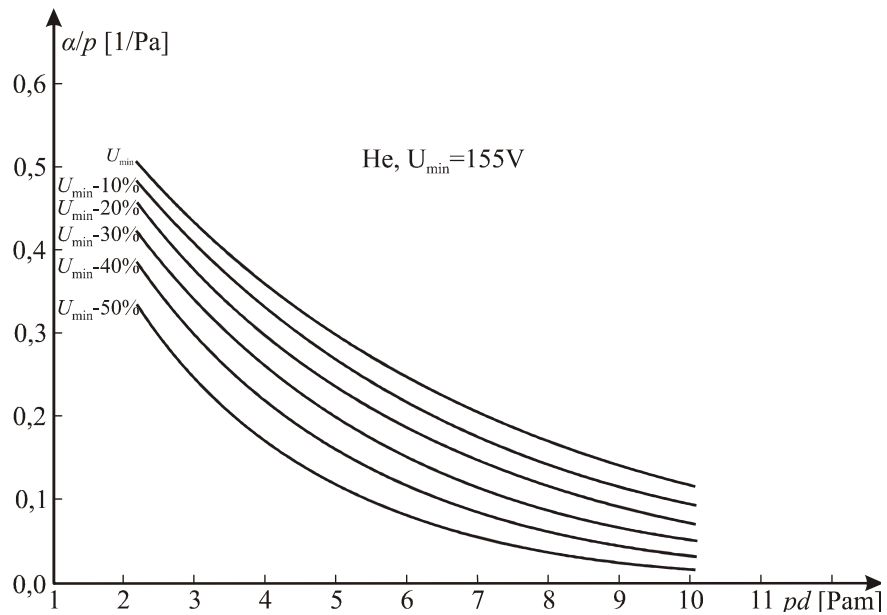
Na osnovi dobijenih eksperimentalnih Pašenovih krivih za plemenite gasove određivan je normalizovani koeficijent jonizacije na vrednosti pritiska. Tako dobijena zavisnost $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove, prikazana je na slici 5.2.

Radi analiziranja ponašanja $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za svaki gas nacrtani su grafici zavisnosti $\frac{\alpha}{p}(pd)$, pri konstantnim vrednostima napona (U_{0min} , $U_{0min}-10\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-20\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-30\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-40\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-50\% \cdot U_{0min}$).

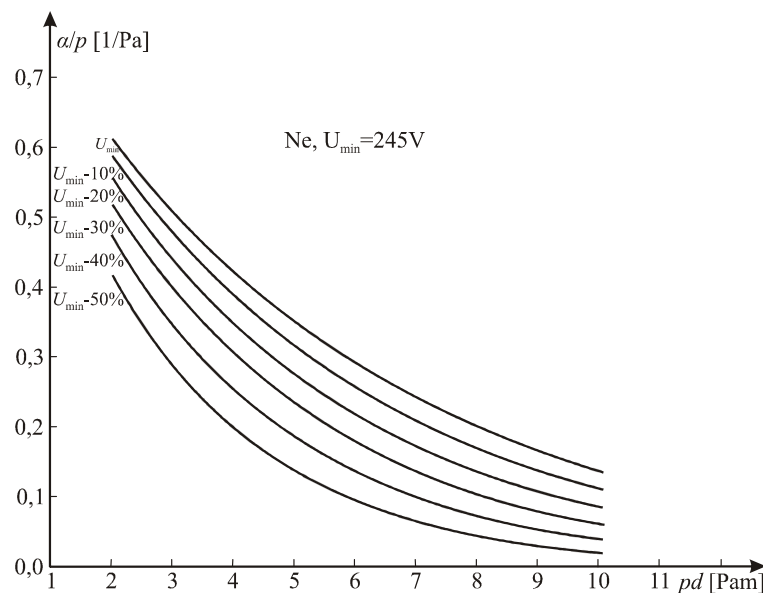
Dobijene vrednosti su prikazane na slikama 5.3 – 5.7.



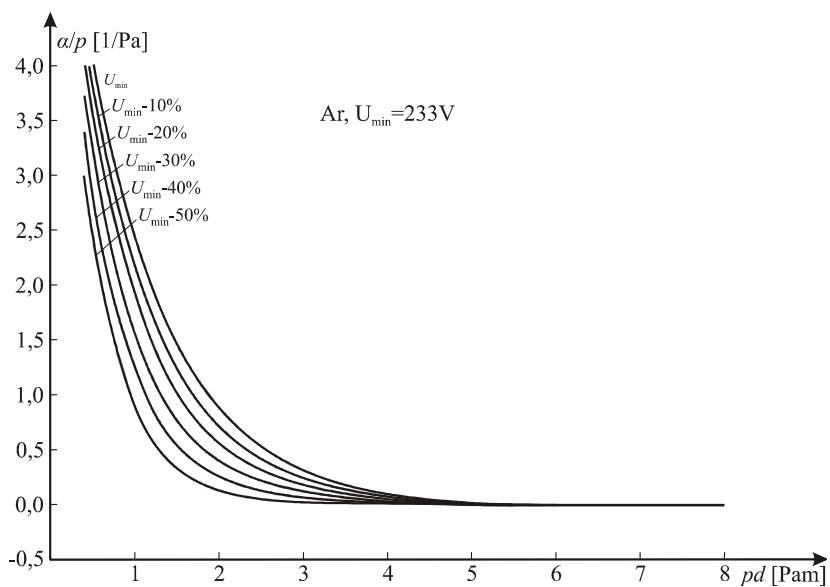
Slika 5.2 Prikaz $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove prema izrazu (3.8)



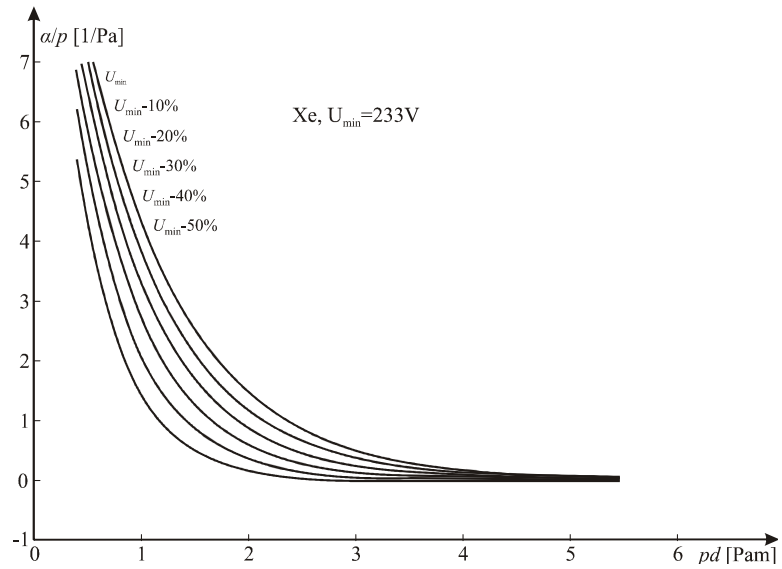
Slika 5.3 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za helijum



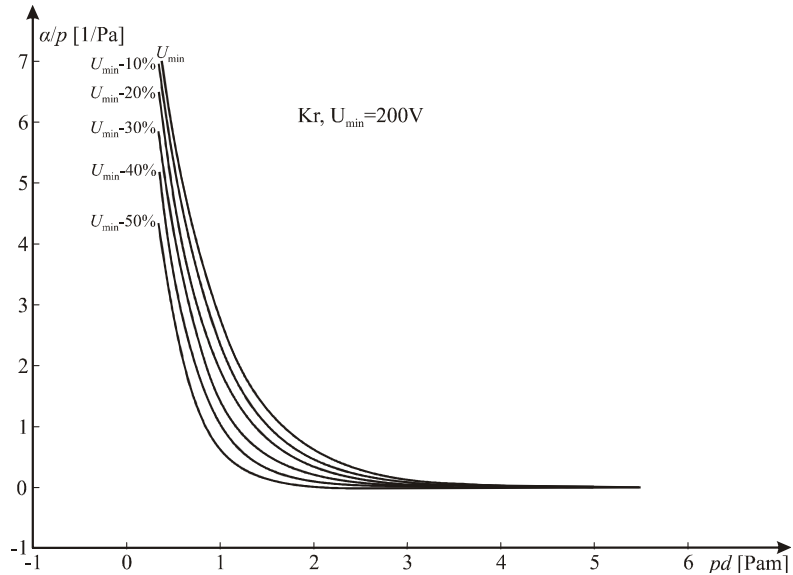
Slika 5.4 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za neon



Slika 5.5 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za argon



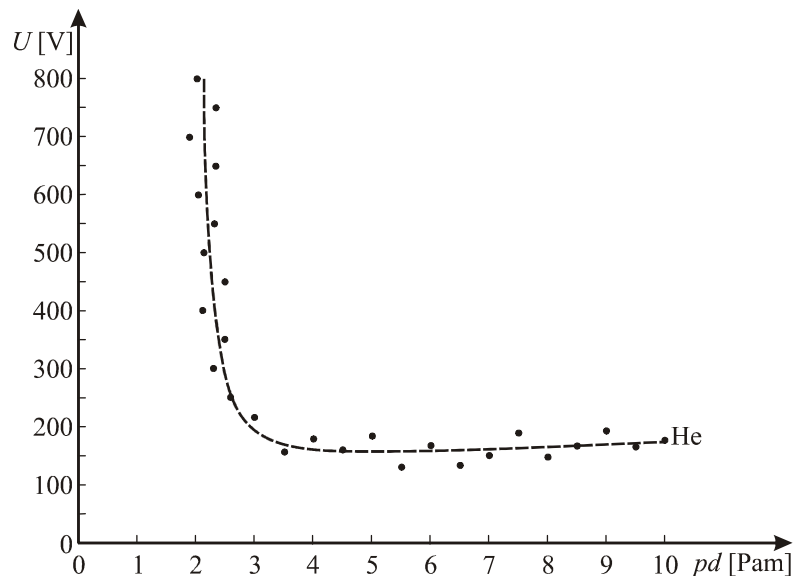
Slika 5.6 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za ksenon



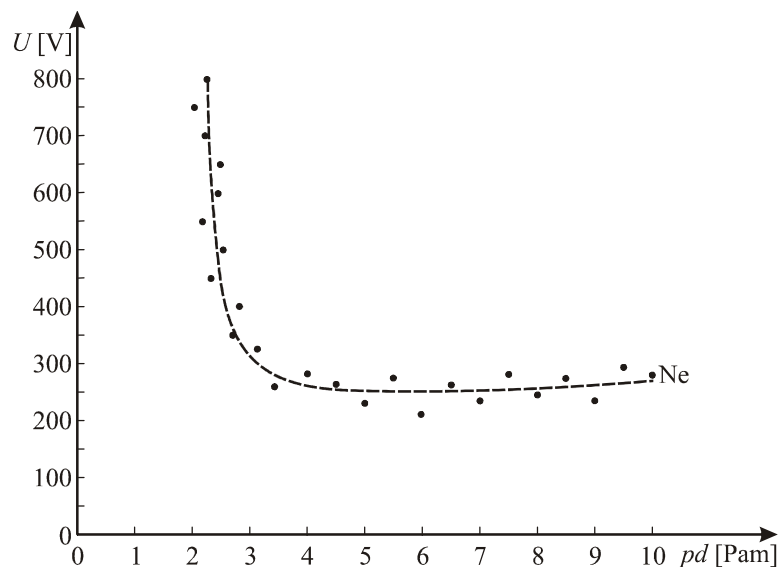
Slika 5.7 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za kripton

Na slici 5.8 su prikazane eksperimentalno određene zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za helijum, argon, neon, ksenon i kripton zajedno sa odgovarajućim krivim fitovane izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacnog

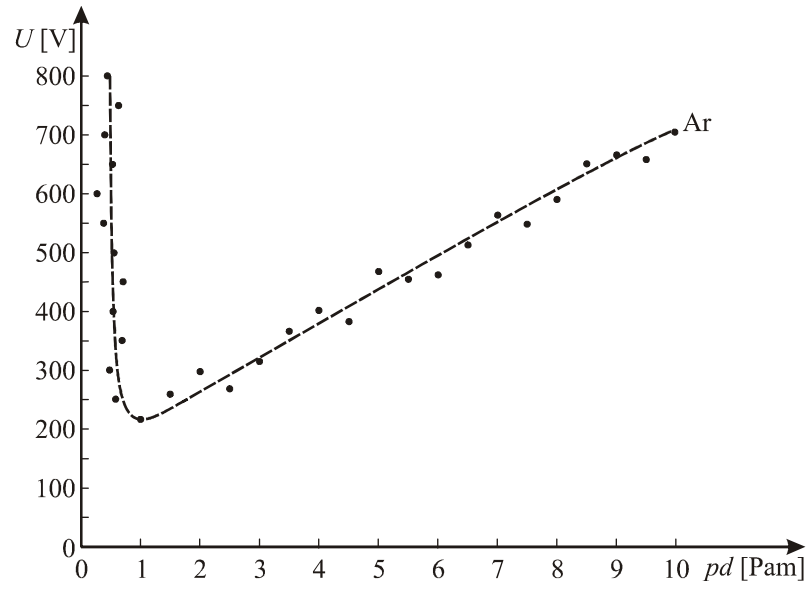
koeficijenta prema izrazu (3.9) (po Takašiju). Kao rezultat najboljeg fita, slika 5.8, određene su vrednosti konstanti K_1 , K_2 , i K_3 u izrazu (3.9), tabela 5.3, i odgovarajući položaj Pašenovog minimuma u U - pd ravni, tabela 5.4. Vrednosti koeficijenata K_1 , K_2 , i K_3 se ne slažu u potpunosti sa odgovarajućim vrednostima datim u literaturi [31, 68] za šta postoji isto objašnjenje, kao i u slučaju odgovarajućeg fitovanja uz primenu izraza (3.8) za Taunsendov jonizacioni koeficijent.



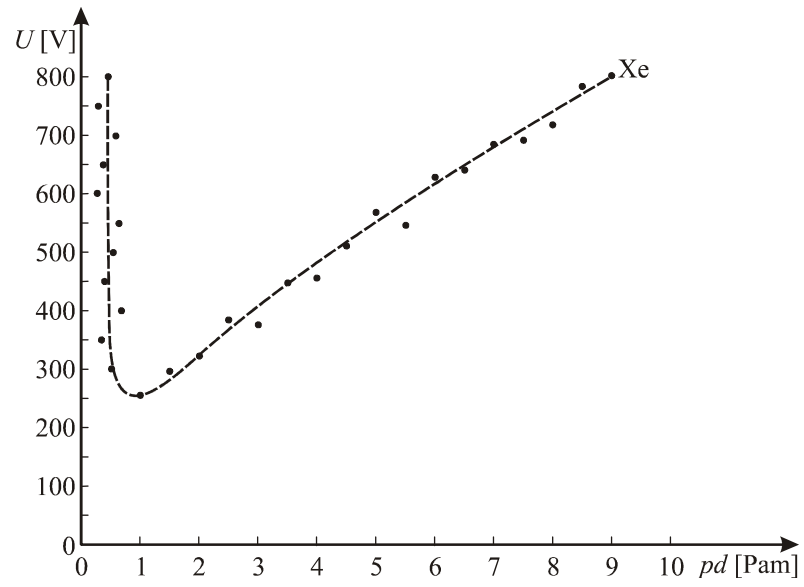
a)



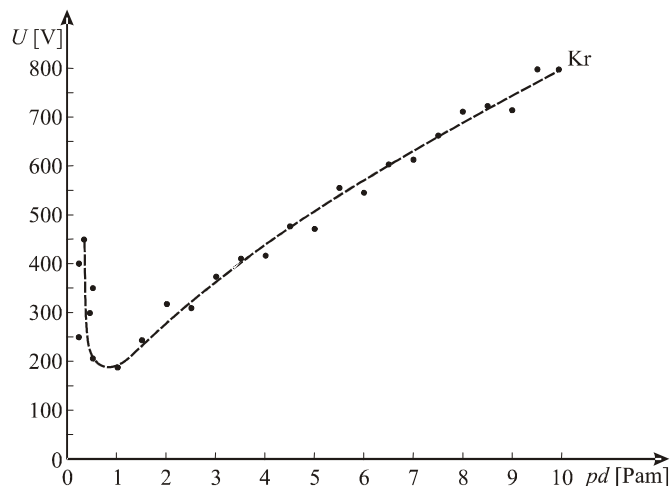
b)



c)



d)



e)

Slika 5.8 Eksperimentalno dobijene tačke zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za a)helijum, b)neon c)argon, d)ksenon i e)kripton zajedno sa krivim fitovanim izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacionog koeficijenta prema izrazu (3.9) (po Takašiju) (koeficijent korelacije fitovanja: a-0,985;b-0,971; c-0,986; d-0,966; e-0,975)

Tabela 5.3 Vrednosti K_1 , K_2 i K_3 konstanti

Gas	K_1 [1/Pam]	K_2 [V/Pam]	K_3 [V/Pam]
Helijum	0,63	8,1864	36,6243
Neon	0,709	13,9	51,9
Argon	6,11	57,22	344,28
Ksenon	11,0212	73,0326	401,4347
Kripton	9,8387	75,603	359,447

Tabela 5.4 Položaj Pašenovog minimuma fitovanih Pašenovih krivih uz primenu izraza prema Takašiju

Gas	U_{min} [V]	pd [Pam]
Helijum	79,2	9,6746
Neon	122,5	8,813
Argon	116,6	2,038
Ksenon	136	1,862
Kripton	100	1,32

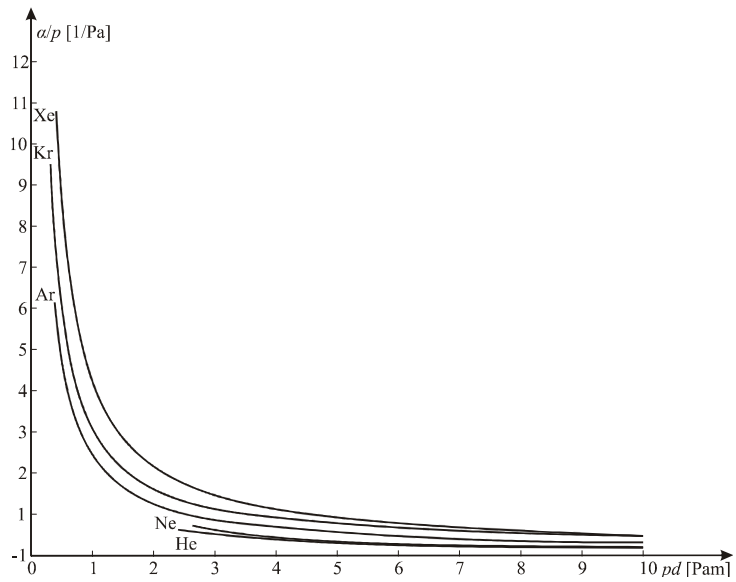
Na osnovu eksperimentalno dobijenih Pašenovih krivih za plemenite gasove i izraza (3.9), na osnovu najbolje fitovanih krivih izrazom (3.20), određen je normalizacioni koeficijent jonizacije na vrednosti pritiska. Tako dobijena zavisnost

$\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove, prikazana je na slici 5.9.

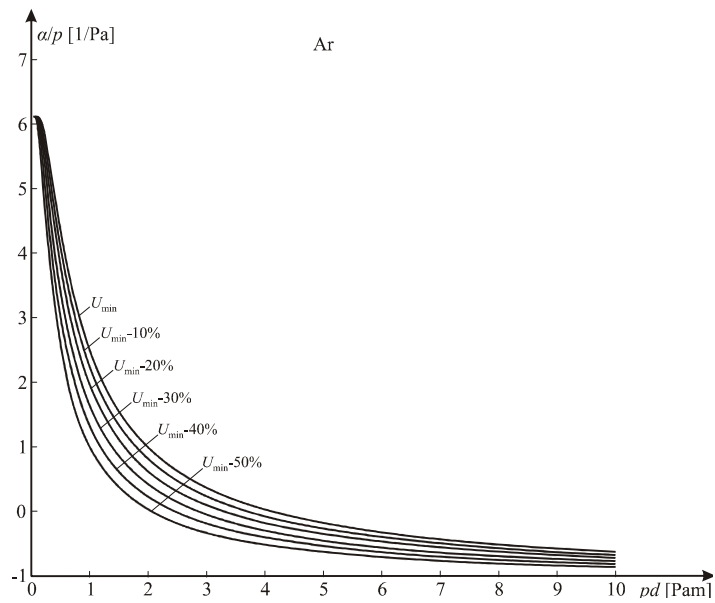
Radi analiziranja ponašanja $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za svaki gas nacrtani su grafici zavisnosti

$\frac{\alpha}{p}(pd)$, pri konstantnim vrednostima napona (U_{0min} , $U_{0min}-10\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-20\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-30\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-40\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-50\% \cdot U_{0min}$).

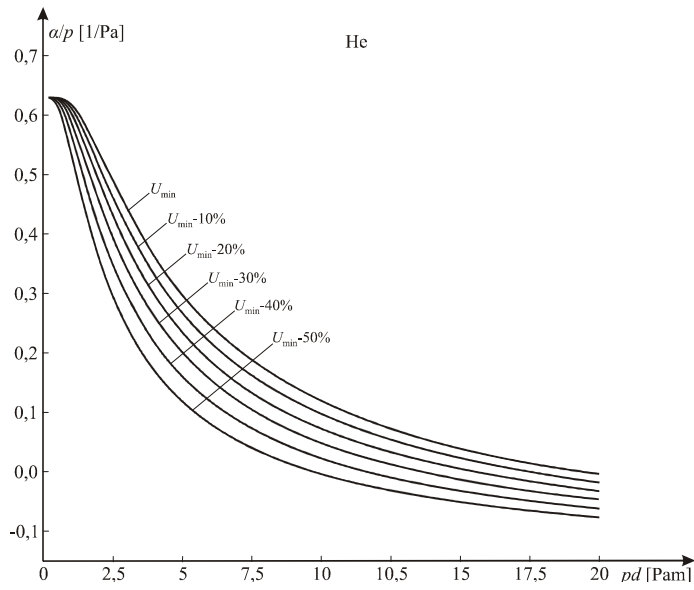
Dobijene vrednosti su prikazane na slikama 5.10 – 5.14.



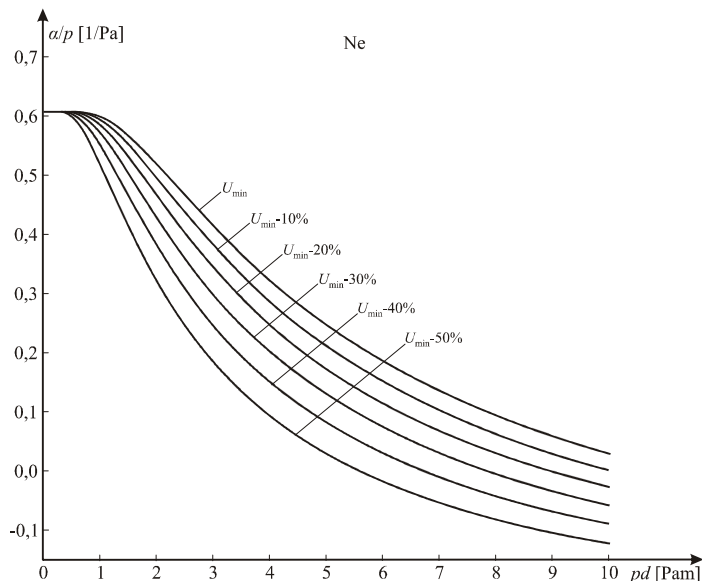
Slika 5.9 Prikaz $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove prema izrazu (3.9)



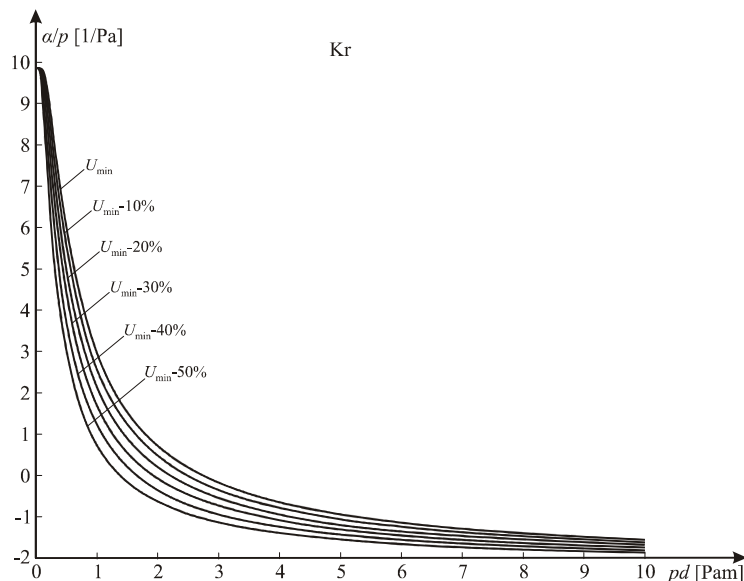
Slika 5.10 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za argon



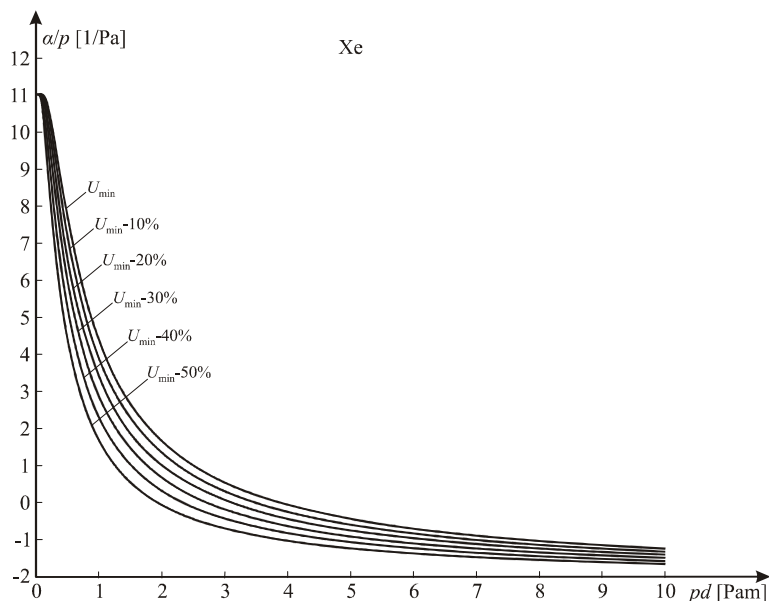
Slika 5.11 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za helijum



Slika 5.12 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za neon



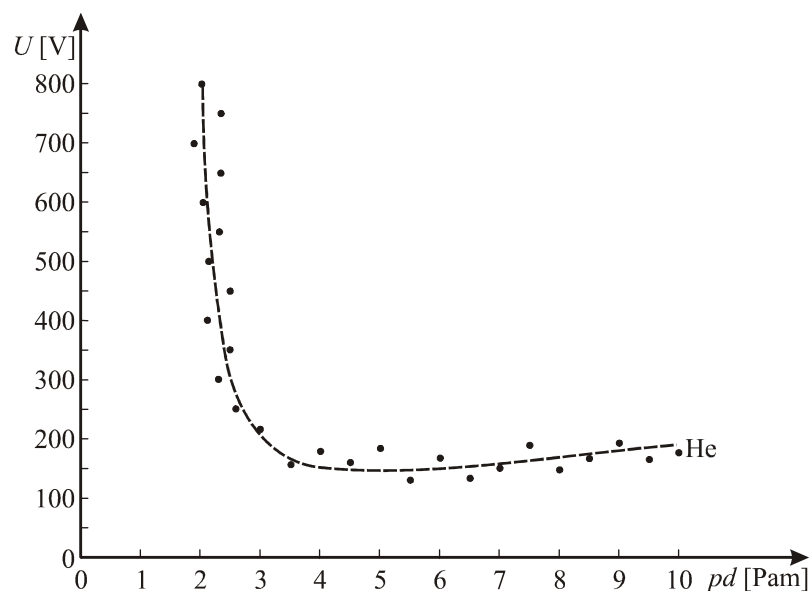
Slika 5.13 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za kripton



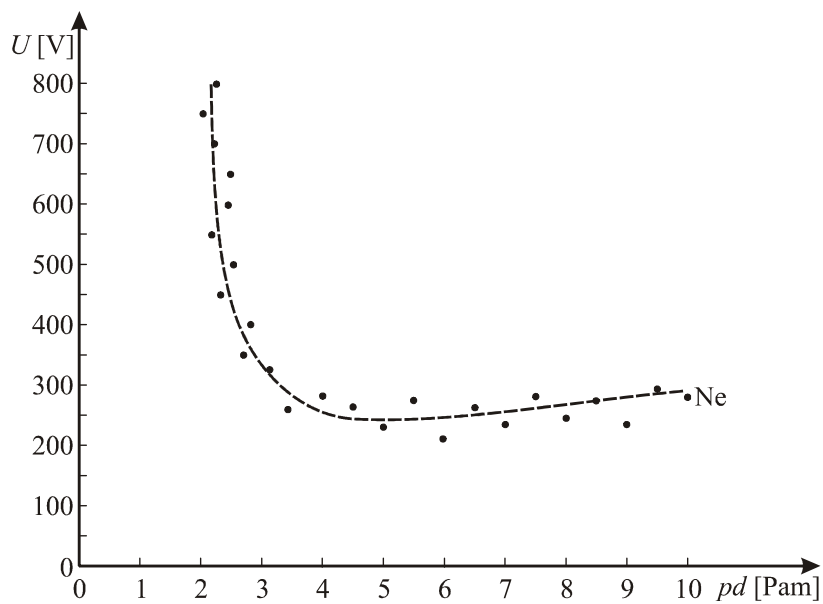
Slika 5.14 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za ksenon

Na slici 5.15 su prikazane eksperimentalno određene zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za helijum, argon, neon, ksenon i kripton, zajedno sa odgovarajućim krivama fitovanih izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacionog koeficijenta prema izrazu (3.12) (prema pretpostavci o važenju Maksvelove

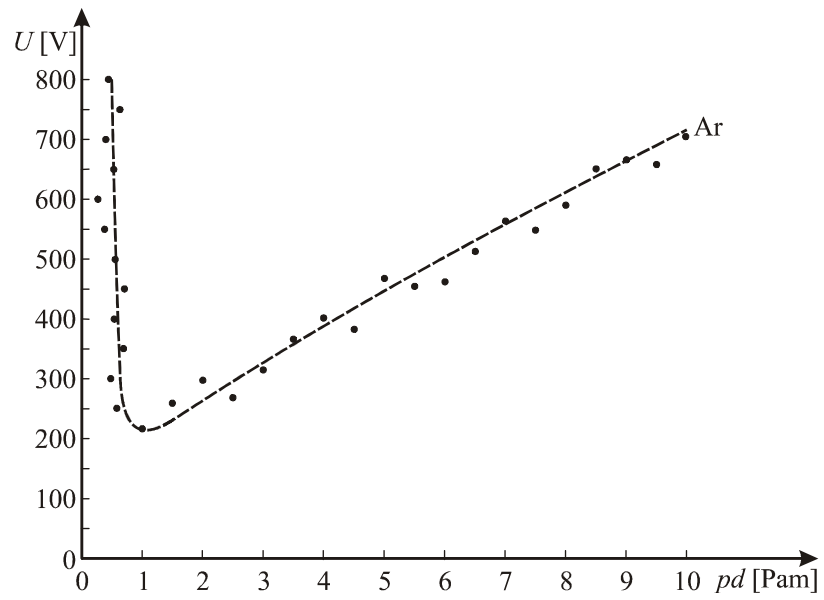
raspodele za spektar gasa slobodnih elektrona). Kao rezultat najboljeg fita, slika 5.15, određene su vrednosti konstanti C_1 , C_2 , Z_1 i Z_2 u izrazu (3.12), tabela 5.5, i odgovarajući položaj Pašenovog minimuma u U - pd ravni, tabela 5.6.



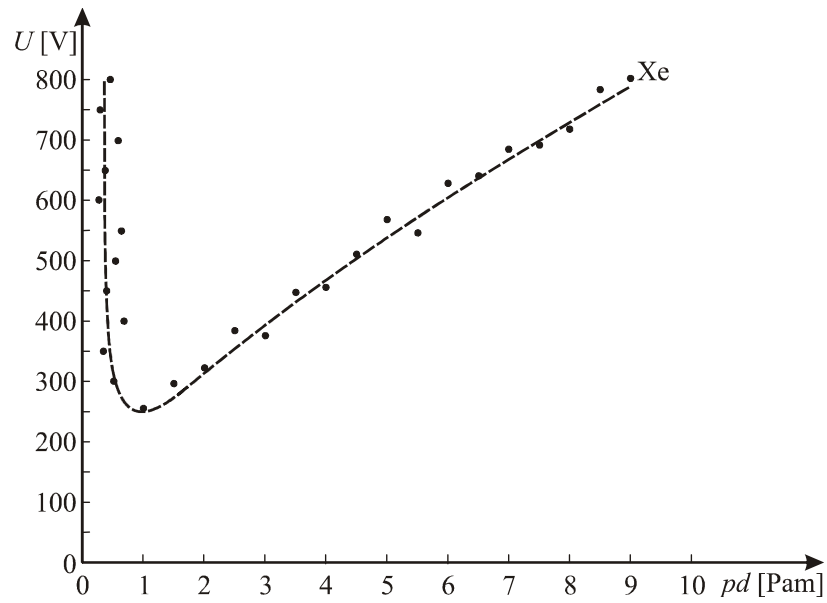
a)



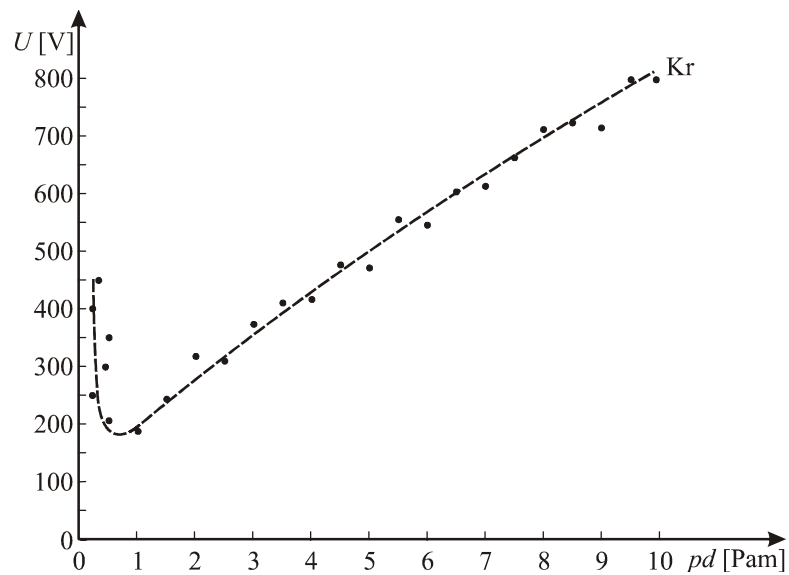
b)



c)



d)



e)

Slika 5.15 Eksperimentalno dobijene tačke zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd za a)helijum, b)neon, c)argon, d)ksenon i e)kripton zajedno sa krivim fitovanim izrazom (3.20) uz primenu Taunsendovog jonizacionog koeficijenta prema izrazu (3.12) (prema pretpostavci o važanju Maksvelove raspodele za spektar gasa slobodnih elektrona)

(koeficijent korelacije fitovanja: a-0,98;b-0,965; c-0,978; d-0,97; e-0,969)

Tabela 5.5 Vrednosti C_1 , C_2 , Z_1 i Z_2 konstanti

	C_1	C_2	Z_1	Z_2
Helijum	0,4066	-0,03423	0,42200	0,2065
Neon	0,4565	-0,02594	0,24150	0,1750
Argon	3,2600	-0,08472	0,04656	0,1374
Ksenon	6,5560	-0,14080	0,02880	0,2209
Kripton	6,2530	-0,15920	0,03439	0,1997

Tabela 5.6 Položaj Pašenovog minimuma ufitovanih Pašenovih krivih uz primenu izraza prema pretpostavci o važenju Maksvelove raspodele za spektar gasa slobodnih elektrona

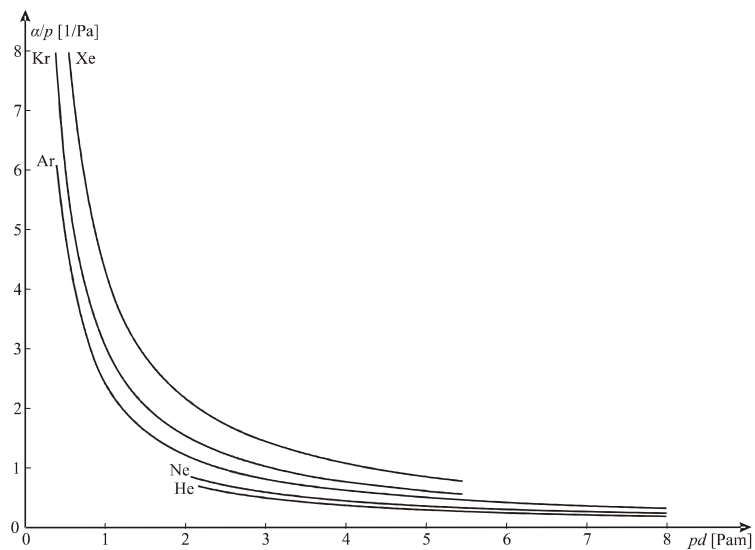
Gas	U_{min} [V]	pd [Pam]
Helijum	79,2	9,6746
Neon	122,5	8,813
Argon	116,6	2,038
Ksenon	136	1,862
Kripton	100	1,32

Na osnovi eksperimentalno dobijenih Pašenovih krivih za plemenite gasove i izraza (3.12), na osnovu najbolje fitovanih krivih izrazom (3.20), određen je normalizacioni koeficijent jonizacije na vrednosti pritiska. Tako dobijena zavisnost $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove, prikazana je na slici 5.16.

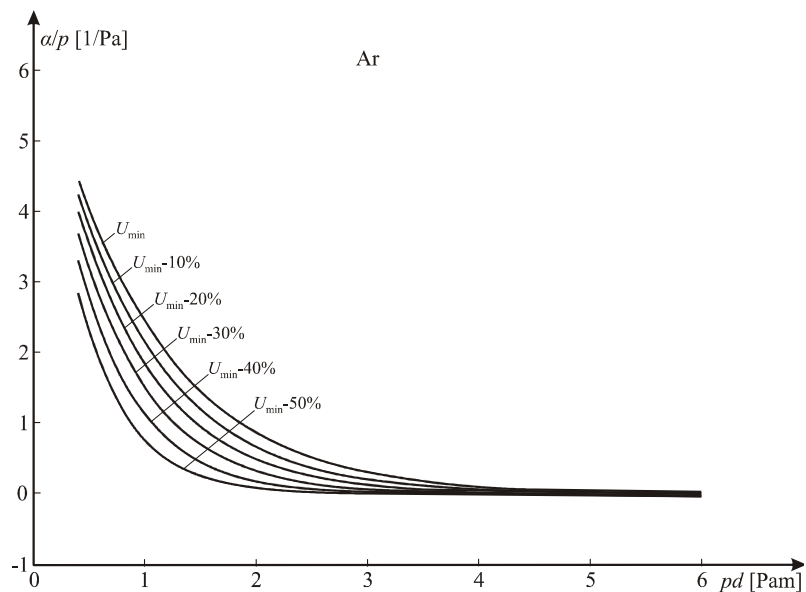
Radi analiziranja ponašanja $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za svaki gas nacrtani su grafici zavisnosti

$\frac{\alpha}{p}(pd)$, pri konstantnim vrednostima napona (U_{0min} , $U_{0min}-10\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-20\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-30\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-40\% \cdot U_{0min}$, $U_{0min}-50\% \cdot U_{0min}$).

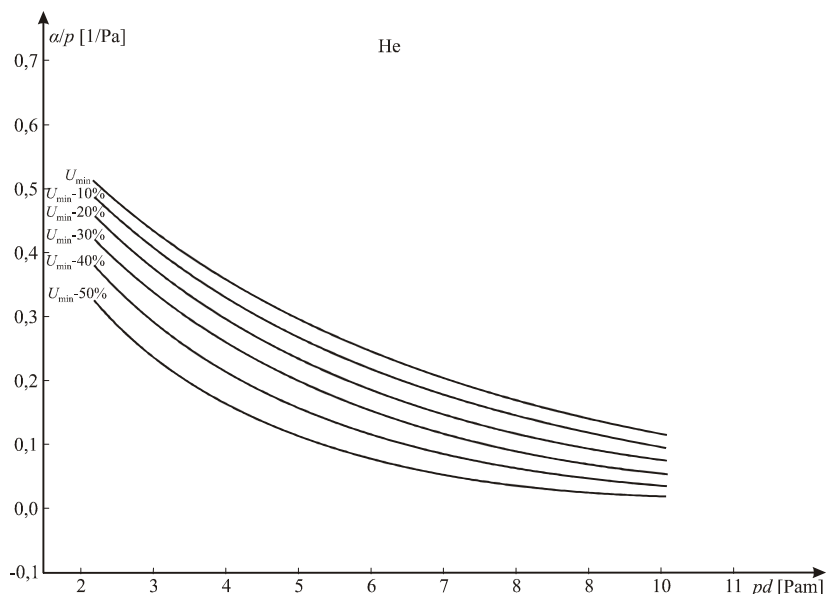
Dobijene vrednosti su prikazane na slikama 5.17 – 5.21.



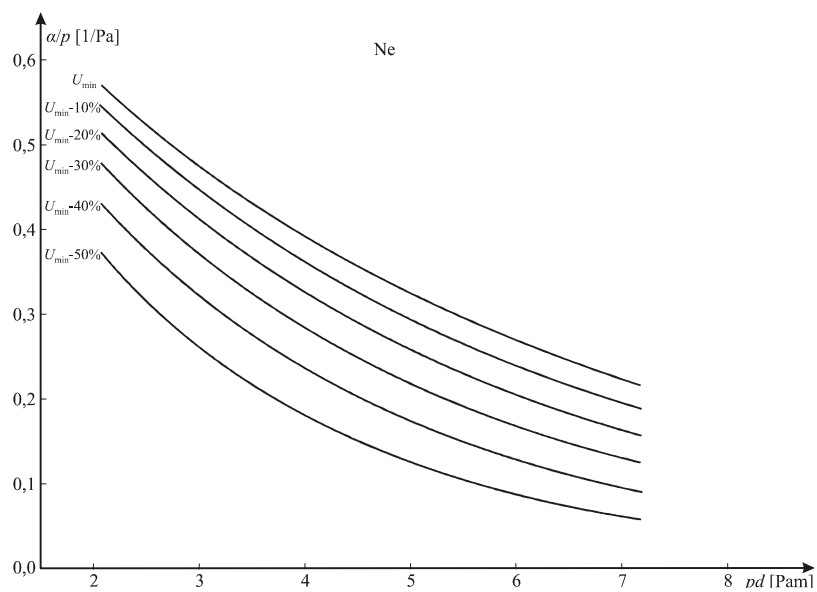
Slika 5.16 Prikaz $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za plemenite gasove prema izrazu (3.12)



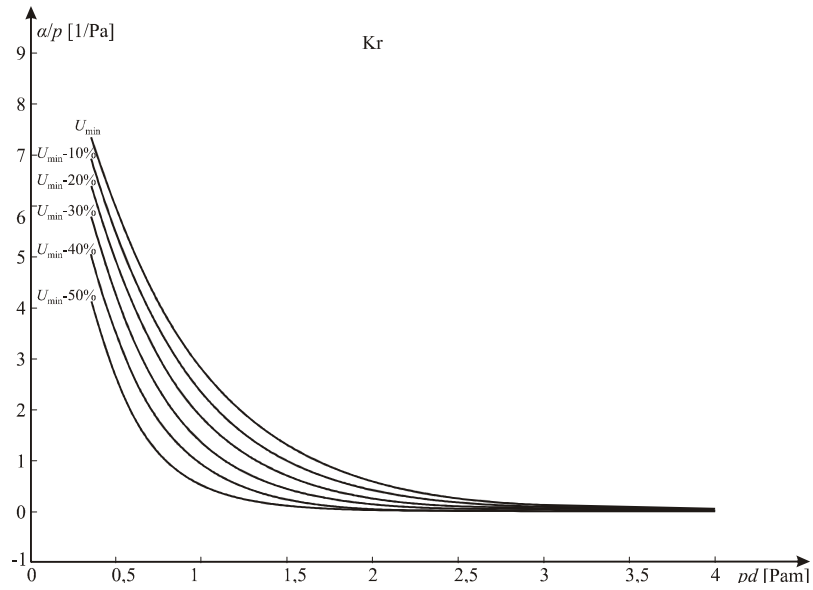
Slika 5.17 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za argon



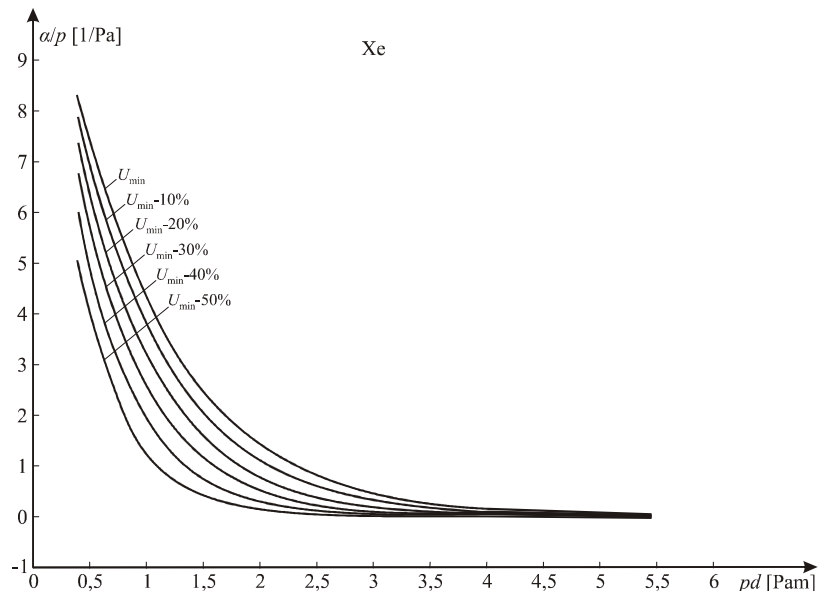
Slika 5.18 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za helijum



Slika 5.19 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za neon



Slika 5.20 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za kripton



Slika 5.21 $\frac{\alpha}{p}(pd)$ za različite vrednosti probojnog napona za ksenon

Na osnovu rezultata prikazanih na slikama (5.1) - (5.21) se može zaključiti da se Taunsendov koeficijent jonizacije α , dobijen pod pretpostavkom Maksvelovog spektra

gasa slobodnih elektrona (kvalitativno i kvantitativno) slaže sa odgovarajućim zavisnostima dobijenim prema Taunsendu i Takašiju. Na osnovu dobijenih rezultata je jasno da se primenom izraza (3.8), (3.9) i (3.12) dobijaju dobre zavisnosti DC probojnih napona od proizvoda pd . Takođe se pokazalo da se dobijene zavisnosti pritiskom racionalisanog koeficijenta jonizacije po svim primenjenim izrazima ponašaju skoro identično. Konstante C_1 i C_2 u izrazu (3.8), kao i konstante K_1 i K_2 i K_3 u izrazu (3.9) dobijene i prikazane u tabelama 5.3 i 5.1 se razlikuju od onih, koje se najčešće sreću u literaturi. Ova razlika se može objasniti znatno užom oblasti pd vrednosti unutar, koje je vršeno razmatranje od odgovarajuće oblasti za koju se daju vrednosti konstanti C_1 , C_2 , K_1 i K_2 i K_3 . Što se samog kvaliteta rezultata fitovanja tiče, izraženog koeficijentom korelacije, on je, približno, jednak, bez obzira koji izraz se koristi. Izraz za jonizacioni koeficijent dobijen pod pretpostavkom važenja Maksvelove raspodele za spektar gasa slobodnih elektrona je, u tom smislu, opštiji pošto u njemu C i Z zavise od pd , pa, prema tome, nema određenu oblast vrednosti pd unutar koje je primenljiv⁵. Međutim, pošto izraz (3.12) ima četiri parametra (izraz (3.9) tri parametra, a (3.8) dva parametra) dobro slaganje eksperimentalnih rezultata sa rezultatom fitovanja mogu biti posledica matematičkog postupka (naravno, ovde to ne može biti samo posledica matematičkog efekta, pošto izraz (3.9) zadovoljava zakon sličnosti za gasna pražnjenja, što nije implicitno sadržano u postupku njegovog izvođenja, a i dobijeni oblik krive je očekivan što, opet, ne može biti posledica četiri parametra). Radi boljeg sagledavanja slaganja rezultata dobijenih korišćenjem izraza za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent po Taunsendu, Takašiju i Maksvelu prethodno diskutovani rezultati prikazani su zajedno u Prilogu 3.

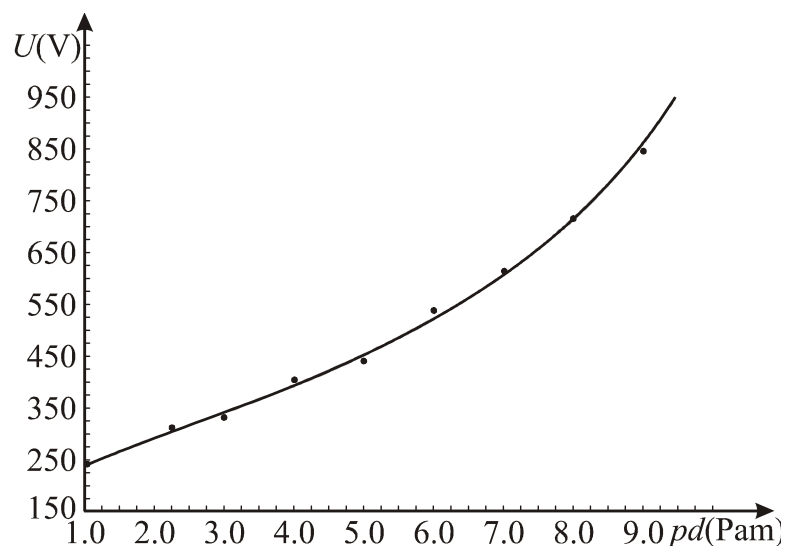
Da li je pretpostavka o tome da spektar gasa slobodnih elektrona plemenitih gasovana na niskim pritiscima pripada Maksvelovoj raspodeli tačna, je proverena, nadalje, poređenjem eksperimentalno dobijene zavisnosti DC probojnog napona smeša

⁵ Ovo je znatna prednost izraza za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent dobijen uz pretpostavku važenja Maksvelove raspodele (ili neke slične njoj) za spektar gasa slobodnih elektrona nad odgovarajućim izrazima po Taunsendu i po Takašiju. Naime, izrazi za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent po Taunsendu, važi samo u određenim oblastima vrednosti odnosa E/p za sve gasove, dok izraz po Takašiju važi, takođe, samo u određenim oblastima vrednosti odnosa E/p , isključivo za plemenite gasove, a ovde izvedeni izraz dobijen pod pretpostavkom o važenju Maksvelove raspodele (ili slične njoj) važi za sve gasove, nezavisno od odnosa E/p .

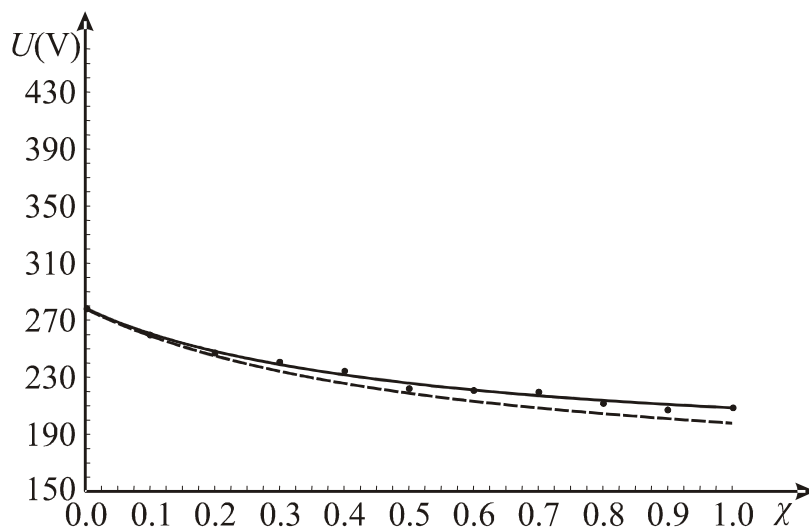
plemenitih gasova od proizvoda pd sa teoretskim predviđanjem. Naime, prema izrazu (3.20a), probojni napon smeše plemenitih gasova zavisi, između ostalog, od jonizacionih koeficijenata pojedinačnih komponenti smeše. Kako Z u izrazu (3.12), sadrži faktor forme spektra gasa slobodnih elektrona trebalo bi da bude približno iste vrednosti za svaku komponentu smeše, pošto je gas slobodnih elektrona unutar smeše jedinstven. [23, 35]

Naime, samo slaganje zavisnosti eksperimentalno određenog DC probojnog napona od proizvoda pd sa teoretskom krivom određenom pod pretpostavkom Maksvelovog tipa spektra gasa slobodnih elektrona, može se tumačiti i posledicom numeričkog postupka fitovanja. Rezultat fitovanja često može da zavisi od broja parametara po kojim se fituje, tj. što se fituje po većem broju parametara može se očekivati bolji rezultat fitovanja, odnosno koeficijent korelacije bliži 1. Međutim, za gasne smeše je potrebno da je form faktor, tj. ekvivalentna probojna temperatura, za oba gasa ista, pošto je gas slobodnih elektrona prema postavci nezavistan gas (što smanjuje broj parametara za fitovanje prema izrazu (3.20))(naravno, ne treba se očekivati da energetski spektar gasa slobodnih elektrona u gasnoj smeši bude isti, kao i za čiste gasove, pošto je za gasnu smešu koeficijent dat izrazom (2.8)) . Na taj način će se postavljena hipoteza o Maksvelovom tipu spektra gasa slobodnih elektrona pod dejstvom električnog polja, u uslovima gde nema diskretnih gubitaka energije, primenom interakcije elektrona i gasnih atoma ili molekula, moći smatrati potvrđenom. Sam postupak provere jedinstvenosti spektra gasa slobodnih elektrona sastojao se u sledećim koracima: 1 - eksperimentalno određivanje zavisnosti DC probojnog napona od proizvoda pd uz procentualni sastav smeše kao parametar; 2 – fitovanje tako dobijene zavisnosti izrazom (3.20) sa različitim vrednostima Z za komponente gasova; 3 – fitovanje iste zavisnosti sa jednom vrednošću Z za sve komponente smeše; 4 – grafički prikaz dobijenih rezultata.

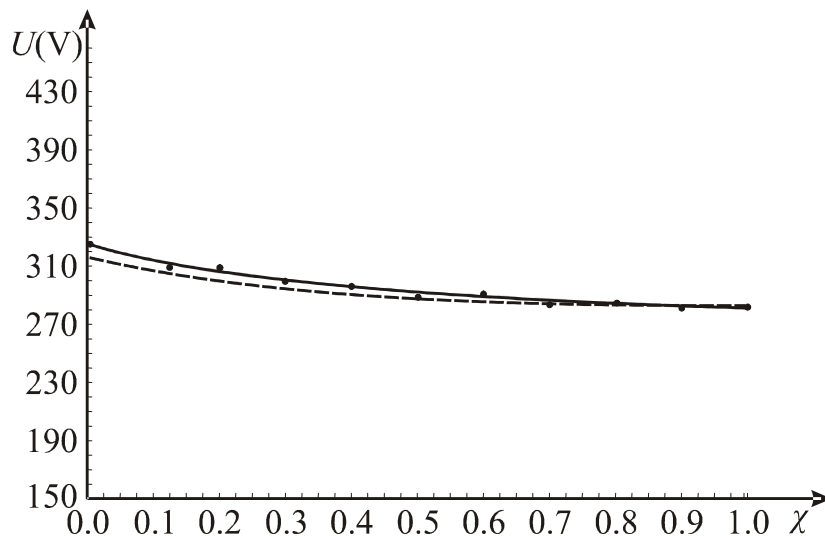
Na slikama 5.22, 5.23a, 5.23b i 5.24 je prikazan deo ovako dobijenih rezultata. I sa drugim smešama plemenitih gasova su dobijeni slični rezultati.



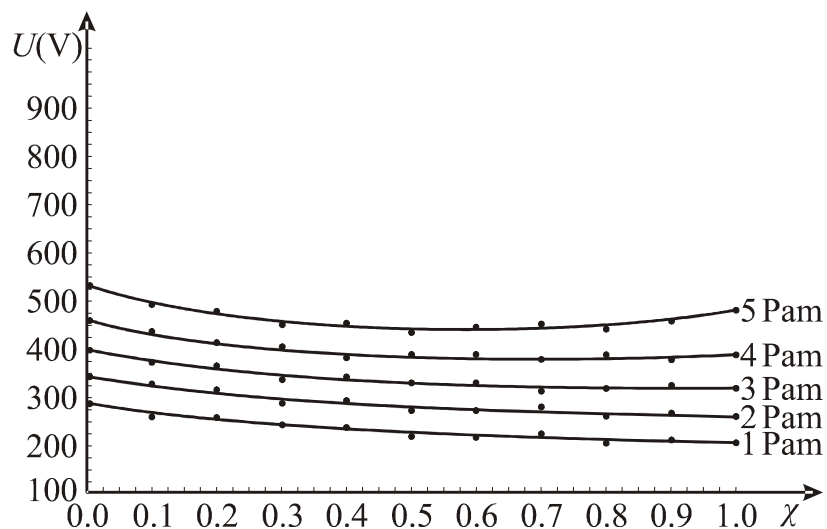
Slika 5.22 Zavisnost DC probojnog napona $0,65Xe+0,35Kr$ od proizvoda pd , •eksperimentalne tačke, —fitovana kriva izrazom (3.20a) uz uslov $z_1 = z_2 = z$



Slika 5.23a Zavisnost DC probojnog napona gasne smeše ksenona i kriptona od procentualnog udela kriptona pri pritisku 1 Pam; • eksperimentalne tačke; --- fitovana kriva izrazom (3.20a) pod uslovom $z_1 = z_2 = z$, — fitovana kriva izrazom (3.20a) pod uslovom $z_1 \neq z_2$



Slika 5.23b Zavisnost DC probojnog napona gasne smeše ksenona i kriptonu od procentualnog udela kriptonu pri pritisku 2 Pam; • eksperimentalne tačke; --- fitovana kriva izrazom (3.20a) pod uslovom $z_1 = z_2 = z$, — fitovana izrazom (3.20a) pod uslovom $z_1 \neq z_2$



Slika 5.24 Zavisnost DC probojnog napona gasne smeše ksenona i kriptonu od procentualnog udela kriptonu; pritisak smeše kao parametar; • eksperimentalne tačke; — fitovana kriva pod uslovom $z_1 = z_2 = z$

Kvantitativnom i kvalitativnom analizom dobijenih dijagrama i poređenjem sa eksperimentalno dobijenim rezultatima se može sa sigurnošću tvrditi da je pretpostavka o Maksvelovom (ili sličnom) tipu spektra gasa slobodnih elektrona u plemenitim gasovima pod dejstvom DC električnog polja pri malim vrednostima proizvoda (pd),

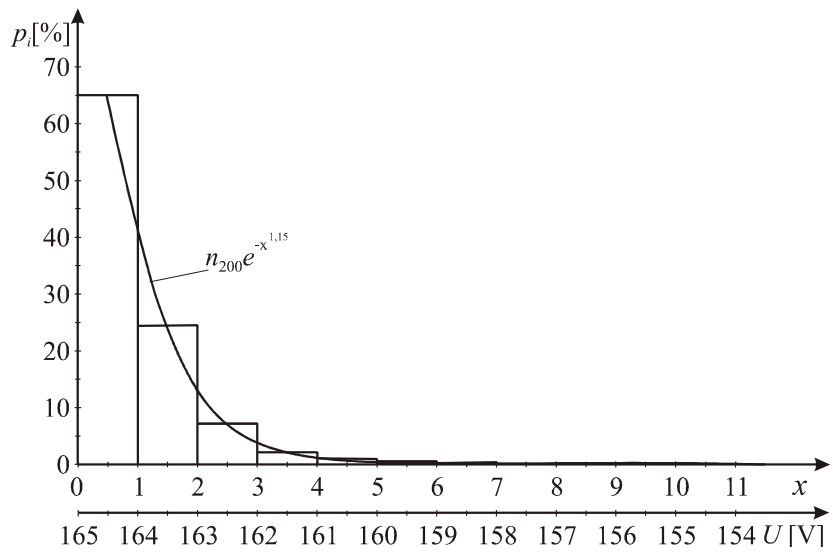
ispravna. Pri većim vrednostima pritiska, može da dođe do određenog odstupanja od ovog zaključka, usled nužnosti uzimanja u obzir i Kulonove interakcije između slobodnih elektrona.

Prethodno prikazani rezultati pokazuju, da je spektar gasa slobodnih elektrona plemenitih gasova u homogenom električnom polju pri niskim pritiscima (tj. pod uslovom mogućnosti zanemarivanja elektron-elektron interakcija) Maksvelovog (ili približno Maksvelovog) tipa. Sada ostaje da se odrede karakteristike toga spektra i njihova zavisnost (ako postoji) od relevantnih parametara posmatranog izolacionog sistema. Pri tome, treba imati u vidu da je, u dosadašnjem razmatranju, jedinstveni Maksvelov spektar bio razložen, u odnosu na energiju (temperaturu) elektrona, na energetski spektar po energijama elektrona manjim od jonizacione energije (veći deo spektra) i na energetski spektar po energijama elektrona većim od jonizacione energije (rep spektra). Iz tog razloga je nužno odrediti i parametre tako razdvojenog spektra, pa ih ujediniti u jedinstvenu predstavu o spektru gasa slobodnih elektrona.

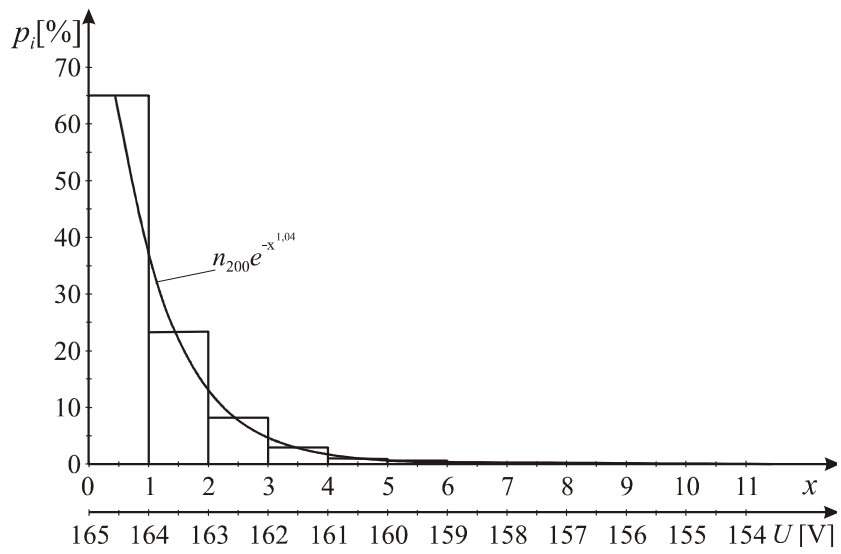
Da bi se determinisao spektar gasa slobodnih elektrona pri energijama elektrona manjim od jonizacione energije, dovoljno je odrediti njegovu srednju vrednost. Tu se javlja i prvi problem. Naime, u poglavlju 2 su data dva izraza za srednju vrednost energije elektrona, (2.9) i (2.11), od kojih prvi važi, ako je srednja slobodna dužina puta konstantna (nezavisna od energije), a drugi, ako je učestanost sudara elektrona sa neutralnim atomima konstantna (nezavisna od energije). Tumačenje dato u poglavlju 2, da treba koristiti onaj izraz za srednju energiju, tj. da treba usvojiti onaj uslov, koji je pogodniji za razmotreni problem, (što je preuzeto iz literature) nije pogodan za ovo razmatranje pošto podrazumeva proizvoljno usvajanje ili Maksvelove ili Drajveštajnovе raspodele. Kako je tako pristup, pored nesporne praktičnosti, neadekvatan za klasu problema koja se razmatra u ovom radu izvršena su odgovarajuća merenja koja su imala cilj da, sa određenom statističkom sigurnošću, odrede po kojoj raspodeli se raspoređuju elektroni po energijama u gasu slobodnih elektrona plemenitih gasova na niskim pritiscima. Maksvelova i Drajveštajnova raspodela su veoma slične raspodele i najveća je razlika među njima u brzini opadanja repa raspodele. Rep Maksvelove raspodele opada po eksponentu energije elektrona, a rep Drajveštajnovе raspodele opada po eksponentu kvadrata energije. Prema tome, da bi se ustanovilo koju raspodelu treba koristiti, potrebno je eksperimentalno snimiti, nekoliko puta, rep raspodele i proveriti da

li više odgovara očekivanom ponašanju prema Maksvelovoj ili prema Drajveštajnovoj raspodeli. Pošto rep raspodele predstavlja energetski spektar visokoenergetskih elektrona (energije reda veličine 10 eV) koji ispunjavaju uslove da iniciraju lavinske efekte to bi njihov energetski spektar, prema izrazu (3.13), trebalo da bude isti kao i odgovarajuća raspodela po intenzitetu električnog polja. Da bi se takva raspodela dobila nije moguće koristiti podatke o *dc* probojnom naponu, pošto je *dc* probojni napon skoro determinisana veličina (sa mernom nesigurnosti tip $A \approx 0$), pa raspodele broja proboja po električnom polju, takoreći, nema. Da bi se takva raspodela, ipak, dobila korišćeni su eksperimentalni rezultati merenja 1000 vrednosti impulsnim probojnim naponom. Pri tome su korišćeni impulsni naponi izuzetno sporog vremena porasta (1 kV/s , 10 kV/s i 100 kV/s). Takav izbor je izvršen da bi se dobila osmišljena raspodela broja proboja po električnom polju (naponu). Naime, pri sporim impulsima verovatnoća proboja pri vrednostima napona iznad vrednosti DC probojnog napona je vrlo mala i to pruža mogućnost da se opisanim eksperimentom dobije neka raspodela broja proboja po vrednosti električnog polja slično Puasonovoj raspodeli: bližim impulsnim naponima (atmosferskim i komutacionim) dobile bi se složene raspodele Vejbulovog tipa i takvi rezultati bi bili primenljivi za problem posmatran u ovom radu, [79].

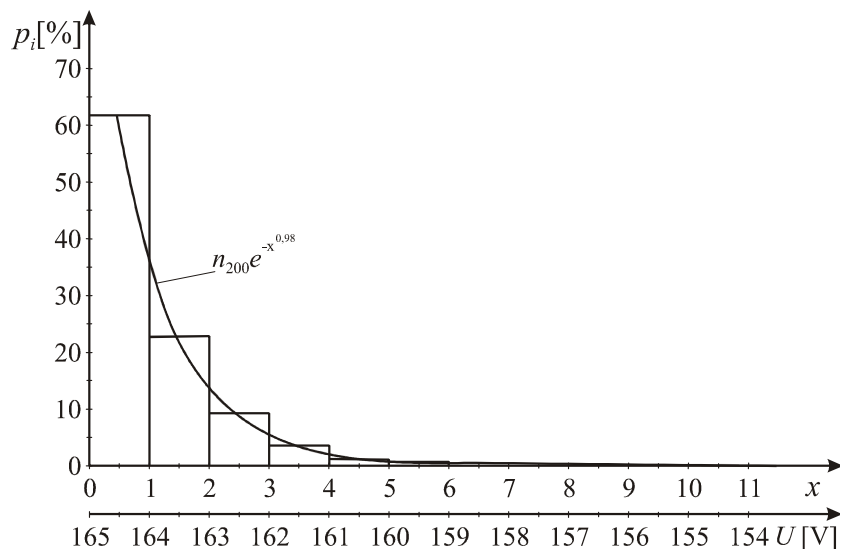
Na slici 5.25 su dati histogrami slučajne promenljive impulsni probojni napon za gas helijum pri pritisku 50Pa i međuelektrodnom rastojanju 0,2mm, zajedno sa krivom dobijene fitovanjem desne (opadajuće) strane histograma prema izrazu



a)



b)



c)

*Slika 5.25 Histogrami slučajne promenljive impulsni probojni napon sa odgovarajućom statističkom nesigurnosti prema t-raspedeli za gas helijum pri vrednosti pritiska 50Pa i međuelektrodnom rastojanju 0,2mm dobijeni impulsnim naponom sa odgovarajućom ufitovanom krivom (koeficijent korelacije fitovanja 0,98);
a) impuls 1kV/s ; b) impuls 10kV/s ; c) impuls 100kV/s*

Na osnovu prikazanih histograma i fitovanih krivih sa slike 5.25 (kao i rezultata dobijenih za druge plemenite gasove, odnosno njihove smeše pri drugim vrednostima pritiska i međuelektrodnog rastojanja) može se zaključiti da rep spektra gasa slobodnih elektrona opada približno sa eksponentom energije. Takođe je ustanovljeno da je za ovu pojavu proizvod pritiska i međuelektrodnog rastojanja „dobro“ promenljiv (treba napomenuti da su analogni rezultati dobijeni primenom DC napona i strožije histogramске klase, \sqrt{n} , pokazali, približno, isti trend opadanja po eksponentu vrednosti impulsnog probojnog napona, ali dobijene krive nisu bile baš "glatke"). Na osnovu prethodne analize se može tvrditi da je spektar gasa elektrona u plemenitim gasovima, pod posmatranim uslovima, Maksvelovog tipa. Pored toga histogrami sa slike 5.25 jasno pokazuju da najveći broj slobodnih elektrona iz repa spektra imaju energiju oko 15 eV (jonizaciona energija He je 24,6 eV). Neki od tih elektrona uspevaju da pređu tri slobodne dužine puta bez sudara i postanu inicijalni elektroni. U repu raspodele se javljaju (sa manjom verovatnoćom) i slobodni elektroni viših energija. Među njima postoje i slobodni elektroni energije jednake jonizacionoj energiji. Ti

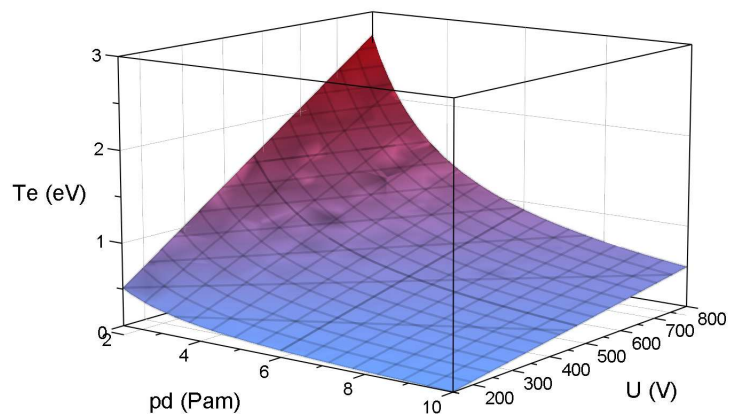
elektroni ispunjavaju uslov da su prešli osam srednjih slobodnih dužina puta bez sudara (što i čini verovatnoću njihove pojave izuzetno malom). Naime, kako je srednja slobodna dužina puta slobodnog elektrona pri $1,33 \cdot 10^4 \text{Pa}$, $6 \cdot 10^{-3} \text{mm}$, tada slobodni elektroni, pod uslovima eksperimenta, preuzimaju od polja, između dva uzastopna sudara, prosečno 3 eV, tabela 2.1, (ovo je ujedno i srednja energija spektra gasa slobodnih elektrona, što se veoma dobro slaže sa odgovarajućom energijom koja iznosi 2,8 eV). Porast verovatnoće da ti visoko energetski elektroni iniciraju proboj sa porastom brzine porasta naponskog impulsa (uočljiva na sl. 5.25) posledica je verovatnoće da se takav elektron nađe u kritičnoj zapremini usled njenog bržeg širenja (homogeno polje nikada nije u potpunosti homogeno, pa se i u njemu javlja kritična zapremina).

Naravno, ovde se treba malo ograditi i reći da ovakav zaključak nije potpuno "na čvrstim osnovama", ali predstavlja dobru indikaciju koja, uz numeričku analizu problema, ukazuje na ispravnost zaključka o pripadnosti raspodele gasa slobodnih elektrona plemenitih gasova pri niskom pritisku Drajevštajnovoj raspodeli.

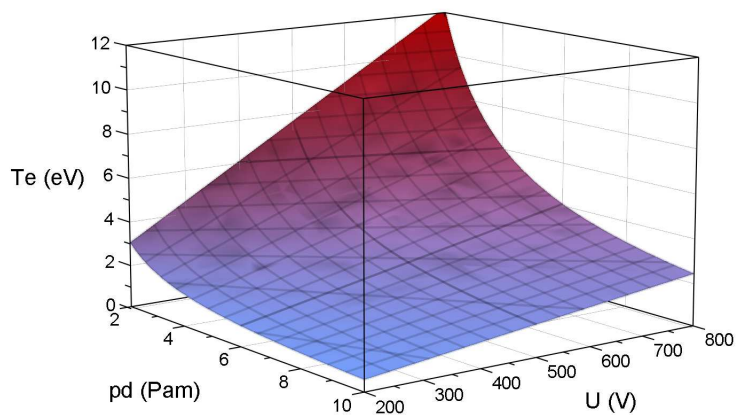
Ako se na osnovu prethodno iznesenih argumenata, prihvati opravdanost pretpostavke da je srednja frekvencija sudara konstantna (nezavisna od energije) onda je, na osnovu izraza (2.9) zavisnost srednje energije (srednje ekvivalentne temperature) spektra gasa slobodnih elektrona određena izrazom

$$\bar{\varepsilon} = C \frac{1}{\delta} \left(\frac{E}{p} \right)^2 \quad (5.1)$$

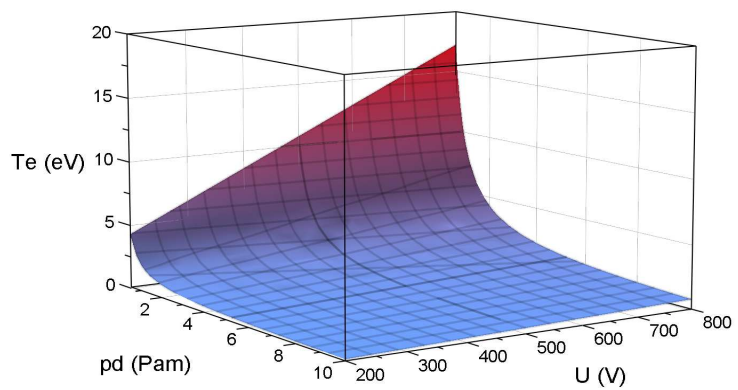
Na slici 5.26 prikazani su 3D dijagrami zavisnosti srednje energije (temperature) spektra gasa slobodnih elektrona za plemenite gasove dobijene primenom izraza (5.1).



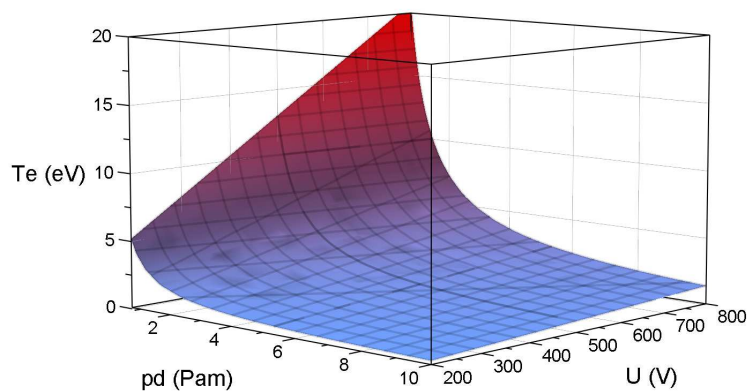
a)



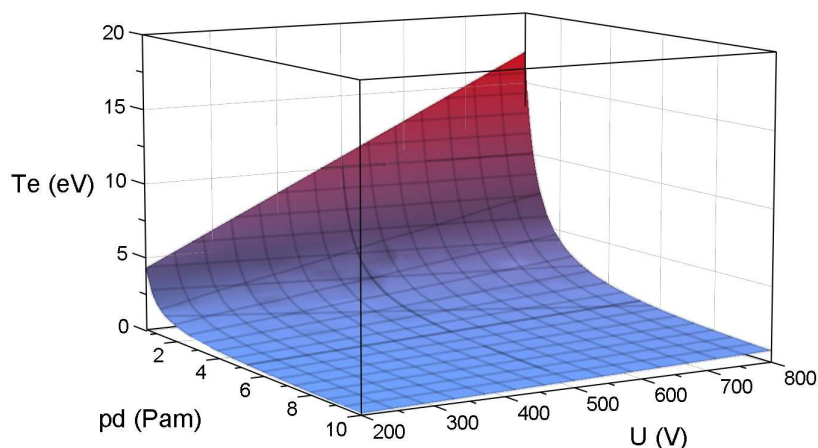
b)



c)



d)



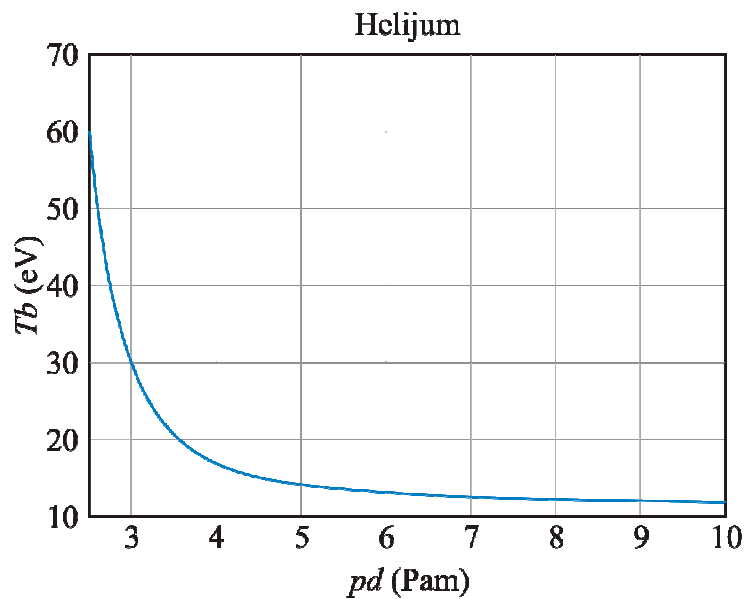
e)

Slika 5.26 3D dijagrami zavisnosti srednje energije (temperature) spektra gasa slobodnih elektrona za plemenite gasove dobijene primenom izraza (5.1)
a)Helijum; b) Neon; c)Argon; d)Kripton; e)Ksenon

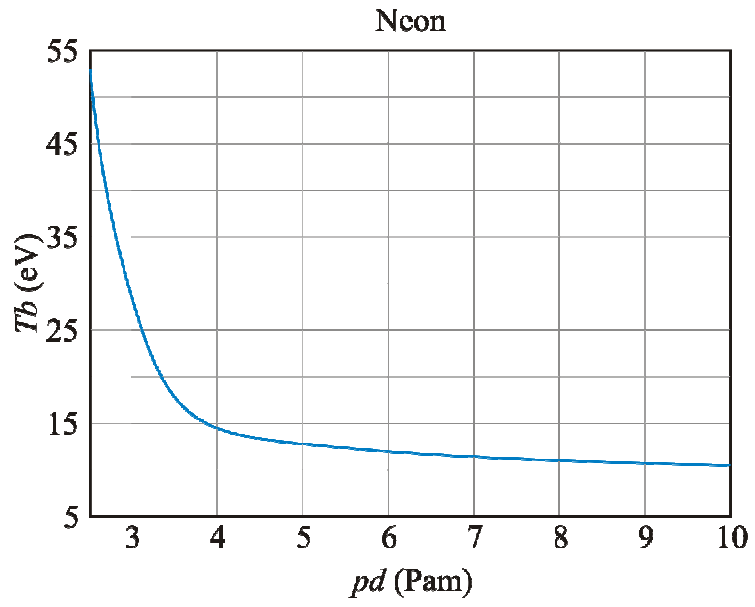
Dijagrami sa slike 5.26 deluju "po malo zabrinjujuće" zbog izuzetno velikih vrednosti srednje energije gasa pri malim vrednostima proizvoda pd i velikim vrednostima napona. Međutim, ta nelogičnost (da je srednja energija spektra gasa slobodnih elektrona reda veličine odgovarajuće jonizacione energije) se gubi, kada se dijagrami sa slike 5.26 uporede sa Pašenovim krivama. Naime, velike srednje energije, uočene na slici 5.26, odgovaraju tačkama levo od Pašenovog minimuma kada mehanizam pražnjenja u gasovima, nakon prolaska kroz usku oblast anomalnog Pašenovog mehanizma, ulazi u oblast vakuumske pražnjenja (tada karakteristična

dimenzija sistema, tj. međuelektrodno rastojanje, postaje manje od srednje slobodne dužine puta slobodnog elektrona). U toj oblasti ne postoje više elastični sudari, tako da energija drifta znatno raste, pa prethodno razmatranje o spektru gasa slobodnih elektrona ne važi. U svakom slučaju, dijagrami na slici 5.26 su realniji (tj. imaju realnije vrednosti srednje energije) od dijagrama dobijenih uz pretpostavku konstantnosti (nezavisnosti od energije) frekvencije sudara tj. primenom izraza (2.11).

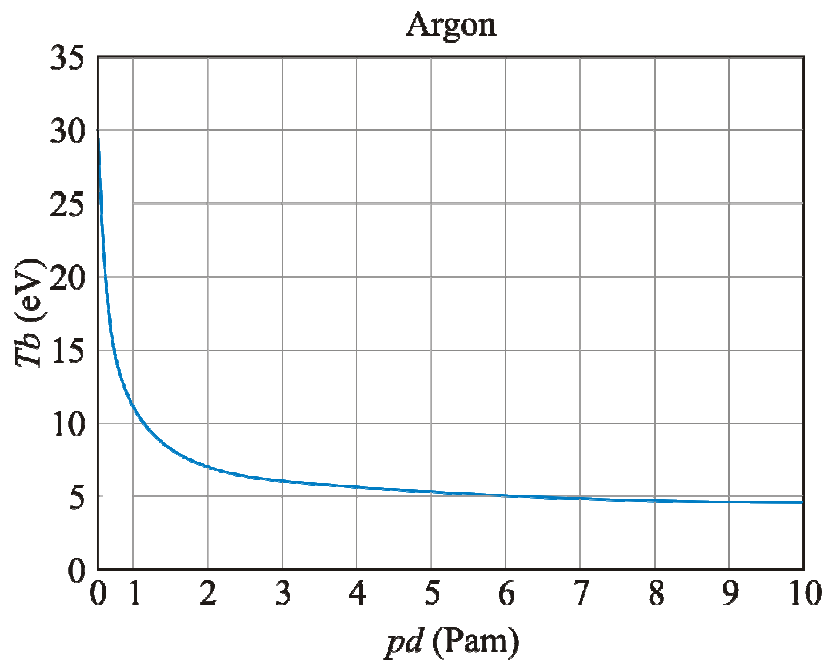
Na slici 5.27, prikazana je zavisnost probojne energije (probojne temperature) gasa slobodnih elektrona od proizvoda pd za plemenite gasove, dobijene uz pretpostavku konstantnosti (nezavisnosti od energije) frekvencije sudara, izraz (2.11).



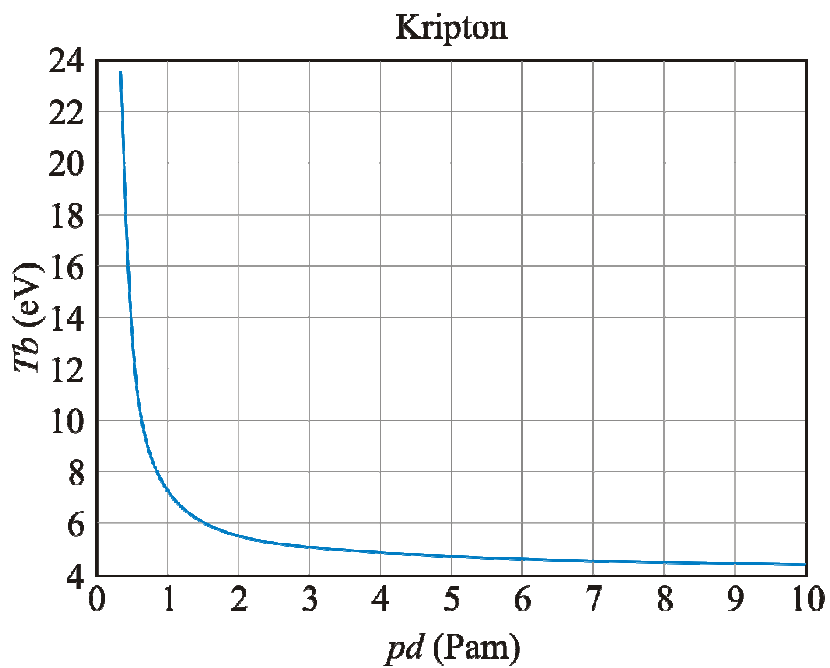
a)



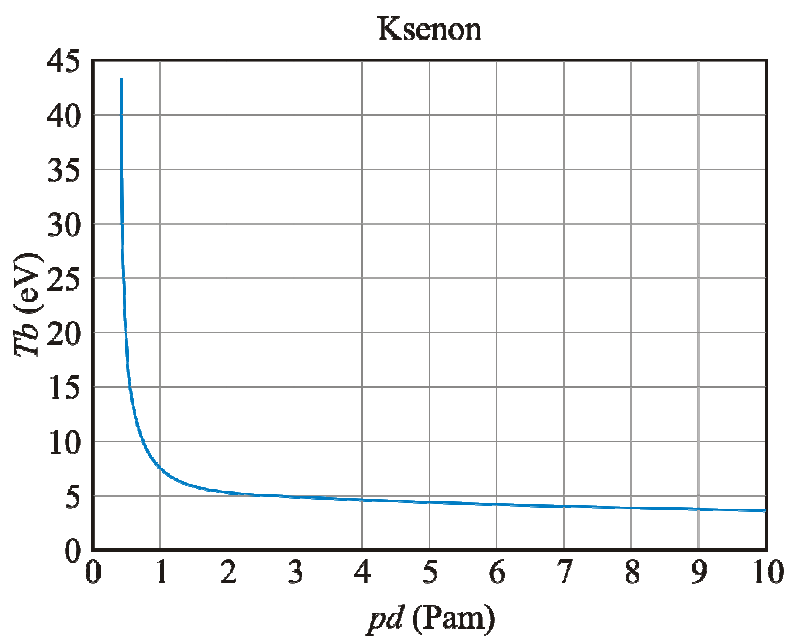
b)



c)



d)

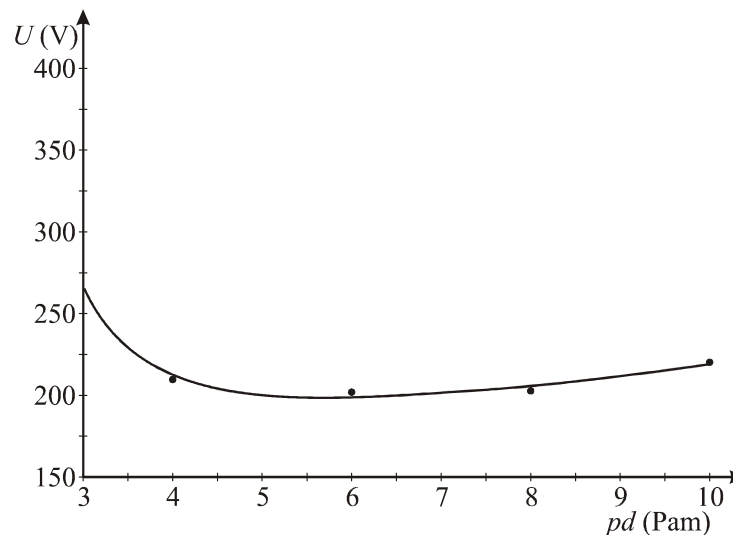


e)

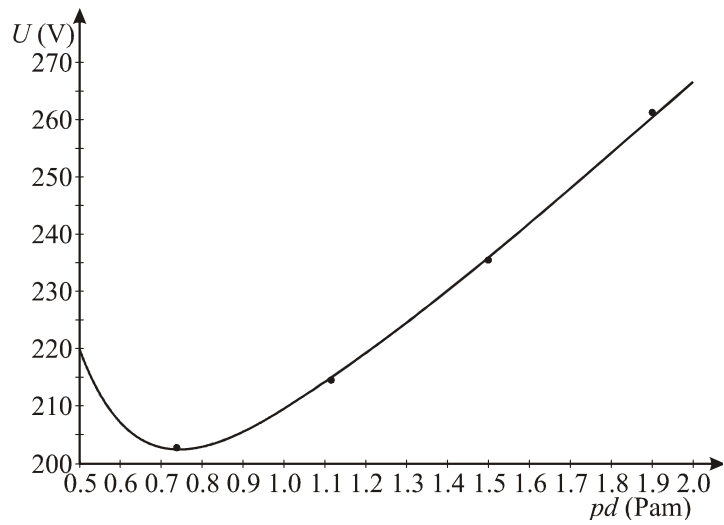
Slika 5.27 Dijagrami zavisnosti probojne energije (probojne temperature) gasa slobodnih elektrona od proizvoda pd za plemenite gasove (dobijene uz pretpostavku konstantnosti (nezavisnosti od energije) frekvencije sudara)
 a) helijum; b) neon; c) argon; d) krypton; e) ksenon

Krive zavisnosti probojne energije (temperature) prikazane na slici 5.27 pokazuju približno konstantnu vrednost, što se slaže i sa očekivanom vrednosti u skladu sa zakonom sličnosti. Nagli porast probojne energije (temperature) slobodnih elektrona (tj. elektrona iz repa spektra gasa slobodnih elektrona) dešava se pri pd vrednosti koja odgovara apscisnoj vrednosti u Pašenovom minimumu. Objašnjenje za ovaj nagli porast je isto kao u slučaju srednjih energija spektra gasa slobodnih elektrona. Naime, tu se radi o oblasti vakuumske mehanizma električnog pražnjenja u gasovima, koji nastupa odmah posle uske oblasti pd vrednosti, unutar koje dolazi do anomalnog Pašenovog efekta. Samo ponašanje probojne temperature u oblasti anomalnog Pašenovog efekta dato je u Prilogu 4.

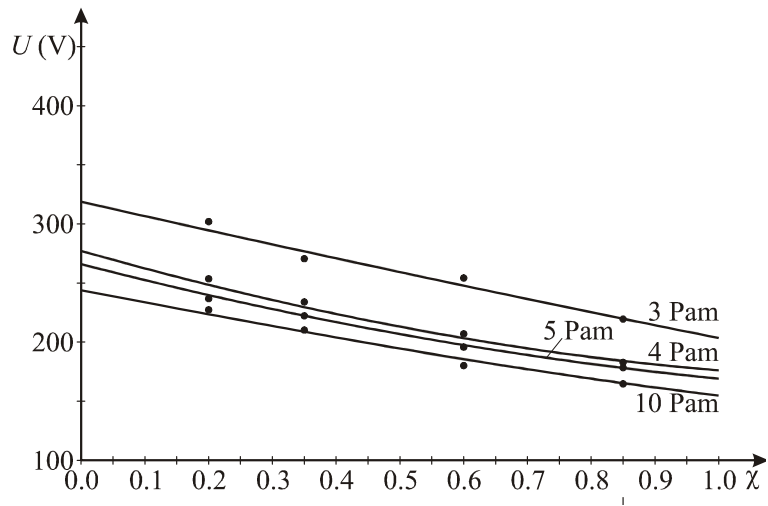
Na slici 5.28 su prikazane proračunom dobijene Pašeneve krive i krive zavisnosti odnosa prvog Taunsendovog jonizacionog koeficijenta i pritiska zajedno sa odgovarajućim, eksperimentalno dobijenim, tačkama gasnih smeša helijuma i neona, odnosno kriptona i argona. Ovakav oblik krive je od interesa za primenu u praksi, pošto ima veoma širok i zaobljen Pašenov minimum, što ukazuje na mogućnost stabilizacije radne tačke gasnog odvodnika prenapona (Prilog 5).



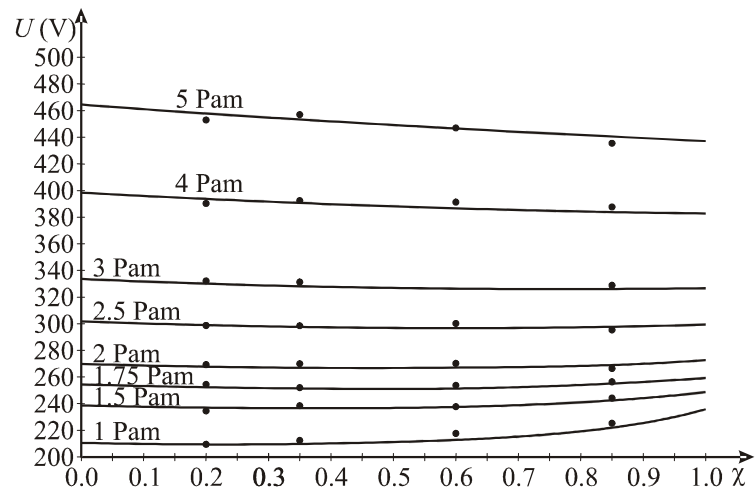
a)



b)



c)



d)

Slika 5.28 Pašenova kriva pogodna za pozicioniranje stabilne radne tačke
dobijene izrazom (3.20a) sa odgovarajućim eksperimentalnim tačkama;

a) smeša $0,55\text{Ne}+0,45\text{He}$; b) smeša $0,55\text{Kr}+0,45\text{Ar}$

Zavisnost probojnog napona smeše od procentualnog sastava smeše uz vrednost
proizvoda pd kao parametar

c) $x\text{Ne}+(1-x)\text{He}$ d) $x\text{Kr}+(1-x)\text{Ar}$

6 ZAKLJUČAK

Problematika analizirana i pokazana u radu, odnosi se na spektar gasa slobodnih elektrona u plemenitim gasovima na niskim pritiscima (u oblasti očekivanja Taunsendovog mehanizma proboja). Ova ograničenja su bila potrebna za pojednostavljenje procesa interakcije spektra gasa slobodnih elektrona sa ostalim konstitutivnim komponentama gasa. Naime, plemeniti gasovi nemaju rotaciona i vibraciona kvantnomehanička stanja, kao ni metastabilna stanja, a to interakciju slobodnih elektrona sa atomima i jonima svodi na elastične sudare. Niski pritisci su preduslov, da je stepen jonizacije gasa mali, tako da se može zanemariti elektron-elektron kulonska interakcija. Pod takvim uslovima spektar gasa slobodnih elektrona doživljava samo elastične interakcije, koje ne narušavaju njegovu "maksvelovu" prirodu, bez obzira da li se gas nalazi u električnom polju ili ne.

Polazeći od te činjenice, u radu su izvedeni izrazi za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent plemenitih gasova. Parametri, koji se javljaju u tako izvedenom izrazu, određeni su na osnovu eksperimentalnih rezultata dobijenih pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. Dobijeni rezultati su poređeni kvalitativno, kvantitativno, sa odgovarajućim rezultatima dobijenim pomoću Taunsendovog i Takašijevog izraza za prvi Taunsendov jonizacioni koeficijent. Pokazalo se da se prvim Taunsendovim jonizacionim koeficijentom, izvedenim u ovom radu, pod pretpostavkom važenja Maksvelove raspodele za gas slobodnih elektrona, dobijaju, kvantitativno, isti rezultati kao i sa prvim jonizacionim koeficijentom po Taunsendu i Takašiju unutar oblasti odnosa vrednosti električnog polja i pritiska za koje važe ova dva poslednja izraza. Kako izraz za prvi Taunsendov izraz, izveden u ovom radu, nema nikakvo ograničenje u oblasti vrednosti primene, on je svakako šire primenljiv od izraza po Taunsendu i Takašiju. Ovde, istine radi, treba reći da i u radu izvedeni izraz ima ograničenja u pogledu elastičnosti interakcija između gasa slobodnih elektrona i ostalih komponenti gasova. Da je dobro slaganje posledica ispravnosti pretpostavke u Maksvelovoj prirodi spektra gasa slobodnih elektrona, dokazano je time, što je prilikom proračuna probojnih napona smeša plemenitih gasova za sve komponente smeše dobijan približno isti faktor forme spektra. U nastavku rada razmatrani su osnovni parametri spektra gasa slobodnih

elektrona i ustanovljeno je da se realniji rezultati (koji više odgovaraju eksperimentalnim podacima i logičnom rasuđivanju) dobijaju pod pretpostavkom konstantnosti (nezavisnosti od energije) srednje slobodne dužine puta elektrona. Ta pretpostavka prevodi Maksvelovu raspodelu u Drajveštajnovu raspodelu, koja joj je veoma slična. Jedina značajna razlika između ove dve raspodele je u brzini opadanja repa raspodele. U slučaju Maksvelove raspodele rep raspodele opada sporije (proporcionalno eksperimentu negativnog izložioca linearno zavisnog od energije), a u slučaju Drajveštajnovu raspodele rep raspodele opada brže (proporcionalno eksperimentu negativnog izložioca kvadratno zavisnog od energije). U radu su izvršena određivanja statističkog uzorka slučajne veličine impulsni probojni napon, primenom izuzetno sporih impulsa. Numeričkom analizom ovih slučajnih veličina je ustanovljeno da za gas slobodnih elektrona važi Maksvelova raspodela. U svakom slučaju je zaključeno, da su srednje energije elektrona u gasovima obično niske, reda veličine 2-3 eV, u poređenju sa prilično visokim energijama repa raspodele, koje su reda veličine 10 eV i koje odgovaraju energetske potencijalima ekscitacije i jonizacije atoma posmatranog gasa. Usled toga su u srednjim oblastima gasa energetski gubici pri interakcijama veoma mali. Gas se jonizuje "super-energetskim" elektronima, koji su retki. Iz tog razloga glavni mehanizam prenosa energije od gasa slobodnih elektrona do gasa neutralnih atoma je elastični gubitak.

Prethodno navedeno razmatranje je, ipak, ograničeno. Naime, kod vrlo slabih polja njegova primenljivost je ograničena pretpostavkom o jednosmernoj razmeni energije između elektrona i gasa ($\bar{\epsilon} \gg kT$). Zaista, u odsustvu polja, elektroni su termalizovani i imaju temperaturu gasa T , tako da je prethodni uslov dobro zadovoljen u slučaju slabo jonizovanog plazma pražnjenja, što je u naučnoj i inženjerskoj praksi čest slučaj.

PRILOG 1
ODREĐIVANJE KINETIČKE JEDNAČINE ZA ELEKTRONE U
SLABOJONIZOVANOM GASU KOJI SE NALAZI U ELEKTRIČNOM POLJU
[1]

Proračunati srednju vrednost energije elektrona $\bar{\varepsilon}$ u molekularnim gasovima nije jednostavno jer se nailazi na ozbiljne poteškoće pri pronalaženju koeficijenta gubitka δ . Međutim, to ne čini izraz (2.9) beskorisnim. Upravo suprotno, to čini procenu δ mogućom, jer je omogućen nezavistan način određivanja $\bar{\varepsilon}$. [1, 80, 81]

Izrazi (2.5) i (2.9), odmah impliciraju da je

$$\frac{v_d}{\bar{v}} = \frac{eEl}{m\bar{v}^2} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \sqrt{\delta} \approx 0.8 \sqrt{\delta}, \quad \frac{\bar{v}}{v_d} \approx \frac{1.2}{\sqrt{\delta}} \quad (\text{P.1.1})$$

Nasumična brzina koju elektron razvija u polju veća je od brzine drifta za nekoliko desetina ili stotina faktora $1/\sqrt{\delta}$. Odnos (P.1.1), koji objašnjava fizičko značenje odnosa v_d / \bar{v} , usko je povezan sa parametrima energetske svojstava elektrona. Pri sudaru, elektron stiče ili gubi energiju reda $|\Delta\varepsilon_{\pm}| \approx \sqrt{\delta} \bar{\varepsilon} \approx eEl$, što odgovara potencijalnoj razlici usmerenoj u proizvoljnom smeru na jednoj srednjoj slobodnoj dužini puta. Energija $\Delta\varepsilon_+$ je nešto veća od $|\Delta\varepsilon_-|$ za iznos $\Delta\varepsilon_E \approx \sqrt{\delta} |\Delta\varepsilon_+|$, koji elektron primi, u proseku, po jednom sudaru.

Izraz $\nu_u = \delta\nu_m$ se tretira kao frekvencija za energetske gubitke. Ukoliko se polje momentalno isključi, elektron rasipa svoju energiju, u toku vremena određenim izrazom

$$\tau_u = \nu_u^{-1} = \tau_m / \delta \quad (\text{P.1.2})$$

to jest, nakon oko $1/\delta$ efikasnih sudara. Vrlo spor elektron "kupi" odgovarajuću energiju za otprilike isto vreme, jer u jednom sudaru stiče δ -ti deo. Kao što sledi iz (2.8), τ_u karakteriše stopu za koju se ravnotežna energija sakuplja u određenom polju. To je vreme relaksacije energije. Ako se polje malo promeni za vreme τ_u , srednja energija (a time i rasipanje energije elektrona) prati promenjeno polje i zato je kvazistabilna. Ako su promene brze, praćenje polja postaje nemoguće. Pri tome se kriterijum "konstantnosti" polja se može definisati kao $(dE/dt)\tau_u \ll 1$. U proseku, elektroni su sistematski rasejani u pravcu električnog polja, tako da se uravnoteženje

energije odvija ne samo u vremenu, nego i u prostoru. U toku jedinice vremena, elektron driftuje po dužini [72, 82]

$$\Lambda_u = v_d \tau_u \approx \frac{0.8l}{\sqrt{\delta}} \quad (\text{P.1.3})$$

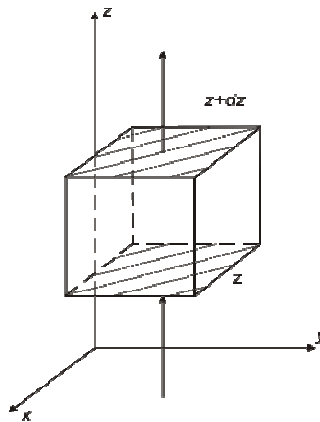
Ova veličina se može nazvati *dužina relaksacije energije*. Ona je veća od srednje slobodne putanje elektrona za faktor $1/\sqrt{\delta}$, a ne za $1/\delta$, koji karakteriše odnos vremena relaksacije i vremena između sudara. Prema (2.9) i (P.1.3)

$$\bar{\varepsilon} = eE\Lambda_u \quad (\text{P.1.4})$$

to jest, elektron gradi srednju energiju u potencijalnoj razlici duž jedne Λ_u .

Jednosmerno (DC) polje se može tretirati kao homogeno ako ono neznatno varira sa udaljenošću reda Λ_u to jest, ako je $(dE/dx)\Lambda_u \ll 1$. Suprotan slučaj su izrazito nehomogena polja u kojima distribucija energije (i srednja energija) elektrona prestaje da bude funkcija samo lokalnog odnosa E/N . Na primer, energija se može odrediti potencijalnom razlikom putanja elektrona, nakon pošto bivaju emitovani od strane atoma.

Kinetička jednačina elektrona je poseban slučaj opšte kinetičke Boltzmanove jednačine za funkciju raspodele čestica u gasa. U stvari, ona daje balans broja čestica u osnovnoj zapremini u faznom prostoru.



Slika P.1.1 Kocka u trodimenzionalnom prostoru; izvođenje jednačine balansiranja za broj čestica u faznom prostoru (Prema L.M. Biberman i ostali [11])

Ako se uzme osnovna zapremina u faznom prostoru r, v , u obliku kocke oko fiksne tačke, biće posmatrana obična (trodimenzionalna) kocka (slika P.1.1), jer se

šestodimenzionalna kocka ne može nacrtati. Pozivajući se na maštu, treba je zamisliti kao šestodimenzionalnu kocku, tako da jedno od njenih temena ima koordinate x, y, z, v_x, v_y, v_z .

U trenutku t , zapremina kocke je $d\Gamma = dx dy dz dv_x dv_y dv_z$, sadrži $f d\Gamma$ čestica, tako da se raspodela funkcija f tumači kao njihova gustina u faznom prostoru.

Čak i bez sudara, broj čestica u kocki se menja. Čestica koja se kreće brzinom $v = \dot{r}$ menja svoj položaj r ; ako se podvrgne sili F , ona dostiže ubrzanje $\omega = \dot{v}$ i menja svoju brzinu v .

Čestica se kreće u faznom prostoru gde se gustina f , uglavnom, menja od tačke do tačke. Iz tog razloga, broj čestica koje ulaze u kocku kroz jednu površinu/stranu može biti veći ili manji od broja čestica koje izlaze kroz suprotnu. Čestice se, tako, mogu akumulirati unutar zapremine ili izostati iz nje. Sudari proizvode isti efekat. Neke čestice izlaze iz $d\Gamma$, jer se njihov vektor brzine naglo menja ili zato što nestaju, a druge ulaze u $d\Gamma$ nakon sudara ili kao posledica stvaranja.

Broj čestica, koje ulaze unutar zapremine $d\Gamma$, u sekundi, kroz određenu stranu/površinu kocke, recimo, kroz donju stranu, kao na slici P.1.1 (postoji 12 takvih strana/površina), je $(fv_z)_z dx dy dz dv_x dv_y dv_z$. Znak z sa z -komponentom fv_z gustine fluksa označava da je vrednost fluksa uzeta u tački z ose, koja je normalna na stranu. Proizvod pet diferencijala je površina strane (strana je peto-dimenzionalna). Broj čestica u sekundi koje izlaze, kroz suprotnu (gornju) stranu je $(fv_z)_{z+dz} dx dy dv_x dv_y dv_z$. Razlika između priliva i odliva,

$$[(fv_z)_z - (fv_z)_{z+dz}] dx dy dv_x dv_y dv_z = -[\partial(fv_z)/\partial z]d\Gamma$$

doprinosi stopi akumulacije čestica u kocki, $(\partial f/\partial t)d\Gamma$. Sličan postupak se primenjuje na pet ostalih strana.

Što se tiče sudara, njihov doprinos stopi promene broja čestica u zapremini $d\Gamma$ je srazmeran samoj zapremini, a označava se sa $(\partial f/\partial t)_c d\Gamma$. Takvim razmatranjem dolazi se do jednačine balansa (uravnoteženja) za broj čestica:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left[\frac{\partial}{\partial x}(fv_x) + \dots + \frac{\partial}{\partial v_x}(f\omega_x) + \dots \right] = \left(\frac{df}{dt} \right)_c \quad (\text{P.1.5})$$

Ovo je vrlo slično običnoj jednačini kontinuiteta u prisustvu izvora (predstavljenog pojmom sudara). Zbir u zagradama je šesto-dimenzionalna divergencija "gustine fluksa". Ako se uvrsti u izraz izvod df/dt duž putanje određene grupe čestica u faznom prostoru, što se može učiniti tretiranjem f kao složene funkcije vremena,

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \dots + \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \dots = \frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \dots + \omega_x \frac{\partial f}{\partial v_x} + \dots$$

(Operacija d/dt odgovara ukupnom izvodu u hidrodinamici). Dobija se

$$\frac{df}{dt} + f \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \dots + \frac{\partial \omega_x}{\partial v_x} + \dots \right] = \left(\frac{df}{dt} \right)_c \quad (\text{P.1.6})$$

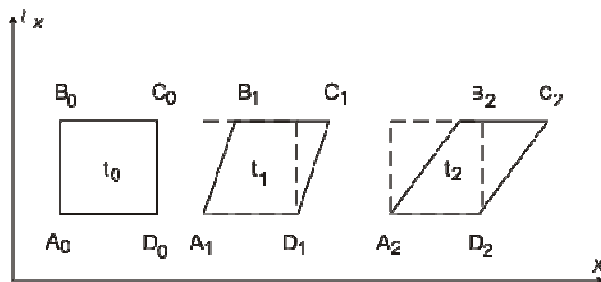
Parovi veličina v_x i x su nezavisne od koordinata u faznom prostoru, a v_x nije funkcija x . Ako običan prostor sadrži polje sile $\mathbf{F}(\mathbf{r})$, ubrzanje $\omega = \mathbf{F}/m$ je funkcija koordinata x , y , z . U prisustvu magnetnog polja, Lorentz-ova sila $\mathbf{F} \propto \mathbf{v} \times \mathbf{H}$ i komponenta ω_x zavise od v_y i v_z , ali ne zavise od v_x . Stoga, divergencija brzine nestaje: $[\partial v_x / \partial x + \dots + \partial \omega_x / \partial v_x + \dots] = 0$, usled čega se izraz (P.1.6) svodi na jednakost

$$df/dt = (df/dt)_c \quad (\text{P.1.7})$$

U odsustvu sudara, vrednost gustine u određenoj grupi čestica se ne menja sa vremenom, dok se čestice kreću duž putanje u faznom prostoru: $df/dt = 0$. Medijum u faznom prostoru je "nestišljiv", [1].

Ako se posmatra skup čestica koja zauzima malu zapreminu $\Delta\Gamma$ u trenutku t vidi se da, bez sudara, broj čestica u skupu ostaje konstanta: $d(f\Delta\Gamma)/dt = 0$.

Fazna zapremina koju zauzima dati skup čestica putuje kroz fazni prostor, pri čemu se podvrgava deformaciji, ali ostaje nepromenjena u pogledu zapremine. Ovaj izraz je poznat kao Liuvilova teorema. To je jasno prikazano na slici P.1.2, koja je nacrtana za jedno dimenzionalni slučaj x , v_x u kojoj je fazni prostor predstavljen jednom slikom u ravni [1].



Slika P.1.2 Ilustracija Liuvilove teoreme. Regija koja je pravougaonog oblika u trenutku t_0 transformiše se u narednim trenucima t_1, t_2 u paralelograme istog područja (Prema L.M. Biberman i ostali [11])

Pošto je Lorencova sila u elektromagnenom polju zanemarljiva u poređenju sa Kulonovom silom, u daljem razmatranju se neće uzeti u obzir magnetna komponenta elektromagnetnog polja. Koristeći $F = -eE$ može se promeniti jednačina ravnoteže (P.1.6) i iskazati u obliku

$$\frac{df}{dt} + v \cdot \text{grad}f - \frac{eE}{m} \cdot \text{grad}_v f = \left(\frac{df}{dt}\right)_c \quad (\text{P.1.8})$$

gde simbol " grad_v " označava gradijent u prostoru brzine. U sfernim koordinatama je

$$\text{grad}_v \equiv \mathbf{e}_v \frac{\partial}{\partial v} + \mathbf{e}_\vartheta \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial \vartheta} + \mathbf{e}_\varphi \frac{1}{v \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

Ovde su $\mathbf{e}_v, \mathbf{e}_\vartheta, \mathbf{e}_\varphi$ jedinični vektori duž tri pravca (slika 2.3 u radu). Ako se razmotre samo prostorno uniformna polja, prethodna aproksimacija je opravdana za elektromagnetne talase, jer je amplituda elektronskih oscilacija obično mala u odnosu na talasnu dužinu. Zavisnost f od prostornih koordinata u uniformnom polju može biti uzrokovana samo prisustvom zidova i difuzionog protoka zbog gradijenata. Kako se ne bi skretala pažnja sa glavnog cilja razmatranja (pronaći efekat polja i sudara na funkciji raspodele), pretpostavlja se da je ceo prostor uniforman (efekti flukseva difuzije će se kasnije jednostavnim tehnikama uzeti u obzir), što daje

$$\frac{df}{dt} - \frac{eE}{m} \left[\cos \vartheta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \vartheta}{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial (\cos \vartheta)} \right] = \left(\frac{df}{dt}\right)_c \quad (\text{P.1.9})$$

Funkcija $f(t, v, \vartheta)$ je nezavisna od ugla φ , jer \mathbf{E} definiše osu simetrije.

Ako se pretpostavi da je gas slabo jonizovan i ako se zanemare sudari elektrona sa drugim elektronima i jonima, odnosno uzimajući u obzir samo sudare sa neutralnim

česticama, dobija se vrlo važna pretpostavka koja uveliko olakšava problem rešavanja kinetičke jednačine čineći je linearnom⁶. Tako dobijeni izrazi sadrže, naravno, proizvode funkcija distribucije sudarajućih čestica. U posmatranom slučaju, elektroni se sudaraju sa stranim česticama, odnosno, teškim atomima "u mirovanju", za koje se ovde pretpostavlja da nemaju distribuciju. Doprinosi sudara ove vrste na promenu u funkciji raspodele se jednostavno sabiraju. Ako se svi sudari podele na elastične i neelastične dobija se

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_c = \left(\frac{df}{dt}\right)_{el} + \left(\frac{df}{dt}\right)_{inel} = I(f) + Q(f) \quad (\text{P.1.10})$$

U grupu neelastičnih sudara, pored procesa ekscitacije atoma i molekula, svrstavaju se i stvaranje (gubitak) novih elektrona, kao rezultat jonizacije i mogućih procesa anihilacije. Neelastični sudari su važni za formiranje energetskog spektra elektrona, ali budući da su mnogo manje učestali nego elastični sudari, praktično nemaju uticaj na interakciju polje-elektron i na promenu u brzini i energiji elektrona uzrokovanu poljem. Dakle, neelastični procesi ne utiču na povećanje asimetričnog dela funkcije distribucije koji odražava orijentisano delovanje polja i česte elastične sudare.

Kinetička jednačina je integrabilno-diferencijalna usled ugla ϑ , što je čini nepodesnom za egzaktno matematičko rešavanje. Faktor koji funkciju raspodele čini zavisnom od pravca brzine, odnosno od ϑ , jeste polje. U nultom polju distribucija je izotropna. Polje ubrzava negativno naelektrisanje u suprotnom smeru do E , stvarajući tako višak elektrona, koji se kreću u tom smeru i manjak onih, koji se kreće u suprotnom, [83, 84].

Ako se pretpostavi da je polje umereno jako, odnosno da je njime uzrokovana mala anizotropija (ovo se uzima u obzir otprilike kao korekciju glavnog, simetričnog dela funkcije) i ako je ovaj pristup matematički strog, ugaona zavisnost $f(t, v, \vartheta)$ se se treba predstaviti kao prošireni niz, kako bi se tačno opisalo detaljno skretanje od simetrije. Samo se sistem ortogonalnih i normalizovanih funkcija može koristiti za proširenje. Takav sistem, koji zadovoljava uglovnu zavisnost, jeste sistem Ležandrovih (Legendre) polinoma (oni su karakteristični po tome što su im sve nule između 0 i 1, a i

⁶ Opšta (Bolcmanova) jednačina za gas je nelinearna, jer desna strana obuhvata sudare čestica iste vrste jedne sa drugim.

ortogonalni su između -1 i 1): $P_0 = 1$, $P_1 = \cos \vartheta$, itd. Ovde primenjena aproksimacija ograničava niz na prva dva člana,

$$f(t, v, \vartheta) = f_0(t, v) + f_1(t, v) \cos \vartheta \quad (\text{P.1.11})$$

gde su f_0 i f_1 nove tražene funkcije.

Nove funkcije imaju određen fizički smisao; prva od njih, simetrični deo, određuje elektronski energetski spektar. Prema izrazu (2.16) u radu, se dobija

$$n(\varepsilon)d\varepsilon = \varphi(v)dv = 4\pi v^2 f_0(v)dv \quad (\text{P.1.12})$$

Asimetrični deo $f_1 \cos \vartheta$ određuje električnu struju. S obzirom na osnu simetriju $f(v)$ struja se pojavljuje duž polja. Formule (2.14) i (P.1.11) ukazuju da je njena veličina

$$j_t = -e \int \int v(\cos^2 \vartheta) f_1 2\pi v^2 dv \sin \vartheta d\vartheta = -\frac{4\pi}{3} e \int v^3 f_1 dv \quad (\text{P.1.14})$$

Aproksimacija (P.1.11) je prihvatljiva, samo ako je anizotropija funkcije distribucije dovoljno mala, odnosno, ukoliko polje nije prejako. Kvantitativni kriterijum pojma "ne prejako" biće jasan nakon što se odrede korekcije f_1 dela f i postavi uslov da je $f_1 \ll f_0$. Aproksimacija (P.1.11) se pripisuje H. Lorencu, koji je formulisao kinetičku jednačinu za elektrone u DC polju i razradio formulu za provodljivost korišćenjem aproksimacije (P.1.11).

Najjednostavniji način za dobijanje ovih funkcija je da se koristi momentni metod. Originalna jednačina za f se množi Ležandrovim polinomom i integrali nad uglovima, uzimajući u obzir svojstva polinoma. U konkretnom slučaju, dovoljno je to učiniti dva puta: prvo, jednostavno integraliti (P.1.9) nad geometrijskim uglom $d\Omega$, jer je nulti polinom P_0 jednak 1, a zatim pomnožiti (P.1.9) sa $P_1 = \cos \vartheta$ i po drugi put integraliti. Kao rezultat prve integracije (bolje rečeno, usrednjavanja, npr. operacije $\int d\Omega / 4\pi$), uzimajući u obzir da je $\langle \cos \vartheta \rangle = 0$, $\langle \cos^2 \vartheta \rangle = 1/3$, $\langle \sin^2 \vartheta \rangle = 2/3$, dobija se

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - \frac{eE}{m} \left(\frac{1}{3} \frac{df_1}{dv} + \frac{2f_1}{3v} \right) = Q(f_0)$$

Integral $\int Id\Omega$ na desnoj strani automatski nestaje budući da daje promene u broju elektrona, koji se kreću u svim pravcima, kao rezultat elastičnih sudara, a elastični

sudari ne menjaju ukupan broj elektrona. Naravno, pojam neelastični sudari je linearan sa f , odnosno efekat neelastičnih sudara, kao funkcija samo energetskeg spektra, nezavistan je od pravca brzine. Stoga, Q postaje funkcija simetričnog dela f . Dobijena jednačina se može prikazati u obliku

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{eE}{m} \frac{1}{3v^2} \frac{\partial(v^2 f_1)}{\partial v} + Q(f_0) \quad (\text{P.1.14})$$

Drugo usrednjavanje kinetičke jednačine sa $\cos \vartheta$ daje

$$\frac{1}{3} \frac{df_1}{dt} - \frac{1}{3} \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} = \frac{v_c}{4\pi} \int \cos \vartheta \, d\Omega' \int [f(\Omega') - f(\Omega)] q(\theta) d\Omega \quad (\text{P.1.15})$$

pri čemu je zanemaren doprinos neelastičnih sudara u odnosu na elastične.

Ako se posmatra desna strana izraza (P.1.15), vidi se da je unutrašnji itegral u $d\Omega'$ uzet za sve pravce Ω' pri fiksnom Ω . U stvari, kada se integrali preko ugla Ω' , ne treba odabrati vektor \mathbf{E} kao polarnu osu, kao što je to učineno pri formulaciji izvorne kinetičke jednačine. Stoga je prikladnije da se polarna osa usmeri duž Ω (slika P.1.3) i opiše pravac Ω' uglovima θ i φ' , pri čemu se azimut φ' meri od fiksne ravni koja prolazi kroz vektore Ω i \mathbf{E} . U ovim koordinatama, element ugla roglja je $d\Omega' = d\varphi' \sin \theta d\theta$; što je povoljno, jer je faktor q u integrandu funkcija θ . Kada se zameni (P.1.11) i preuredi unutrašnji integral, sa fiksnim uglom θ , dobija se:

$$J = \int [f(\Omega') - f(\Omega)] q(\theta) d\Omega' = f_1 \int (\cos \vartheta' - \cos \vartheta) q(\theta) \times d\varphi' \sin \theta d\theta$$

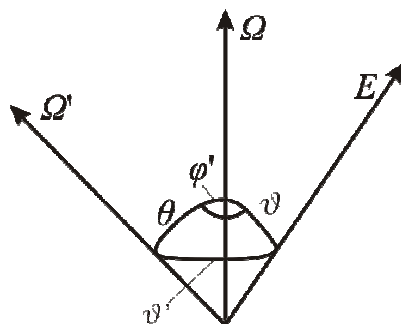
Izražavajući $\cos \vartheta'$ pomoću poznate formule sferne trigonometrije

$$\cos \vartheta' = \cos \vartheta \cos \theta - \sin \vartheta \sin \theta \cos \varphi'$$

i uzimajući u obzir da se izraz sa $\cos \varphi'$ menja pri integraciji u φ' , dobija se da je

$$J = f_1 \cos \vartheta \int (\cos \theta - 1) q(\theta) d\varphi' \sin \theta d\theta = f_1 \cos \vartheta (\overline{\cos \theta} - 1)$$

Ovde je $\overline{\cos \theta}$, po definiciji, srednji kosinus ugla rasejanja, jer je $\cos \theta$ usrednjen na osnovu verovatnoće rasejanja $q(\theta)$, koja je normalizovana jedinstveno nad svim uglovima. Druga tražena jednačina se dobija uvođenjem efikasne frekvencije sudara $v_m = v_c(1 - \overline{\cos \theta})$ (imajući na umu je upravo dobijen ovaj izraz koji je strog), zamenom unutrašnjeg integrala J u (P.1.15), i ponovno integacijom nad $d\Omega$:



Slika P.1.3 Pravci polja i brzine pre i posle rasejanja (Prema S.C. Brown [10])

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_m f_1 = \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \quad (\text{P.1.16})$$

Tako se dobijaju, umesto integralno-diferencijalne jednačine (P.1.9), dve diferencijalne jednačine za funkcije f_0 i f_1 , koje aproksimiraju pravu funkciju raspodele sa (P.1.11). Ove jednačine važe za proizvoljnu zavisnost $E(t)$, tj. kako za DC tako i za AC polja.

U daljem razmatranju potrebno je odrediti zavisnost polja od vremena. Ako se uzme prostoperiodično polje $E = E_0 \sin \omega t$, nemoguće je naći tačno rešenje sistema (P.1.14, P.1.16), usled toga se uvodi sledeća aproksimacija: korekcija f_1 do simetričnog dela funkcije raspodele prouzrokovana je poljem, koje periodično menja svoj pravac. Korekcija osciluje sa istom frekvencijom: prvo, veći broj elektrona se kreće duž polja, a nakon polovine ciklusa, više elektrona se kreće u suprotnom smeru. Kao što sledi iz (P.1.14), zavisnost glavne (simetrične) funkcije f_0 od vremena sastoji se od dva dela. S jedne strane, to je relativno spora zavisnost zbog formiranja energetskog spektra elektrona, kao posledice različitih neelastičnih procesa, stvaranja i gubitka elektrona i preuzimanjem energije od polja. Budući da je f_1 , takođe, prostoperiodična funkcija i proporcionalna E_0 , prvi pojam na desnoj strani izraza (P.1.14) ima komponentu, uprosečenu tokom nekog perioda i proporcionalnu E_0^2 kao i oscilatornu komponentu. Akumulacija energije se dobija usrednjavanjem (srednjom) komponentom. S druge strane, f_0 sadrži oscilirajuću komponentu, zbog oscilatorne prirode dela prvog člana na desnoj strani izraza (P.1.14). Ovo je nalik talasnosti, umetnute na sporo promenljivu $f_0(t)$.

Pri integraciji jednačine (P.1.16), zamenjuje se funkciju $\langle \partial f_0 / \partial v \rangle$, usrednjena tokom jednog perioda. Zanemarivanjem spore promenljivosti $\langle \partial f_0 / \partial v \rangle$ sa vremenom, u

poređenju sa $\sin \omega t$, integrali se (P.1.16) kao linearna jednačina, gde je $\langle \partial f_0 / \partial v \rangle$ nezavisno od vremena. Dobija se

$$f_1 = -\frac{eE_0}{m(\omega^2 - v_m^2)} \left\langle \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\rangle (\omega \cos \omega t - v_m \sin \omega t) \quad (\text{P.1.17})$$

a ovaj izraz se može preurediti u oblik

$$f_1 = \frac{eE_0}{m(\omega^2 - v_m^2)} \left\langle \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\rangle \sin(\omega t - \alpha) \quad (\text{P.1.18})$$

gde je $\alpha = \arctan(\omega/v_m)$.

Zaključuje se da je $f_1 \propto E_0$; tj. ono osciluje na frekvenciji ω , ali njegova faza je pomerena u odnosu na polje. U graničnom slučaju visokih frekvencija ($\omega^2 \gg v_m^2$), fazni pomak je $\alpha \approx \pi/2$, pa je

$$f_1 \approx \frac{eE_0}{m\omega} \left\langle \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\rangle \cos \omega t = -u \left\langle \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\rangle \cos \omega t$$

Za red veličine, $\partial f_0 / \partial v \sim f_0 / v$, gde je v neka karakteristika, prosečna brzina nasumičnog kretanja. Kako je $eE_0/m\omega = u$ amplituda različitih brzina nekog elektrona u oscilatornom polju, tako da je za red veličine,

$$f_1 \sim (u/v) f_0 \quad (\text{P.1.19})$$

U suprotnom graničnom slučaju niskih frekvencija ($\omega^2 \ll v_m^2$), fazni pomak α je mali i

$$f_1 \approx \frac{eE_0}{mv_m} \left\langle \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\rangle \sin \omega t \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} \frac{eE}{mv_m} \frac{\partial f_0}{\partial v}$$

Lako se vidi da je isti rezultat primenjen direktno izrazom (P.1.16), ako se pretpostavlja da je polje od samog početka konstantno. Asimptotska konstantna vrednost f_1 , koja se postiže nakon vremena od oko jednog perioda sudara je

$$f_1 = \frac{eE}{mv_m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \sim \frac{v_d}{v} f_0 \quad (\text{P.1.19}') \quad (1)$$

gde je $v_d = eE/mv_m$ apsolutna vrednost drifta brzine elektrona, pri čemu je kriterijum odnosa f_1/f_0 obuhvaćen u (P.1.19, P.1.19').

Nakon što je određena korekcija f_1 u pogledu glavne funkcije f_0 , može se preduzeti poslednji korak: zamena iste u izrazu (P.1.14) i na taj način dobiti jednačinu za simetrični deo funkcije raspodele, koja se nedvosmisleno odnosi na energetski

spektar. Ako je polje harmonično, zamenjuje se (P.1.17) u (P.1.14) i usrednjava se tako dobijena jednačina tokom jednog perioda oscilacija, kako bi se otklonila talasnost i otkrila spora vremenska zavisnost spektra. Pošto je

$$\langle \cos \omega t \sin \omega t \rangle = 0, \quad \langle \sin^2 \omega t \rangle = 1/2$$

i izostavljanjem zagrade za usrednjavanje $\langle \quad \rangle$ sa f_0 , dolazi se do jednačine za funkciju $f_0(t, v)$:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{e^2 E^2}{3m^2} \left(\frac{v_m(v)v^2}{\omega^2 + v_m^2} \right) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right] + Q(f_0) \quad (\text{P.1.20})$$

U slučaju DC polja, zamena (P.1.19') u (P.1.19), daje istu jednačinu (P.1.20), ali sa $\omega = 0$. Drugim rečima, tačan ograničavajući prelaz je moguć kod slučaja sa promenljivim poljem do DC polja, pod uslovom da se zameni srednje kvadratno polje sa konstantnim, $\omega \rightarrow 0$.

Ako se (P.1.20) preuredi u novu nezavisnu varijablu $\varepsilon = mv^2/2$, $d\varepsilon = mv dv$, i zameni funkcija $f_0(t, v)$ sa funkcijom raspodele energije $n(t, \varepsilon)$ putem (P.1.12), rezultat je jednačina za energetski spektar:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(A e^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \frac{1}{\varepsilon^{1/2}} \right) + Q(n)$$

$$A = \frac{2e^2 E^2}{3m} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} = \frac{e^2 E_0^2}{3m} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} \quad (\text{P.1.21})$$

Isto se dobija i u slučaju DC polja ako se stavi da je $\omega = 0$ i zameni se srednje kvadratno polje konstantnim poljem.

Diferenciranjem $n\varepsilon^{-1/2}$ u (P.1.21) i uvođenjem nove notacije za kombinacije promenljivih, može se preurediti ova jednačina:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial \varepsilon} + Q, \quad J = -\mathcal{D} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} + nU \quad (\text{P.1.22})$$

$$\mathcal{D} = A\varepsilon, \quad U = \frac{A}{2}$$

Struktura (P.1.22) je veoma slična jednodimenzionalnoj difuznoj jednačini za čestice. Zaista, ε je koordinata, n je koncentracija čestica, J je fluks, Q je izvor, \mathcal{D} je koeficijent difuzije koji, u stvari, zavisi od položaja (to je, takođe, zamislivo: recimo, koncentracija glavnog gasa kroz koji čestice difunduju, varira sa koordinatom), a U je

brzina "kinematičkog" toka, odnosno, sistematskog kretanja u jednom pravcu, na primer, drift koji može biti uzrokovan protokom medijuma [1].

Fizičko značenje difuzione prirode akumulacije energije u polju, odnosno, difuznog kretanja elektrona duž "energetske ose", vrlo je razumljivo. Sudari mogu povećati ili smanjiti energiju elektrona, u jednakim delovima, za red veličine, mvu , gde je v brzina nasumičnog (termalnog) kretanja. U visoko-frekventnom slučaju, u je amplituda oscilujuće brzine elektrona, a u DC polju, u je jednako brzini drifta u_d . Budući da se, u proseku, energija stiče ili gubi sa gotovo jednakom verovatnoćom, promena u energiji elektrona liči na nasumični hod duž ose ε . Koeficijent obične difuzije, koja se manifestuje kod tretiranja jednodimenzionalnog nasumičnog hoda čestice, aproksimativno je $D \approx \overline{\Delta x^2}/\tau$, gde je Δx korak duž x ose, a τ je srednji vremenski interval između koraka. U posmatranom slučaju,

$$D \approx (mvu)^2 v_m$$

Uvrštavanjem ovde $u = eE_0/m\omega$ u visokofrekventni opseg $\omega^2 \gg v_m^2$, ili $u = v_d = eE/mv_m$ (drift brzine) u niskofrekventni opseg $\omega^2 \ll v_m^2$ i podsećajući je da $\varepsilon = mv^2/2$, nailazi se da je za ove granične slučajeve koeficijent difuzije definisan pomoću (P.1.22) i (P.1.21) (u okviru nevažnog numeričkog faktora).

Kinetička brzina U , takođe, ima fizičko značenje. Pozitivan kinetički fluks koji je usmeren ka povećanju ε uglavnom se odnosi na dominantnu energiju stečenu u sudarima. U proseku, stečena energija je veća od izgubljene za kvantitet $\Delta\varepsilon_E \propto mu^2$, što je manje za faktor v/u nego srednji prirast u bilo kojem pravcu, mvu . Stopa sistematskog kretanja naviše na energetskej osi, $U \sim \Delta\varepsilon_E v_m$, je zaista reda

$$U \sim mu^2 v_m \sim (mvu)^2 v_m / mv^2 \sim D / \varepsilon$$

kao što je formalno dobijeno pri izvođenju (P.1.22).

Nakon napomena o difuziji duž energetske ose, nije teško dodati u jednačini energetskeg spektra pojam, koji opisuje elastični gubitak energije. Zaista, elastični gubici, takođe, proizvode fluks duž energetske ose, uvek usmeren ka smanjenju ε . Srednja energija, koju elektron gubi u elastičnom sudaru, je

$$\Delta\varepsilon_{el} = (2m/M)(1 - \overline{\cos\theta})\varepsilon$$

To je kvantitet kojim elektron klizi "dole" na ε osi nakon svakog sudara. Vreme između sudara je $\tau_c = v_c^{-1}$. Stoga, odgovarajuća brzina kretanja na dole je

$$U_{el} = -\Delta\varepsilon_{el}/\tau_c = -(2m/M)v_m\varepsilon$$

kinetički fluks koji odgovara ovoj brzini je nU_{el} . Dodajemo ga fluksu J u (P.1.22). Vraćajući se sada sa izraza (P.1.22) na izvorne jednačine (P.1.20, P.1.21), moguće je pisati, uzimajući u obzir pojam elastičnog gubitka:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[\frac{e^2 E^2}{3m^2} \frac{v_m v^2}{\omega^2 + v_m^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{m}{M} v_m m^3 f_0 \right] + Q(f_0) \quad (\text{P.1.23})$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(A e^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{2m}{M} e v_m n \right) + Q(n) \quad (\text{P.1.24})$$

$$A = \frac{2e^2 E^2}{3m} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} \quad (\text{P.1.25})$$

Treba napomenuti da je jednostavno razmišljanje dovelo do tačnog rezultata, koji pokriva elastične gubitke. Ako se uvede konačna masa atoma, od samog početka, u intergral sudara, dolazi se do istih jednačina, (P.1.23) i (P.1.24).

Treba odrediti količinu Q , koja bi trebalo da obuhvati sve procese, koje se ne odnose na polje i elastične sudare. Gubitak elektrona u sekundi, u jedinici zapremine, iz energetskeg intervala $d\varepsilon$, usled ekscitacije i jonizacije atoma, jednak je $n(\varepsilon)d\varepsilon v^*(\varepsilon)$ i $n(\varepsilon)d\varepsilon v_i(\varepsilon)$, gde su $v^*(\varepsilon)$ i $v_i(\varepsilon)$ frekvencije ekscitacije odgovarajućih nivoa i jonizacije pri datoj energiji elektrona ε . Izgubljena energija E^* elektrona pri ekscitaciji, jednaka je potencijalu ekscitacije plus dodatni (mali) deo energije, koja je potrebna da se atomu dodeli potrebna brzina, prema zakonu o očuvanju količine kretanja (a da atom ostane nepromenjen). Ovaj dodatni gubitak energije je vrlo mali, jer je u slučaju elastičnog rasejanju zanemarljiv u odnosu na E^* . Ako neelastičan sudar uključi elektron sa energijom $\varepsilon' = \varepsilon + E^*$ u intervalu $d\varepsilon' = d\varepsilon$, tada ga gubitak energije prebacuje u interval $d\varepsilon$ u tački ε . Dakle, ovaj pojam u $Q(n)$ usled ekscitacije određenog nivoa, može biti izražen približno u obliku

$$Q^*(n) = -n(\varepsilon)v^*(\varepsilon) + n(\varepsilon + E^*)v^*(\varepsilon + E^*) \quad (\text{P.1.26})$$

gde je $v^*(\varepsilon) = 0$ ako je $\varepsilon \leq E^*$. Ekscitacije vibracionih (i rotacionih) nivoa u molekulima se opisuju izrazima sličnog tipa. Ukupna količina Q je zbir ove vrste pojma nad svim relevantnim nivoima atoma i molekula.

Pojam, koji predstavlja jonizujuće sudare, $Q_i(n)$, je složen. Neka elektron ima energiju $\varepsilon' > I$. On troši energiju I na oslobađanje jednog elektrona iz atoma: ostatak $\varepsilon' - I$, se deli između primarnih i sekundarnih elektrona (energija, koja je prenesena na jon, je zanemariva). Neka je $\Phi(\varepsilon', \varepsilon)d\varepsilon$ verovatnoća da je energiju elektrona izbačenog iz atoma između ε i $\varepsilon + d\varepsilon$ ($\int_0^{\varepsilon'-I} \Phi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon = 1$). Jonizovan elektron pada u istom intervalu ako novi stekne energiju od $\varepsilon' - I - \varepsilon - d\varepsilon$ do $\varepsilon' - I - \varepsilon$, a verovatnoća takvog događaja je $\Phi(\varepsilon', \varepsilon' - I - \varepsilon)d\varepsilon$. Formiranjem $Q_i d\varepsilon$ od navedenih pojmova usled dolaska elektrona i napuštanja intervala ε do $\varepsilon + d\varepsilon$, a potom deljenjem sa $d\varepsilon$, dobija se

$$Q_i = -n(\varepsilon)v_i(\varepsilon) + \int_{\varepsilon+I}^{\infty} n(\varepsilon')v_i(\varepsilon')[\Phi(\varepsilon', \varepsilon) + \Phi(\varepsilon', \varepsilon' - I - \varepsilon)] d\varepsilon' \quad (\text{P.1.27})$$

Izraz (P.1.27) prelazi u (P.1.27') ako se pretpostavi da su svi novi elektroni pojavili sa indentičnom energijom ε_0 i $\varepsilon' > I + \varepsilon_0 \equiv I_1$. Zatim $\Phi(\varepsilon', \varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$, pri čemu je δ Dirakova δ -funkcija. U tom slučaju

$$Q_i = -n(\varepsilon)v_i(\varepsilon) + n(\varepsilon + I_1)v_i(\varepsilon + I_1) + \delta(\varepsilon - \varepsilon_0) \int_{I_1}^{\infty} n(\varepsilon')v_i(\varepsilon') d\varepsilon' \quad (\text{P.1.27}')$$

Ovaj dodatni član, kada se uporedi sa (P.1.26), opisuje izvor novih elektrona. Gubici usled rekombinacije ili vezivanja elektrona se vrlo lako uvode u Q , na primer, pojmom $-n(\varepsilon)v_a(\varepsilon)$ gde $v_a(\varepsilon)$ je frekvencija vezivanja za atome ili molekule.

Prostorna difuzija elektrona se može egzaktno izračunati, ako se pojam v grad f , koji postoji u izrazu (4), izostavi na levoj strani originalne jednačine (1). Ovo, prethodno, nije učinjeno kako bi se izbeglo komplikovanje operacija i da bi se moglo fokusirati na efekte interakcije sa poljem. U završnoj jednačini za spektar, difuzioni gubici elektrona se mogu uzeti u obzir dodajući Q u obliku

$$Q_d = -n(\varepsilon)v_a(\varepsilon)$$

gde je $v_d = D/\Lambda^2$ "difuziona frekvencija", odnosno količina recipročna karakterističnom vremenu difuzionog uklanjanja elektrona iz odabrane zapremine; $D = v^2/3v_m$ je koeficijent difuzije (u običnom prostoru!), a Λ je karakteristična difuziona dužina.

Lorencova aproksimacija (P.1.11), na kojoj se temelji izvođenje jednačine, primenljiva je ako je asimetrija funkcije raspodele $f(v)$ mala, odnosno $f_1/f_0 \ll 1$. Prema (P.1.19, P.1.19'), to se dešava ako je brzina elektrona, usmerena duž polja (amplituda u u slučaju brzo oscilirajućeg polja ili drift brzine v_d u slučaju DC polja), mnogo manja od slučajne brzine v . Ovaj uslov je zadovoljen u većini slučajeva, koji su praktično zanimljivi. Zaista, u uniformnom, ne vrlo jakom DC električnom polju, elektron gubi samo mali deo δ svoje energije, $v_d/v \approx \sqrt{\delta} \ll 1$. Ako elektron u sudaru gubi značajan deo svoje energije ($\delta \sim 1$), uslovi su narušeni i funkcija raspodele postaje dominantno asimetrična (elektroni se uglavnom kreću duž polja). To se događa kada elektron dobije od polja, u jednoj slobodnoj dužini putanje l (ili u oscilacijama), energiju veću od one koja je potrebna za ekscitaciju nivoa elektrona ili jonizaciju atoma, recimo, $eEl \gtrsim I$. Takve situacije se uglavnom pojavljuju u izuzetno jakim poljima: u katodnom sloju tinjavog pražnjenja, pri fokusiranju snažnih optičkih impulsa i sl. Jednačine (P.1.23) i (P.1.24), imaju ograničenu primenljivost, pored, takođe, male vrednosti električnog polja E .

Kad grupa elektrona driftuje u DC polju, energetski spektar se formira tokom jedne energetske dužine relaksacije $\Lambda_u \approx l/\sqrt{\delta}$. DC polje, stoga, mora biti uniformno unutar ove dužine, inače spektar zavisi, ne samo od veličine polja, već i od raspodele potencijala u prostoru (ova nelokalna priroda spektra se manifestuje u katodnom sloju tinjavog pražnjenja). Polje, koje je kvazi stacionarno, u smislu $\omega \ll \nu_u$, je definitivno uniformno u odnosu na talasnu dužinu λ , jer $\lambda = \lambda/2\pi \gg \Lambda_u (c\sqrt{\delta}/v) \gtrsim \Lambda_u$. Uticaj varijacija polja tokom jedne talasne dužine na energetski spektar elektrona u elektromagnetnim talasima visoke frekvencije se često zanemaruje.

Jedna od najvažnijih napravljenih pretpostavki u analizi kinetičke jednačine je zanemarivanje elektron-elektron sudara, čime je ona linearizovana. Kao i u običnom gasu, sudari između čestica dovode do Maksvelove raspodele gasa slobodnih elektrona ("Maksvelizacija" elektrona). Da bi ovo bilo moguće, potrebno je da frekvencija elastičnih sudara bude znatno veća od frekvencije neelastičnih sudara ν_{inel} .

Pri energijama elektrona $\varepsilon \gtrsim 5 - 10\text{eV}$, dovoljnim za eksitacije atoma i molekula (i za njihovu jonizaciju), uslov $\nu_{ee} \gg \nu_{inel}$ je zadovoljen do značajnog stepena jonizacije reda $10^{-4} - 10^{-3}$. Ista procena važi i pri manjim energijama, $\varepsilon \sim 1 - 5\text{eV}$,

u slučaju molekularnih gasova, pošto elektroni pobuđuju vibracione i rotacione nivoe molekula, [1, 25, 26].

Situacija u atomskim gasovima pri energijama ispod potencijala ekscitacije atoma E^* ($E^* \approx 10\text{eV}$) je drugačija. Ovde su samo vrlo slabi elastični gubici energije dovoljni, pogotovo, ako su atomi teški, tako da je razmena energije u elektron-elektron sudarima aktivna u procesu formiranja spektra na mnogo nižim stepenima jonizacije. Uslov primenljivosti linearne kinetičke jednačine u energetskom opsegu $\varepsilon < E^*$ je u skladu sa $v_{ee} \ll (m/M)v_m$, $n_e/N < 10^{-6}/A$, gde je A atomska masa. Spekar u opsegu $\varepsilon < E^*$, može biti Maksvelovog oblika pod uslovom ne previše slabe jonizacije. Ako je $\varepsilon > E^*$ dolazi do znatno strmijeg pada spektralne gustine sa povećanjem energije. Ako se želi da kinetička jednačina opisuje ove efekte, potrebna je dorada, odnosno uzimanje u obzir elektronsko-elektronske sudare, [25, 26].

Uopšteno govoreći, neelastični sudari deformišu Maksvelovu raspodelu smanjenjem broja visoko-energetskih elektrona.

P.1.1 Poređenja zaključaka kinetičke jednačine sa rezultatima klasične teorije

Kinetička jednačina pripada oblasti statističke mehanike. Statističku mehaniku je razvio Bolcman pripisujući komponentama sistema pored determinističkog ponašanja i statističko. Takvim razmatranjem je došlo do zaključka da se izvesne konfiguracije posmatranog skupa, pod dejstvom zakona termodinamike, vremenom pojavljuju češće od ostalih. U tako nastaloj statističkoj mehanici, toplotna energija je jednostavno energija njegovih čestica, a ostali izvedeni pojmovi su, preko prvog principa termodinamike, povezani sa odgovarajućim pojmovima iz dinamike.

Po definiciji, srednja energija elektrona je

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon n(\varepsilon) d\varepsilon / \int_0^{\infty} n(\varepsilon) d\varepsilon = n_e^{-1} \int_0^{\infty} \varepsilon n(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{P.1.28})$$

Da bi se konstruisala jednačina za promenu $\bar{\varepsilon}$, potrebno je zanemariti efekat neelastičnih gubitaka i uzeti u obzir samo efekte polja i elastične gubitke. Pod tom

pretpostavkom (izostavljanja Q) treba (P.1.24) pomnožiti sa ε i intergraliti po celom spektru. Nakon toga se parcijalno intergrali dva puta, imajući na umu da za $n \rightarrow 0$, $J \rightarrow 0$ i $\varepsilon \rightarrow \infty$. Nakon deljenja sa n_e dobija se

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{d\bar{D}}{d\varepsilon} + \bar{U} + \bar{U}_{el} = \frac{e^2 E^2}{m} \overline{\left(\frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} \right)} - \frac{2m}{M} \overline{(v_m \varepsilon)} \quad (\text{P.1.29})$$

gde crta znači prosečnu vrednost spektra. Ako je $v_m(\varepsilon) = \text{const.}$, ovaj izraz se tačno podudara sa formulom (P.1.30)

$$\frac{\partial t}{\partial v} = (\Delta\varepsilon_E - \delta\varepsilon)v_m = \left[\frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + v_m^2)} - \delta\varepsilon \right] v_m \quad (\text{P.1.30})$$

osnovne teorije za stopu promene energije "prosečnog" elektrona [u (P.1.30), $\delta = 2m/M$, pošto se obuhvataju samo elastični gubici].

Relacije sličnosti za brzinu drifta, srednju energiju elektrona, koeficijent jonizacije, itd., nalaze potvrdu i strogu opravdanost u kinetičkoj jednačini. Ako se razmotri slučaj DC polja, $\omega = 0$, frekvencije svih neelastičnih, kao i elastičnih, sudara su proporcionalne gustini gasa N . Pri tome se pretpostavlja da ne postoji prostorni gradijent. Ako je jonizacija niska, rekombinacija je nevažna; tada $Q \propto N$. Deljenjem (P.1.23) i (P.1.24) sa N , dobija se da funkcije distribucije $f_0(v)$ i $n(\varepsilon)$ obuhvataju E i N samo kao E/N kombinaciju. U slučaju nestabilnog stanja, $n(t, \varepsilon, E, N) = n(Nt, \varepsilon, E/N)$. Povećanjem gustine gasa, vreme evolucije se srazmerno smanjuje, što je prirodno, jer su svi procesi povezani sa sudarima.

Prvo treba videti, šta klasična teorija daje za ovaj slučaj. Ona razmatra pojedinačno ponašanje, prosečnog elektrona i pretpostavlja da su stanja svih elektrona identična. Energija elektrona ε je promenljiva u vremenu, za $\delta = 2m/M$:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = (\Delta\varepsilon_E - \Delta\varepsilon_{el})v_m = \left[\frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + v_m^2)} - \frac{2m}{M} \varepsilon \right] v_m$$

Energija $\Delta\varepsilon_E$ stečena od polja u jednom sudaru je nezavisna od ε (ako je $v_m(\varepsilon) = \text{const.}$), dok je $\Delta\varepsilon_{el} \propto \varepsilon$. Dakle, energiju elektrona, koja dostiže vrednost ε_{max} dobija se iz jednačine $\Delta\varepsilon_E = \Delta\varepsilon_{el}$,

$$\varepsilon_{max} = \frac{M}{2m} \frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + v_m^2)} \quad (\text{P.1.31})$$

i ostaje konstantna (što se pokapa sa srednjom energijom $\bar{\varepsilon}$ dobijenom izrazom (2.11) za slučaj DC polja). Zaista, ako energija elektrona opadne, na vrednost manju nego što je ε_{\max} , elektron počinje da dobija energiju, $d\varepsilon/dt > 0$; ako poraste na vrednost iznad ε_{\max} , elektron počinje da gubi energiju; $d\varepsilon/dt < 0$. Stabilno stanje odgovara slučaju kad je $d\varepsilon/dt = 0$ i za δ -funkciju distribucije, odnosno svi elektroni imaju identične energije $\varepsilon = \varepsilon_{\max}$. S obzirom na početne pretpostavke, ε_{\max} mora biti manja od energije ekscitacije ili od jonizacione energije atoma, pri čemu neelastični gubici postaju dominantni za određivanje ponašanja elektrona (ali nisu više elastični). Ovo dovodi do pitanja: kako jonizacija može da se dogodi, ako gas nema ni jedan elektron sa dovoljno energije? Zaista, neophodna je bar veoma niska stopa jonizacije. U suprotnom slučaju neizbežni gubici bi postepeno uklonili sve elektrone pa bi stabilno stanje bilo nemoguće.

U stacionarnom slučaju, $\partial f_0/\partial t = 0$ i izraz u zagradi (fluks) je konstantan ako su neelastični procesi zanemareni ($Q = 0$). Međutim, kad $v \rightarrow \infty$, f_0 i fluks postaju nula pa je stoga ova konstanta jednaka nuli. To znači da nema fluksa u svakoj tački energetske ose, odnosno da je energija nastala iz polja precizno uravnotežena sa elastičnim gubicima za celokupnu energiju ε . Drugi prinos integracije je

$$f_0 = C \exp \left[-\frac{3m^3}{Me^2E^2} \int_0^v v(\omega^2 + v_m^2) dv \right] \quad (\text{P.1.32})$$

gde je konstanta intergaljenja C određena uslovom normalizacije. Funkcija raspodele (P.1.32) je posebno jednostavna, tj. Maksvelova, u slučaju $v_m(v) = \text{const}$:

$$f_0 = C \exp - \left[\frac{3m^3(\omega^2 + v_m^2)mv^2}{Me^2E^2} \right] = C \exp \left(-\frac{\varepsilon}{kT_e} \right) \quad (\text{P.1.33})$$

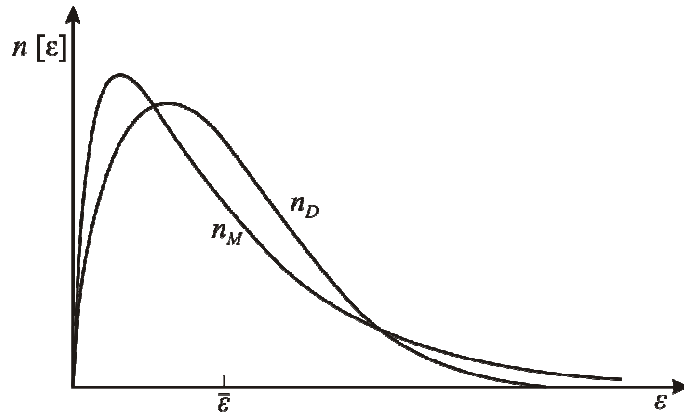
sa temperaturom T_e , i srednjom energijom $\bar{\varepsilon}$ jednaka

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT_e = \frac{M}{2m} \frac{e^2E^2}{m(\omega^2 + v_m^2)} = \varepsilon_{\max} \quad (\text{P.1.34})$$

Srednja energija se poklapa sa jedinstvenom energijom ε_{\max} dobijenom iz osnovne teorije. Ako se izaberu različite pretpostavke o funkciji $v_m(v)$, $\bar{\varepsilon}$ se podudara sa ε_{\max} samo za red veličine. "Pravi" spektar se tako širi oko ε_{\max} , on sadrži elektrone visoke energije (rep Maksvelove raspodele), koji proizvode jonizaciju i održavaju je u stacionarnom stanju. Elektroni sa $\varepsilon < \varepsilon_{\max}$ su takođe prisutni. Elektroni sa energijom

koja nije jednaka sa ε_{max} se pojavljuju u stacionarnom spektru, jer kinetička jednačina uzima rigorozno u obzir silu, koja deluje u polju na elektrone. Ovo polje dopušta mogućnost sticanja energije, koja se prenosi sa $\Delta\varepsilon_E$ i od gubitaka velikog dela energije u sudarima. Elektroni energije sa $\varepsilon > \varepsilon_{max}$ mogu "preživeti" na račun sticanja $\Delta\varepsilon \gg \Delta\varepsilon_{max}$ u ovom pojedinačnom obliku, dok spori elektroni sa $\varepsilon < \varepsilon_{max}$ mogu iskoristi visoke pojedinačne gubitke.

Poseban slučaj raspodele gasa slobodnih elektrona, koja je češće posmatrana u fizici gasnog pražnjenja, je ona u kojoj nema konstantnosti (nezavisnosti od energije) frekvencije sudara, već je srednja dužina slobodnog puta, $l = v/v_m$, konstantna (nezavisna od energije).



Slika P.1.4 Funkcije Margenove (n_M) i Drajveštajnovne (n_D) raspodele u energiji, $n(\varepsilon)$, za istu srednju energiju $\bar{\varepsilon}$ (Prema Y. P. Raizer [1])

Uz ovu aproksimaciju, $v_m \propto v \propto \sqrt{\varepsilon}$ se dobija

$$f_0 = C \exp \left[-\frac{3m^3}{4Me^2E^2l^2} (v^4 + 2v^2\omega^2l^2) \right] \quad (\text{P.1.35})$$

To je tzv. Margenova (Margenau) raspodela. U slučaju DC električnog polja, Margenove raspodele se transformišu u Drajveštajnovu raspodelu

$$f_0 = C \exp \left[-\frac{3m}{M} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_0^2} \right]; \quad \varepsilon_0 = eEl \quad (\text{P.1.36})$$

koju je Drajveštajn (Mari Johan Druyvesteyn) izveo 1930.g. Parametar ε_0 je energija preuzeta od elektrona iz polja na srednjoj slobodnoj dužini puta. Drajveštajnova distribucija se odlikuje znatno bržim opadanjem broja elektrona u "repu", nego kod

Maksvelove raspodele (rep raspodele opada kao eksponent energije na drugi stepen, a ne kao eksponent energije na prvi stepen), slika P.1.4 [1, 27, 28].

Kao što sledi iz (P.1.36), srednja energija $\bar{\varepsilon}$ je dobijena na približno $\sqrt{M/m}$ srednjih slobodnih dužina puta. Lako je uočiti da se $\bar{\varepsilon}$ takođe, podudara, redom veličine, sa tom jedinstvenom energijom ε'_{max} , koju je dopušteno da elektron zadobije u osnovnoj teoriji. Međutim, kvantitet ε'_{max} se sada razlikuje od onog u (P.1.31) zbog $\Delta\varepsilon_E = e^2 E^2 / m v_m^2 \propto 1/\varepsilon$, za razliku od visokofrekventnog slučaja, gde $\Delta\varepsilon_E = const.$

PRILOG 2

U TEST (MANN-WHITNEYEV-WILCOXONOVA SUMA RANGOVA)

Hipoteza: Funkcija raspodele $F(x)$ i $F(y)$ dveju populacija, koje se predstavljaju s dva uzorka veličina n_x i n_y i sa realizacijama $x_1 \dots x_i \dots x_{n_x}$ i $y_1 \dots y_i \dots y_{n_y}$, su jednake: $F(x) = F(y)$.

Statistika testa: $(n_x + n_y)$ vrednosti uzoraka je zajedno poređano po veličini i numerisano od 1 do $(n_x + n_y)$. Brojevi se nazivaju "rangovima" $r(x_i)$ i $r(y_i)$, gde je isti rang (srednja vrednost rangova koji se pojavljuju) dodeljen identičnim ishodima. Sume rangova se onda formiraju za svaki uzorak.

$$R_x = \sum_{i=1}^{n_x} r(x_i) \text{ za } R_y = \sum_{j=1}^{n_y} r(y_j) \quad (\text{P.2.1})$$

iz kojih je statistika testa

$$u = \min(u_x, u_y) \quad (\text{P.2.2})$$

dobija se

$$u_x = R_x - \frac{n_x(n_x + 1)}{2}$$
$$u_y = R_y - \frac{n_y(n_y + 1)}{2} \quad (\text{P.2.3})$$

Kritična vrednost: kritična vrednost $U_{n_x:n_y;\alpha}$ je data u tabelarnom obliku za jednostrani i dvostrani test (Müller i ostali autori [85], Tabela 18, čiji je izvod dat u Tabeli P.2.1).

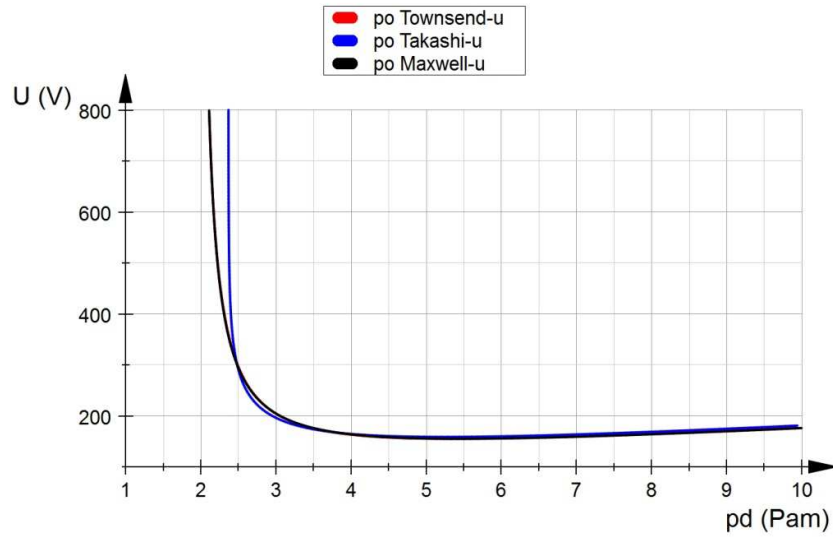
Poređenje: Hipoteza se odbacuje ako je $u < U_{n_x:n_y;\alpha}$.

Tabela P 2.1 Kritična vrednost $U_{n_x, n_y; \alpha}$ za U test [85] dvostrani test $\alpha = 0,05$

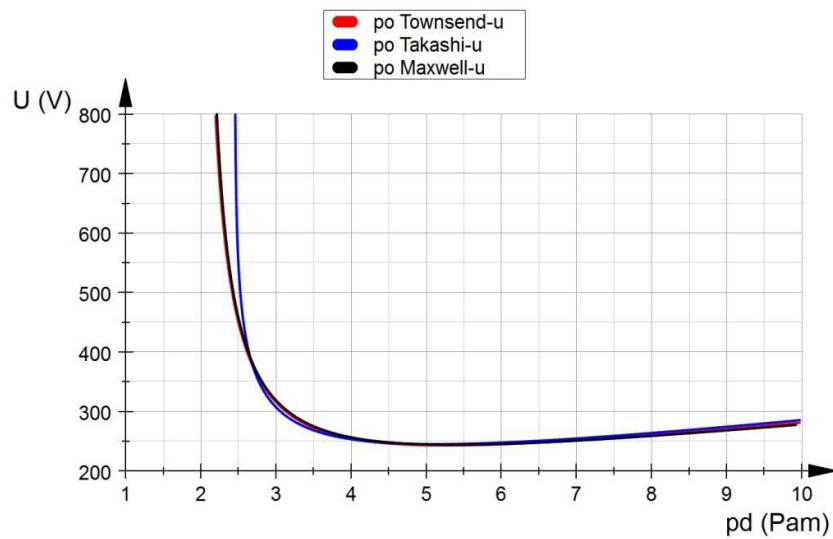
n_y	n_x								
	8	10	12	15	20	25	30	35	40
8	13	17	22	29	41	53	65	77	89
10	17	23	29	39	55	71	87	103	119
12	22	29	37	49	69	89	109	129	149
15	29	39	49	64	90	117	143	169	196
20	41	55	69	90	127	163	200	237	274
25	53	71	89	117	163	211	258	306	354
30	65	87	109	143	200	258	317	375	434
35	77	103	129	169	237	306	375	445	515
40	89	119	149	196	274	354	434	515	596

PRILOG 3 PAŠENOVE KRIVE

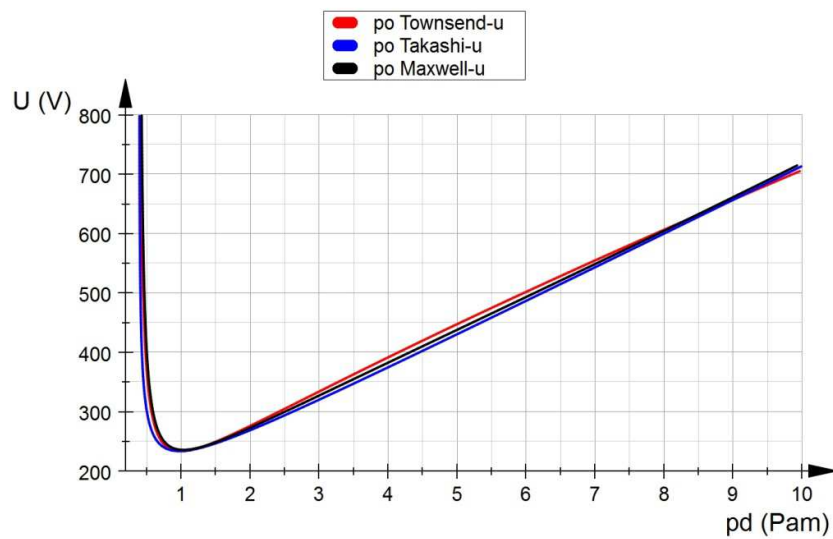
HELIJUM



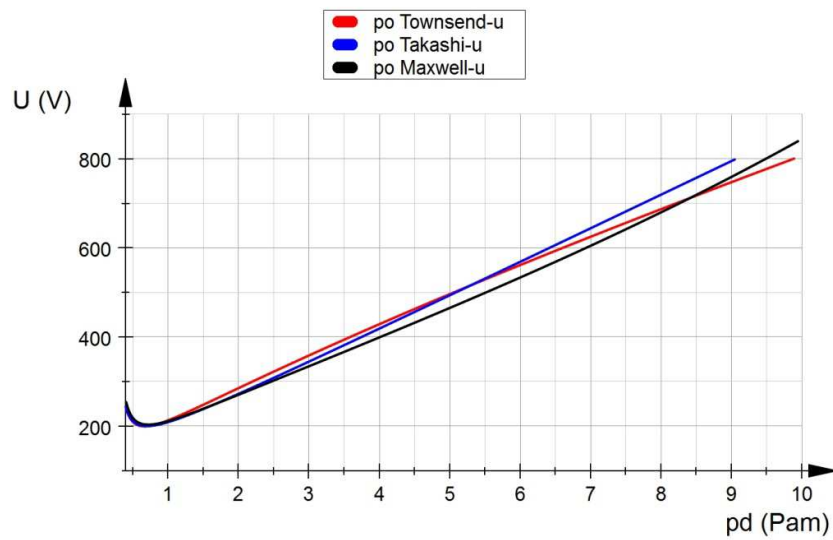
NEON



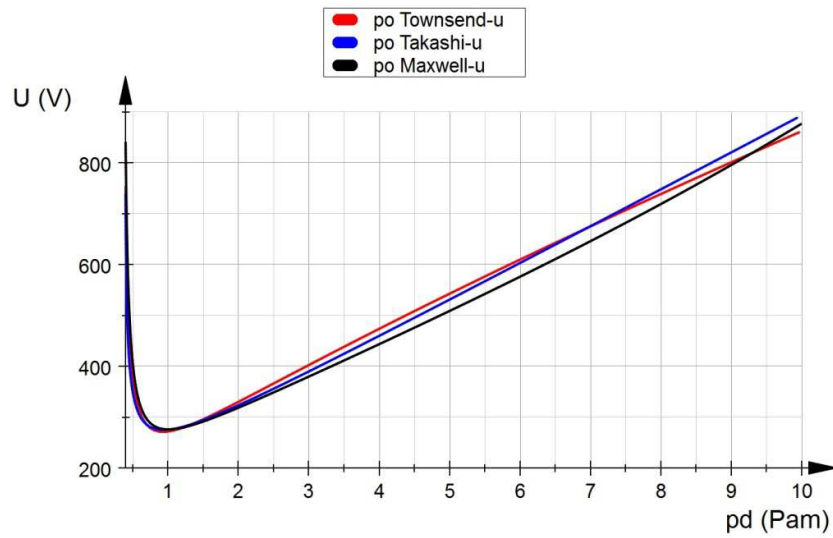
ARGON



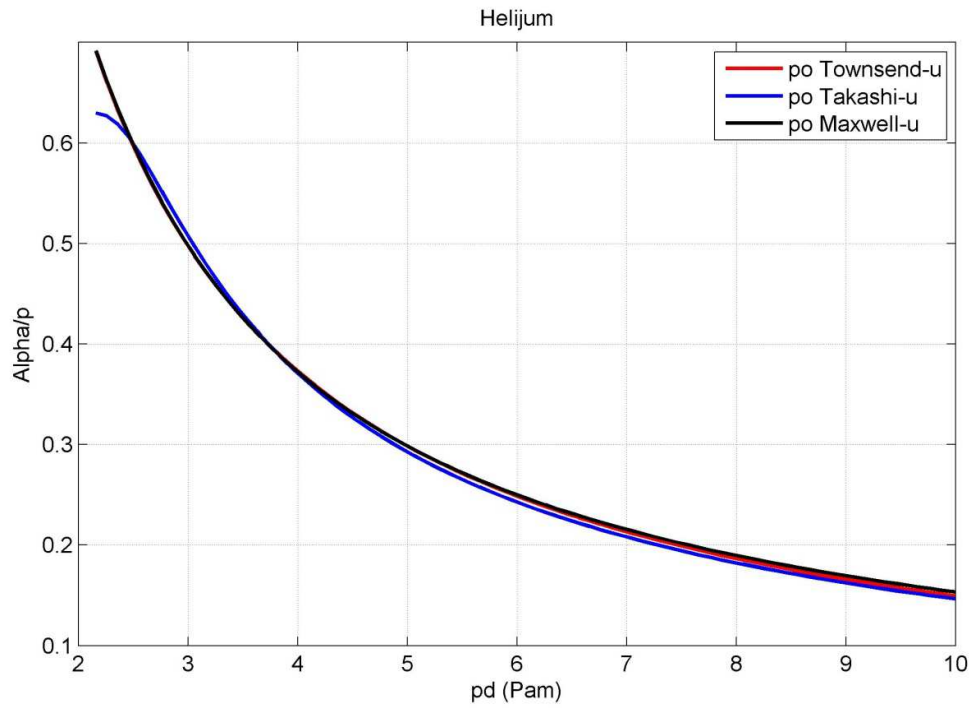
KRIPTON

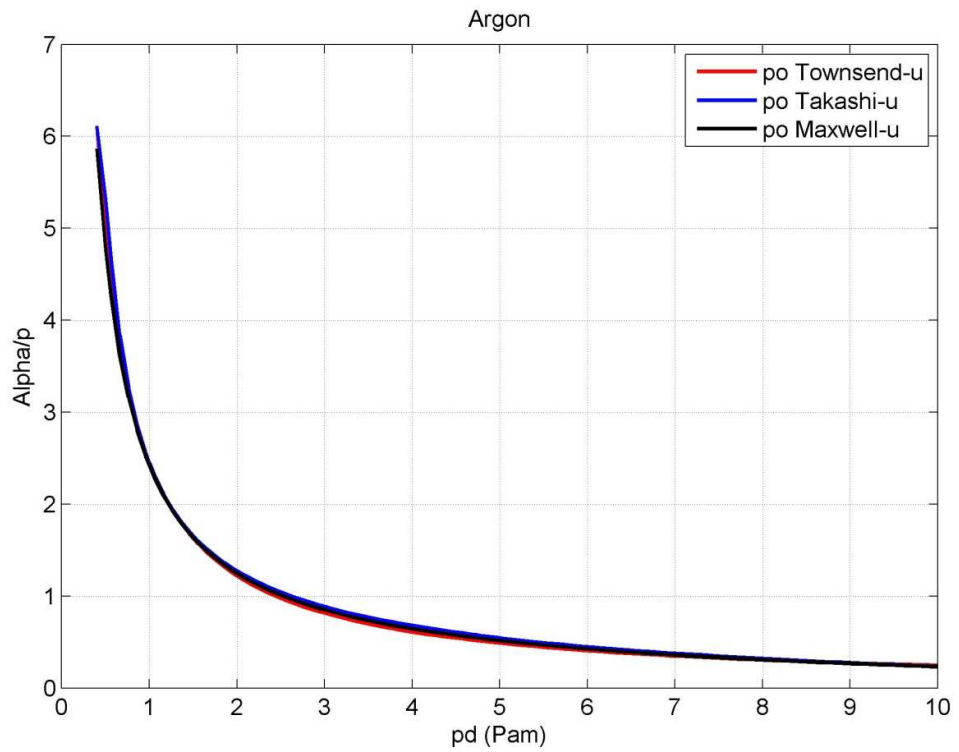
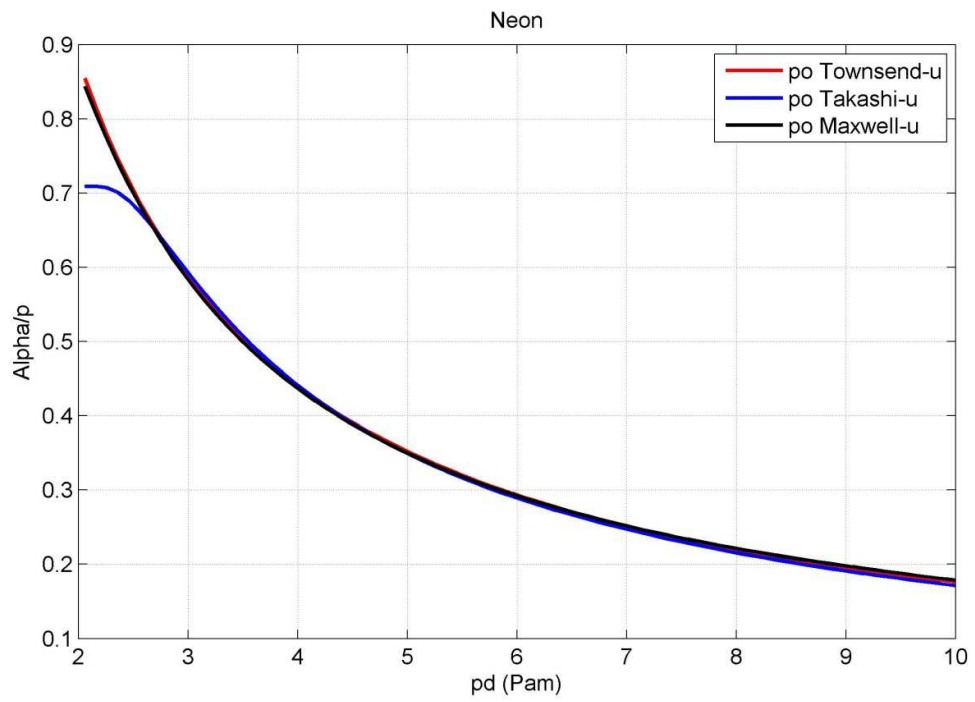


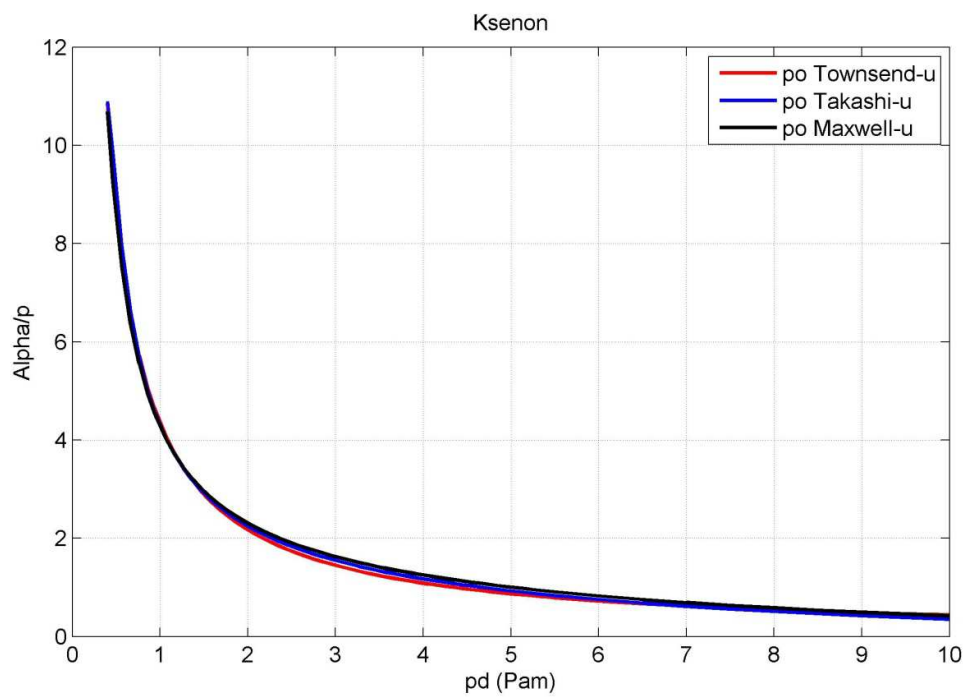
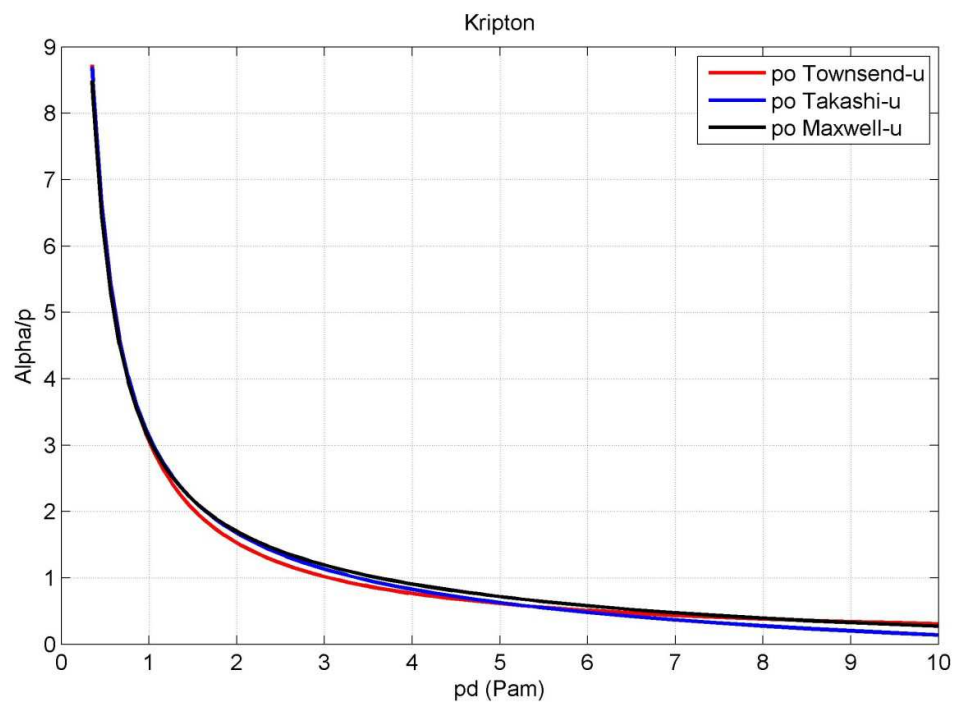
KSENON



P.3.1 Taunsendov jonizacioni koeficijent a/p od pd







PRILOG 4
UTICAJ MEHANIZMA PROBOJA LEVO OD PAŠENOVOG
MINIMUMA NA PROBOJNU TEMPERATURU MAKSVELVOG SPEKTRA
GASA SLOBODNIH ELEKTRONA [86]

P.4.1 Uvod

U tačkama levo od Pašenovog minimuma proboj međuelektrodnog rastojanja prelazi iz gasnog mehanizma u vakumski mehanizam [71, 87]. Gasni mehanizam, koji je zastupljen u okolini Pašenovog minimuma (pa samim tim i u tačkama levo od minimuma) je Taunsendovog tipa [39, 40, 64]. Kada srednja slobodna dužina puta elektrona postane veća od međuelektrodnog rastojanja gube se uslovi za multiplikativne mehanizme i proboji se počnu odvijati vakuumskim mehanizmima [88, 89]. Pojava vakuumskih mehanizama proboja ima za posledicu prestanka važenja zakona sličnosti pa samim tim i Pašenovog zakona. Naravno, sam prelazak iz gasnog u vakuumski mehanizam proboja se ne odvija na nekoj strogo određenoj granici već postoji prelazna oblast, unutar koje su moguće istovremeni mehanizmi i gasnog i vakuumskog tipa, [36, 39].

Svaki gas se može posmatrati kao smeša gasova neutralnih atoma (ili molekula), pozitivnih jona (i/ili negativnih jona ako se radi o elektronegativnom gasu) i slobodnih elektrona. Ekvivalentna temperatura spektra gasa slobodnih elektrona, koji se u prvoj aproksimaciji može smatrati da je Maksvelovog tipa [1], određuje da li će se pojaviti samoodržavajući multiplikacioni mehanizam, koji rezultuje probojem, ili neće. Ekvivalentna temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona pri kojoj se dešava proboj, naziva se probojnom temperaturom.

P.4.2 DC proboj SF₆ gasa u tačkama levo od Pašenovog minimuma

Za izolaciona svojstva gasova ili gasne smeše, presudnu ulogu igra energija slobodnih elektrona u njemu, kao i procesi njihovog nastanka i nestanka [90]. Ovi procesi se karakterišu Taunsendovim koeficijentima. Prvi Taunsendov koeficijent

određuje proces nastanka slobodnih elektrona u gasu i on predstavlja broj slobodnih elektrona nastalih aktima jonizacije po jedinici puta u pravcu polja (koeficijent jonizacije α). Drugi Taunsendov koeficijent predstavlja broj nastalih slobodnih elektrona po jedinici puta u pravcu polja pripajanjem elektronegativnim atomima ili molekulima (koeficijent pripajanja η). Procesi jonizacije i pripajanja su probabilistička prirode i verovatnoća da do njih dođe izražava se takozvanim efikasnim presekom [91]. Sekundarni Taunsendov koeficijent karakteriše procese koje pražnjenje dovodi u stanje samoodržavanja (pozitivnom povratnom spregom). Sekundarni Taunsendov koeficijent predstavlja broj slobodnih (sekundarnih) elektrona nastalih po jedinoj primarnoj lavini. Procesi koji rezultiraju nastankom sekundarnih elektrona mogu biti aktivni na katodi (tada se radi o Taunsendovom mehanizmu proboja, karakterističnom za male vrednosti proizvoda pd) ili u gasu (tada se radi o strimerskom mehanizmu proboja, karakterističnom za velike vrednosti pd).

U slučaju nehomogenog električnog polja u okolini Pašenovog minimuma, uslov za proboj Taunsendovim mehanizmom je dat izrazom [10, 30]:

$$\int_0^d \gamma \cdot e^{\int_0^x [\alpha(x) - \eta(x)] \cdot \alpha dx} = 1 \quad (\text{P.4.1})$$

gde se integracija vrši duž linije maksimalne vrednosti električnog polja, sem u slučaju anomalnog Pašenovog efekta [92].

U slučaju homogenog električnog polja i elektronegativnog gasa izraz (P.4.1) prelazi u:

$$\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (\text{P.4.2})$$

Taunsendovi koeficijent jonizacije može se izraziti, u zavisnosti od parametara spektra, slobodnih elektrona x , kao [8, 33]:

$$\alpha(x) = n_0 \int_0^{\infty} \sigma_i(\varepsilon) v f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{P.4.3})$$

gde je v brzina slobodnih elektrona u spektru, σ_i efikasni presek za jonizaciju, u zavisnosti od energije slobodnih elektrona ε u spektru, n_0 gustina neutralnih molekula, $f(\varepsilon)$ funkcija raspodele slobodnih elektrona po energijama. Funkcija $f(\varepsilon)$ može biti komplikovana, ali može se u prvoj aproksimaciji, smatrati Maksvelovom raspodelom [12], tj.:

$$f(\varepsilon)d\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)d\varepsilon \quad (\text{P.4.4})$$

Zamenom Maksvelove raspodele, izraz (P.4.3), u izraz (P.4.1), posle integracije od energije jonizacije ε_i do ∞ i izražavanja koncentracije neutralnih molekula iz jednačine gasnog stanja dobija se:

$$\alpha(T_e) = 4 \frac{M\sigma_{i0}}{R\sqrt{\pi}} \cdot p \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_e}{T_e} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{T_e}\right) \quad (\text{P.4.5})$$

gde je M - molekularna masa posmatranog gasa, σ_{i0} - efikasni presek za jonizaciju neutralnog molekula gasa elektronom energije ε_i , R - Ridbergova konstanta i T_e - elektronska temperatura određena izrazom

$$T_e = \xi\lambda eE = C_2 \frac{U_d}{pd} \quad (\text{P.4.6})$$

gde je C_2 - konstanta zavisna od faktora forme spektra slobodnih elektrona i vrste gasa [12].

Kako se u oblasti kod Pašenovog minimuma električni proboj odvija isključivo Taunsendovim mehanizmom i ako je električno polje homogeno, uslov za DC proboj elektropozitivnog gasa dobija se zamenom izraza (P.4.5) u izraz (P.4.2)

$$\gamma \left\{ C_1 \cdot pd \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_d}{T_d} \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon_i}{T_d}\right) \cdot \exp\left(C_1 \cdot pd \cdot \frac{\varepsilon_i + 2T_d}{T_d} \cdot \exp\left(\frac{\varepsilon_i}{T_d}\right)\right) - 1 \right\} = 1 \quad (\text{P.4.7})$$

P.4.3 Eksperiment i obrada rezultata merenja

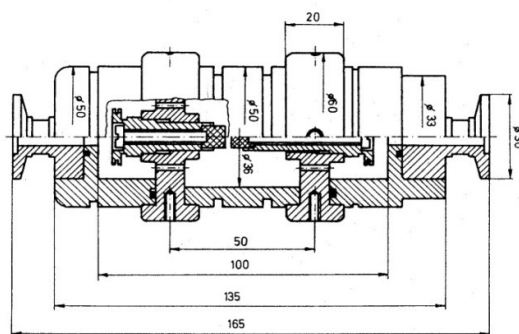
Eksperimentalni postupak je vršen pod dobro kontrolisanim laboratorijskim uslovima. Korišćeni su komora i gasni krug, koji su omogućavali podešavanje parametara pritiska gasa i međuelektrodnog rastojanja sa mernom nesigurnošću tip B manjom od 3% slika P.7.1 [93, 94]. Ovi parametri su se održavali konstantnim za duži vremenski period (na jedan dan ili duže). Elektrode su bile radijalnog oblika, što je u međuelektrodnom prostoru obezbeđivalo homogeno električno polje [88]. Bile su

izrađene od bakra (u najvećem broju slučajeva), ali su takođe za pojedina merenja korišćene identične elektrode izrađene od elektrona ili volframa. Pre svake serije merenja elektrode su bile obrađivane standardnim poliranjem (u najvećem broju slučajeva), ali su takođe bile u nekim slučajevima polirane i do visokog sjaja. Nakon svake serije merenja optički (mikroskopski) i mehanički (taligrafom) određivan je broj promene topografije elektroda izazvan probojem po jedinici površine. Ova merenja su vršena u centralnim i ivičnim oblastima elektrodnih površina.

Sam postupak merenja se odvija tako, što bi se nakon podešavanje željenog međuelektrodnog rastojanja i ugradnje komore u gasno kolo, pomoću vakuum pumpe evakuisao vazduh do pritiska 10^{-3} mbar, nakon čega bi se vršilo „ispiranje“ komore od ostataka vazduha. To je odrađeno na taj način što bi se u komoru naizmenično upuštao i ispuštao radni gas helijum. U tako očišćenu komoru bi se na kraju upustio radni gas pod željenim pritiskom sveden na temperaturu 0°C .

Za određivanje tačaka statičke Pašenove krive korišćeni su rezultati 10000 merenja probojnog napona ostvarenog generatorom brzine porasta napona 8 V/s uz vremenski razmak između 2 uzastopna proboja od 1 min. Pre svake serije merenja elektrodni sistem je kondicioniran sa po 10000 uzastopnih proboja, uz istovremeno merenje napona V_4 tj. napon pri kome je predprobojna struja 10^{-4} A . Probojna struja je bila reda veličine 1 mA ili manja, što je postizano uzemljenjem niskonaponske elektrode preko otpora od $50 \text{ M}\Omega$. To je obezbeđivalo zanemarljive ireverzibilne promene topografije elektrodnih površina tokom jedne serije merenja. Na osnovu toga se može tvrditi, da su svi rezultati jedne serije merenja dobijeni pod istim eksperimentalnim uslovima. Tokom merenja, merni instrumenti su bili smešteni u kabinu zaštite veće od 100 dB i galvanski odvojeni od mernog sistema.

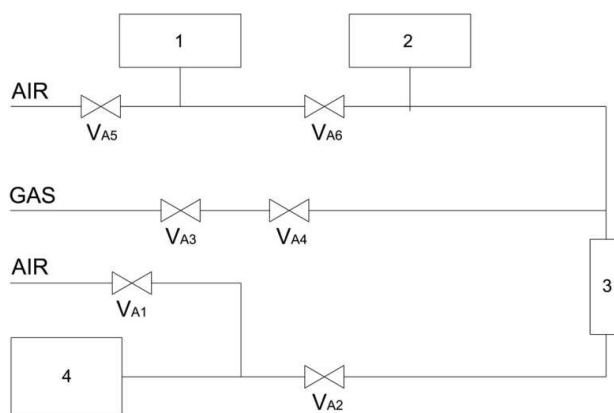
Na osnovu izraza (P.4.6) i (P.4.7) fitovanjem eksperimentalno dobijene zavisnosti probojnog napona od proizvoda pd određivana je zavisnost probojne temperature Maksvelovog spektra slobodnih elektrona od vrednosti proizvoda pd .



a)

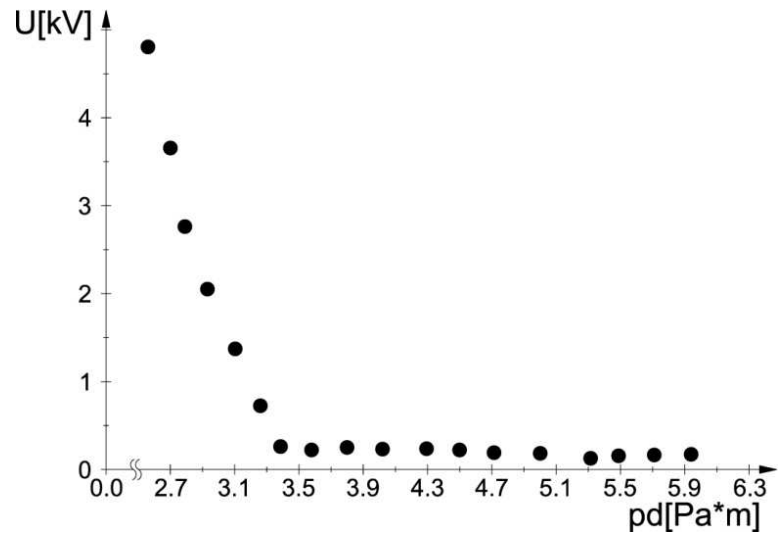


b)

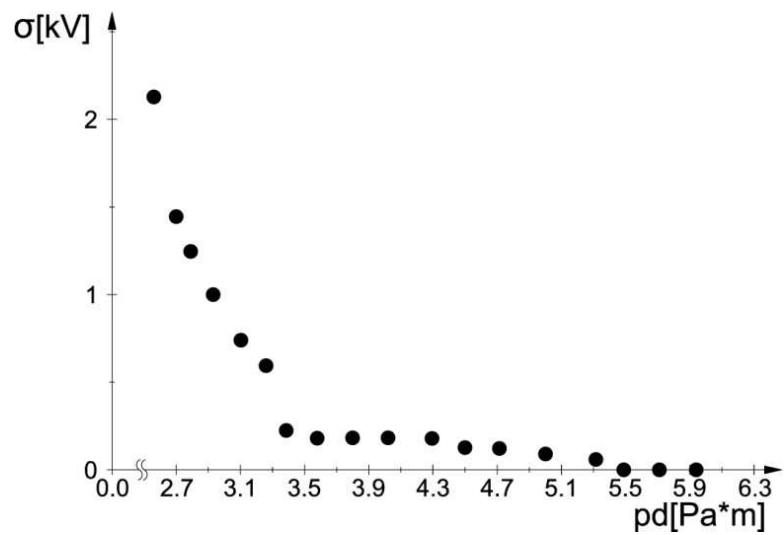


c)

Slika P.4.1 a) Šematski prikaz komore sa dimenzijama datim u milimetrima sa prečnikom elektrode od 8 mm; b) fotografija merne komore; c) dijagram ispitnog kruga (1 –apsolutni instrument, 2 – relativni instrument, 3 – komora , 4 – vakuum pumpa, 5, 6, 7, 8 i 9 su dvo-pozicioni ventili, 10- ventil za mikrometarsko doziranje)

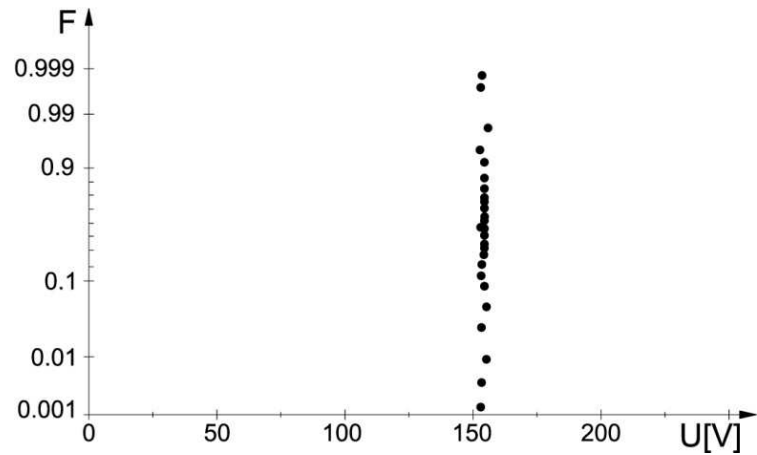


a)

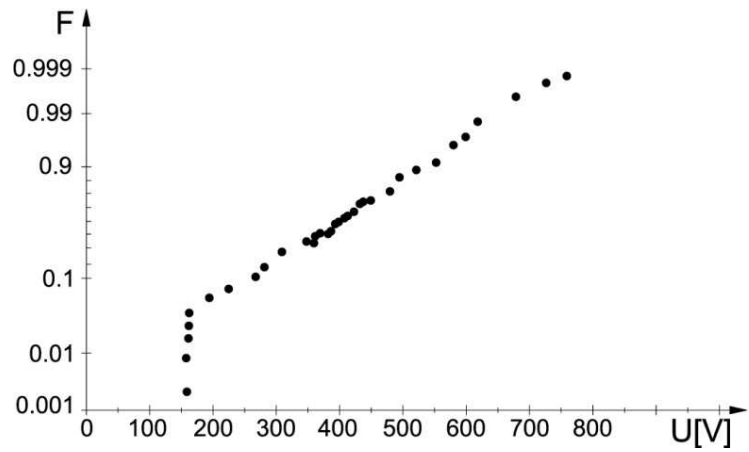


b)

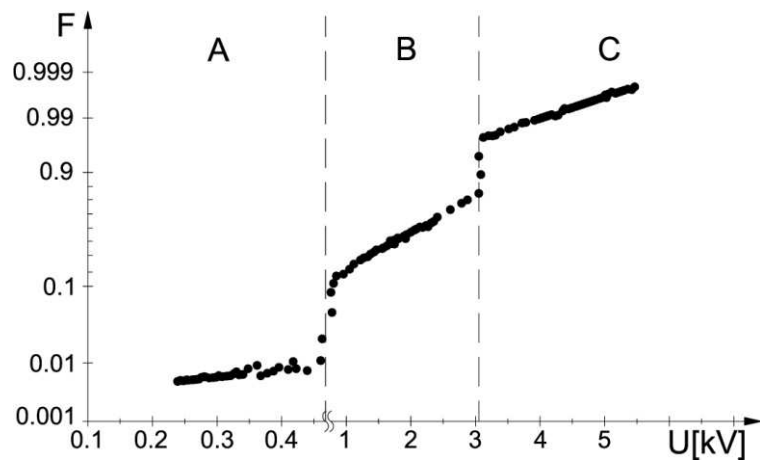
Slika P.4.2 a) Tačke Pašenove krive levo od minimuma; b) Standardna odstupanja tačaka Pašenove krive levo od minimuma; gas helijum



a)

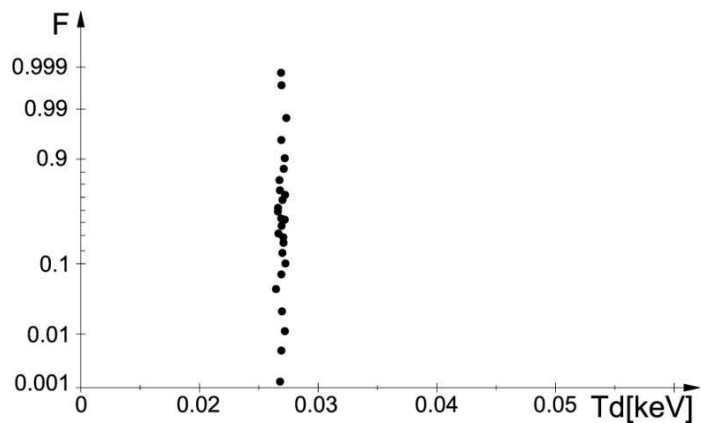


b)

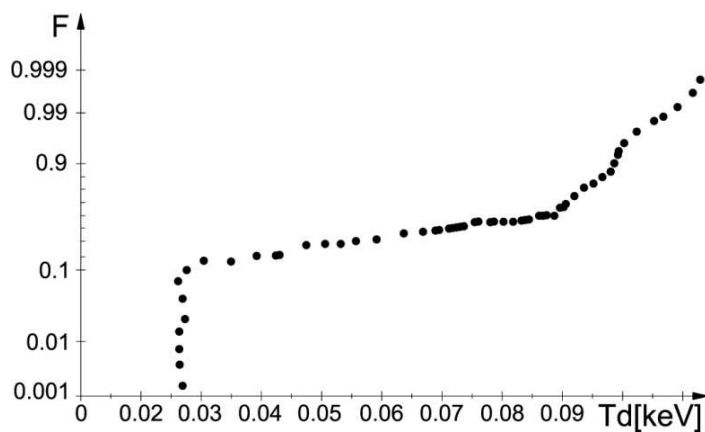


c)

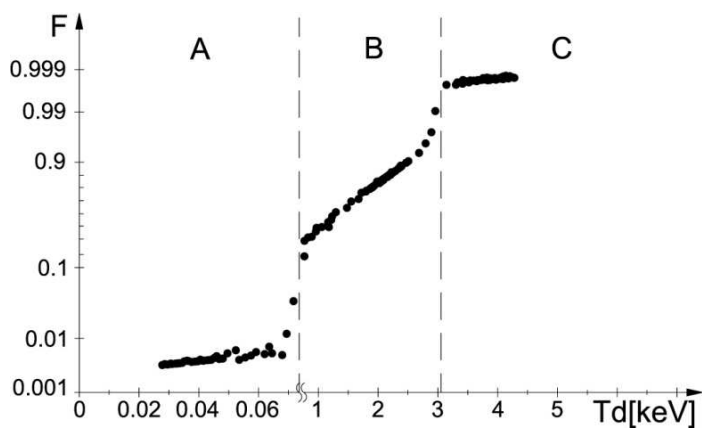
Slika P.4.3 Slučajna promenjiva DC probojni napon u tačkama levo od Pašenovog minimuma na Vejbulovom papiru verovatnoće za vrednosti
a) 5,1 Pam; b) 4,7 Pam; c) 3,4 Pam; gas helijum



a)

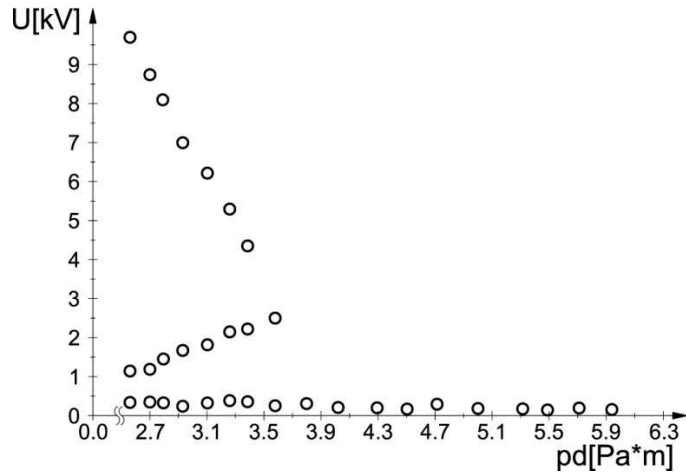


b)

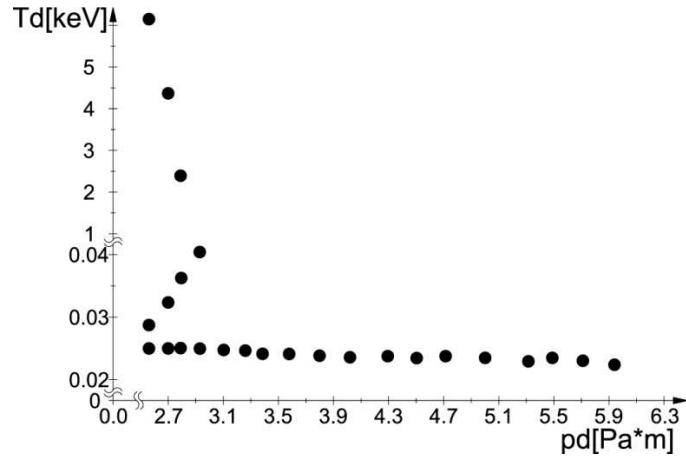


c)

Slika P.4.4 Slučajna promenljiva probojna temperatura u tačkama levo od Pašenovog minimuma na Vejbulovom papiru verovatnoće za vrednosti a) 5,1 Pam; b) 4,7 Pam; c) 3,4 Pam; gas helijum



Slika P.4.5 Zavisnost tačkaca Pašenove krive razložene prema mahanizmu proboja od proizvoda pd ; gas helijum



Slika P.4.6 Zavisnost probojne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona razložena prema mehanizmu proboja od proizvoda pd ; gas helijum

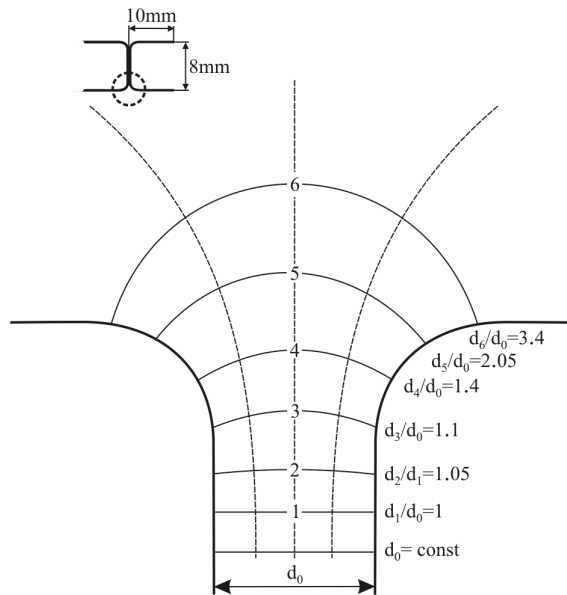
P.4.4. Rezultati i diskusija

Rezultati na slici P.4.2a ukazuju da, u tačkama levo od Pašenovog minimuma, vrednost DC probojnog napona helijuma (isto ponašanje je dobijeno i za druge plemenite gasove) postaje stohastička veličina i ako je DC probojni napon, u tačkama desno od minimuma, deterministička veličina (sa mernom nesigurnošću tip A nula). Međutim, iako je statistički uzorak slučajne promenljive sa slike P.4.2a testiran na pripadnost normalnoj, Vejbulovoj, eksponencijalnoj i dvostruko eksponencijalnoj raspodeli, pokazalo se da eksperimentalno dobijene slučajne promenjive DC probojni

napon ne prpadaju ni jednoj od navedenih teorijskih raspodela. Testiranje je vršeno grafičkom metodom χ^2 testom i testom Kolmogorova. Ovakav rezultat je bio iznenađujući, izuzev slučaja normalne raspodele, pošto je za očekivati da raspodela slučajne promenljive probojni napon pripada nekoj od raspodela ekstremnih vrednosti [94]. Iz toga razloga se može zaključiti da rezultati prikazani na slici P.4.2 ne predstavljaju jedan jedinstven statistički uzorak već statistički uzorak složenog tipa. Na slici P.4.3 prikazana je raspodela slučajne promenljive DC probojni napon na papiru verovatnoće Wejbulove raspodele, a na slici P.4.4 odgovarajuća raspodela slučajne promenljive probojna temperatura. Analizom slika P.4.3 i P.4.4 može se tvrditi da slučajna promenljiva DC probojni napon i probojna temperatura u tačkama sa leve strane Pašenovog minimuma bliskim minimumu pripadaju Wejbulovoj raspodeli (slika P.4.3a i P.4.4a). U tačkama udaljenim od Pašenovog minimuma, posmatrane slučajne promenljive pripadaju dvostrukoj složenoj Wejbulovoj raspodeli aditivnog tipa (tj. sastoje se od dve Wejbulove raspodele), slika P.4.3b i P.4.4b. U tačkama još udaljenijim od Pašenovog minimuma poslatrane slučajne promenljive pripadaju trostrukoj složenoj Wejbulovoj raspodeli aditivnog tipa (tj. sastoje se od tri Wejbulove raspodele). Primenom U-testa (statističke nesigurnosti 3%), izvršena je provera eksperimentalno dobijenih aditivnih delova raspodela statističkih uzoraka slučajne promenljive i ustanovljeno da pripadaju istim statističkim raspodelama. Na slici P.4.3c razlikuju se 3 oblasti: oblast A (0,2 – 0,5kV), oblast B (0,5 - 3kV) i oblast C (>3kV). Vrednosti slučajne promenljive DC probojni napon iz oblasti A javljaju se za vrednosti proizvoda pd u oblasti I ($2.43Pam < pd < 5.32Pam$) i u oblasti II ($2.43Pam < pd < 3.32Pam$). Vrednosti slučajne promenljive DC probojni napon iz oblasti B i C javljaju se za vrednosti proizvoda pd u oblasti II ($2.43Pam < pd < 3.32Pam$).

Ako se aditivni delovi složene raspodele razlože i prikažu odvojeno dobije se oblik Pašenove krive levo od Pašenovog minimuma oblika prikazanog na slici P.4.5. Pašenova kriva u tačkama levo od minimuma prikazana na slici P.4.5 se znatno razlikuje od odgovarajuće krive na slici P.4.2a. Do ove razlike dolazi usled toga, što se u oblasti levo od minimuma javljaju različiti mehanizmi proboja: oblast A - standardni gasni proboj (duž linije maksimalne vrednosti električnog polja) i anomalni Pašenov efekat (proboj duž ivičnih linija polja čija dužina pomnožena sa pritiskom na kome se odvija proboj približno vrednosti koja odgovara vrednosti proizvoda pd u minimumu),

slika P.4.7 [64]; oblast B - proboj lavinskim vakuumskim mehanizmom i oblast C - proboj katodnim vakuumskim mehanizmom.



Slika P.4.7 Elektronski sistem sa ivičnim linijama polja d ; $d_0=0.1$ mm

Da se u oblasti A najveći deo proboja dešava u centralnoj oblasti međuelektrodnog prostora, a manji deo se odvija anomalnim Pašenovim efektom objašnjava relativno malu stohastičnost slučajne promenljive DC probojni napon u ovoj oblasti. Takav zaključak potvrđuje merenje broja proboja sa površine elektroda po jedinici površine u centralnim i ivičnim delovima elektrodne površine. Ovakva preraspodela probojnih mehanizama u oblasti A se objašnjava činjenicom, da je kritična zapremina (zapremina, unutar koje slobodni elektron može na jednoj srednjoj slobodnoj dužini puta da od električnog polja preuzme dovoljno energije da pokrene lavinski proces) ivičnih elektrodnih oblasti znatno manja od one u centralnim oblastima međuelektrodnog rastojanja. Pri tome je tačkama bližim Pašenovom minimumu, veća verovatnoća da do proboja dolazi anomalnim Pašenovim mehanizmom (slike P.4.3a i P.4.3b). Da se u oblasti B proboj odvija lavinskim vakuumskim mehanizmom potvrđuju analize merenja promene topografije elektrodnih površina. Da se proboji u oblasti B odvijaju vakuumskim lavinskim mehanizmom potvrđuje činjenica da je takvih proboja bilo znatno manje u slučaju da su elektrode bile izrađene od materijala sa većom vrednosti izlaznog rada (volfram 4,5 eV), nego u slučaju da su bile izrađene od materijala sa manjom vrednosti izlaznog rada (elektron 1,8 eV). Isto se potvrđuje

činjenicom da je proboja ovim mehanizmom bilo znatno manje u slučaju elektroda poliranih do visokog sjaja (čišće elektrodne površine), nego u slučaju kada su elektrode bile polirane standardnim postupkom. Da se u oblasti C proboj javlja vakuumskim mehanizmom katodnog tipa, potvrđuju rezultati merenja napona V_4 koji je, u najvećem broju slučajeva dva puta manji od vrednosti probojnog napona.

Na slici P.4.6 se vidi da je promena probojne temperature Maksvelovog spektra slobodnih elektrona u oblasti A srazmerna vrednosti probojnog napona, u oblasti B raste nešto brže od vrednosti probojnog napona, a u oblasti C raste znatno brže od vrednosti probojnog napona. Ovaj rezultat je u skladu sa porastom udela vakuumskih mehanizama proboja u mehanizmu proboja, pošto njih karakteriše veća vrednost srednje slobodne dužine puta slobodnih elektrona što, prema izrazu P.4.5, ima za rezultat ovakav odnos probojne temperature Maksvelovog spektra slobodnih elektrona i vrednosti probojnog napona (tj odgovarajućeg električnog polja).

Dobro slaganje između eksperimentalno dobijenih rezultata i rezultata dobijenih prema izrazima izvedenim pod pretpostavkom da se na spektar gasa slobodnih elektrona može primeniti Maksvelova raspodela, potvrđuje da se spektar gasa slobodnih elektrona može smatrati "Maksvelovskim". Ovaj zaključak je posebno bitan pošto se radi o tačkama levo od Pašenovog minimuma, tj. u oblastima malih gustina gasa u kojima je za očekivati znatnija odstupanja od Maksvelove raspodele. Brzi porast probojne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona u slučaju većeg udela vakuumskih mehanizama proboja pokazuje da su odgovarajući Maksvelovi spektri gasa slobodnih elektrona u slučaju vakuumskog proboja pomereni udesno u odnosu na odgovarajuće spektre gasnih mehanizama proboja. Analogno, sličan zaključak bi trebalo da važi i za odgovarajuće Maksvelove spektre gasova atoma i jona, što može da objasni izrazitije promene topografija elektrodnih površina u slučaju vakuumskih proboja, koje za posledicu imaju kraći radni vek vakuumskih sklopnih elemenata u odnosu na odgovarajuće gasne sklopne elemente.

PRILOG 5
DUGOVREMENSKO DEKONDIIONIRANJE GASNIH ODVODNIKA
PRENAPONA

P.5.1 Uvod

Prenapon se, u najširem smislu može opisati kao pojava da je potencijal jedne tačke nekog uređaja ili voda u odnosu na drugu tačku, ili tačku nultog potencijala, veći od dozvoljenog za tu tačku. Prenaponi na uređajima su neželjene i opasne pojave jer mogu imati sledeće posledice: ugrožavanje bezbednosti osoblja, koje rukuje uređajima i opremom; razaranje ili oštećenje uređaja; neispravan rad uređaja; pojava šuma u prenosnim signalima [84, 95].

Izvori prenapona su: atmosfersko pražnjenje; uticaj energetskih vodova visokog napona i uticaj sklopnih operacija. Ovi izvori proizvode različite prenapone koji se mogu razvrstati na impulsne i trajne, periodične i neperiodične. Na neke od ovih izvora se može uticati, u smislu smanjenja stvaranja prenapona, a na neke ne može [96, 97]. Prenaponi se mogu podeliti prema naponskom nivou na prenapone na visokom i prenapone na niskom naponu. Trend ka minijaturizaciji elektronskih komponenata je, u novije vreme, maksimalno aktuelizirao problem zaštite od prenapona na niskonaponskom nivou (tzv. koordinaciju napona na niskonaponskom nivou).

Komponente za zaštitu od prenapona na niskonaponskom nivou su: gasni odvodnici prenapona; metal-oksidni varistori i poluprovodničke diode. Komponente za zaštitu od prenapona imaju svoje prednosti i nedostatke, što im ograničava oblast primene [98].

P.5.2 Gasni odvodnici prenapona

Gasni odvodnici prenapona su komponente, koje se proizvode isključivo za prenaponsku zaštitu, a rade na principu električnog pražnjenja u gasovima. Proizvode se kao dvoelektrodni (ili troelektrodni) sistemi homogenog električnog polja, izolovani plemenitim gasom (ili smešom plemenitih gasova) zatopljeni u stakleni ili keramički sud. U slučaju troelektrodnih odvodnika radi se, praktično, o dva odvodnika u istom balonu (njihova prednost je istovremena prorada oba odvodnika). Međuelektrodna rastojanja GFSA su reda 1 mm, a izolacioni gas je (po pravilu) na podpritisku oko 1 mbar. Gasni odvodnici prenapona (GFSA) su najizdržljivije komponente za zaštitu od prenapona u pogledu provođenja velikih struja. Opseg nivoa prenaponske zaštite im je između sto i hiljadu volti, a dozvoljeno strujno opterećenje oko 50 kA. Iz tog razloga se koriste u kolima sa kombinovanim zaštitnim elementima, da na sebe prime glavno strujno opterećenje prenaponskog udara. Gasni odvodnici prenapona su dvosmerni elementi. Glavni nedostaci su im: relativno sporo reagovanje, nestabilnost radne tačke i dugovremensko dekonticioniranje.

Problem brzine odziva gasnih odvodnika prenapona povezan je sa činjenicom da je vremenska konstanta povezana za promenu prenapona atmosferskog porekla i porekla iz nuklearne eksplozije istog reda veličine, kao i vremenska konstanta karakteristična za elementarne procese električnih pražnjenja u gasovima. Ubrzanje prorade gasnih odvodnika prenapona je bilo često predmet istraživanja i svodilo se, uglavnom, na skraćivanje statističkog vremena impulsnog proboja gasova (tj. vremena, koje protekne od trenutka kada impulsni napon dostigne vrednost DC probojnog napona do trenutka pojave inicijalnog elektrona). To je postizano izradom katoda od materijala sa niskom vrednošću izlaznog rada, primenom efekta šuplje katode i unošenjem radioaktivnog izvora u unutrašnost balona gasnog odvodnika prenapona (ovo poslednje rešenje je odbačeno radi nepostojanja odgovarajuće zakonske regulative za odlaganje GFSA, kao nuklearnog otpada odnosno nepostojanja efikasnog rešenja za tako veliki broj potencionalnih zagađivača), [57, 99, 100].

Problem nestabilnosti radne tačke GFSA tesno je povezan sa malim atomima plemenitih gasova koji lako napuštaju (difuzijom) balon GFSA, menjajući tako vrednost

proizvoda pd , odnosno vrednost probojnog (nominalnog) napona GFSA. Ovom efektu se superponira i efekat promene topografije elektrodnih površina usled prorada GFSA pri velikim strujama (ovo poslednje se rešava primenom materijala više tačke topljenja i bolje termičke provodnosti za izradu elektroda i to je, često u koliziji sa izborom materijala sa malom vrednošću izlaznog rada, što se rešava primenom kompozitnih materijala) [101, 102].

Objektivno najveći problem praktične primene gasnih odvodnika prenapona je dugovremensko dekondicioniranje. Naime, ovaj efekat koji nije moguće objasniti na osnovu elektrodnog pražnjenja u gasovima, dovodi u pitanje efikasnost prenaponske zaštite primenom GFSA ukoliko je vreme između pojave prenapona duže od sat vremena.

P.5.3 Efekat dekondicioniranja

Prethodno pomenuti problemi u funkcionisanju gasnih odvodnika prenapona mogu se, uglavnom, smatrati rešenim. Međutim, najozbiljniji problem za proizvođače i korisnike je efekat dekondicioniranja. Ovaj efekat predstavlja vremensku zavisnost funkcionisanja gasnih odvodnika prenapona u odnosu na trenutak prethodne prorade. Naime, posle vremena reda veličine sati, odnosno dana, unutar koga nije bilo proboja usled prenapona, dolazi do dekondicioniranja GFSA. Dekondicioniranje GFSA ima za posledicu da se prvih nekoliko narednih DC ili impulsnih proboja desi pri vrednostima napona mnogo većim od očekivanih vrednosti (u slučaju DC proboja je to znatno više od nominalno deklarisanе vrednosti probojnog napona) [102, 103].

U slučaju impulsnih probojnih napona efekat dekondicioniranja se manifestuje tako da svaki kriterijum za pročišćavanje statističkog uzorka (kao na primer Šoveneov kriterijum) uvek odbacuje prvih nekoliko vrednosti probojnog napona. To što Šoveneov kriterijum odbacuje vrednosti prvih impulsnih probojnih napona dekondicioniranih sistema nije nikakva uteha za korisnike gasnih odvodnika prenapona pošto ova pojava

omogućava da prenaponi (znatno veće amplitude od onih od kojih štitimo uređaj) uđu u uređaj i izazovu njegovo oštećenje [103, 104].

Efekat dekondicioniranja dolazi do izražaja u slučaju vremenski retkih prorada gasnih odvodnika prenapona. Samim tim, on predstavlja najsloženiji nedostatak gasnih odvodnika prenapona, sa praktične tačke gledišta.

P.5.4 Eksperiment

U cilju određivanja vremenske konstante uspostavljanja dekondicioniranih efekta i ispitivanja mogućnosti njegovog smanjenja i dovođenja u prihvatljive vrednosti, vršena su sledeća merenja na modelu GFSA (komori sa promenljivim parametrima).

Nakon uspostavljanja stabilne radne tačke u komori sa zamenljivim elektrodnom sistemom vršeno je 100 proboja DC probojnim naponom uz pauzu od 1 min između dva proboja i nakon pauze od jednog dana merenje 1000 uzastopnih proboja impulsnim probojnim naponom (sa istom pauzom između dva uzastopna proboja). Pre ovih merenja nije vršeno kondicioniranje sistema primenom difuznog električnog luka.

Podelom dobijenih statističkih uzoraka slučajnih promenljivih DC, probojni napon i impulsni probojni napon na poduzorke, vršen je U- test i primenjen Šoveneov kriterijum. Na osnovu tako primenjene statističke analize, ustanovljeno je da se pojava dekondicioniranja elektrodnog sistema izrazito javlja u prve 3 vrednosti DC probojnog napona, odnosno u prvih 5 vrednosti impulsnog probojnog napona, hronološki posmatrano.

Na osnovu tog rezultata, odlučeno je da se pojava dekondicioniranja elektrodnog sistema posmatra preko ponašanja prve 3 vrednosti DC probojnog napona, odnosno prvih 5 vrednosti impulsnog probojnog napona. To je rađeno na sledeći način:

1. Nakon formiranja elektrodnog sistema koji je (na prethodno opisan način) kondicioniran, mereno je 100 vrednosti DC i 1000 vrednosti impulsnog probojnog napona. Posle toga je uz pauzu od 60 min, 240 min, 780 min i 1440 min, mereno po 3

vrednosti DC i 5 vrednosti impulsnog probojnog napona uz pauzu od 1 min. između dva uzastopna proboja.

Tokom ovih dugoročnih merenja promenljivi parametri su bili: materijal elektroda (elektron, aluminijum, platina, volfram), obrada elektrodnih površina (poliranje do visokog sjaja, peskiranje) i vrsta izolacionog gasa (plemeniti gasovi, smeše plemenitih gasova). Treba napomenuti, da je zbog dugoročne prirode merenja tokom eksperimenata povezanim sa određivanjem efekta dekontaminiranja izolacionog sistema, posebna pažnja bila posvećena stabilnosti parametara izolacionog sistema, što je praćeno determinističkim merenjem i poređenjem sa izraženom mernom nesigurnošću tip B i statistički [92, 105].

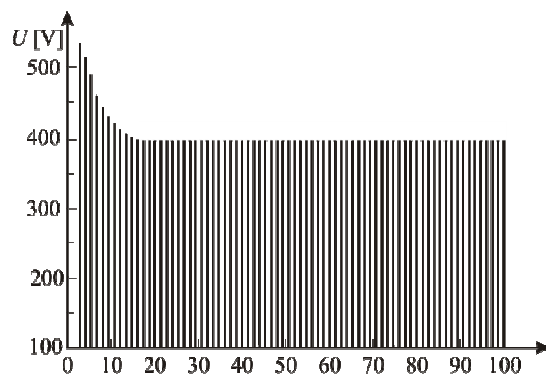
2. Nakon završetka dugoročnih merenja, vršeno je kondicioniranje sistema i ponovno snimanje 100 vrednosti DC, odnosno 10000 impulsnih probojnih napona sa pauzom od 1 min. između dva uzastopna proboja.

Takvi statistički uzorci, nakon ispitivanja dugoročnog dekontaminiranja sistema, objedinjavani su sa odgovarajućim rezultatima dobijenim na početku ovih merenja i primenom modifikovanog U-testa, testirani na pripadnost jedinstvenom statističkom uzorku.

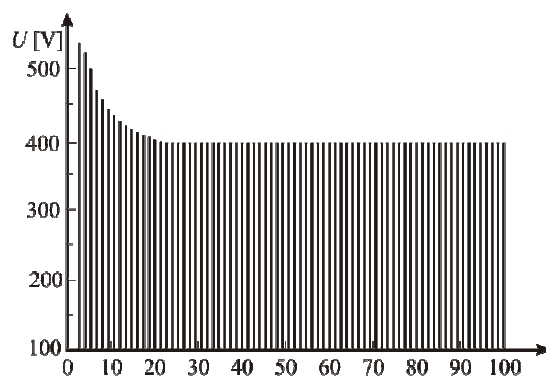
3. Izvršena je promena parametara sistema i merenja su ponavljana.

P.5.5 Rezultati i diskusija

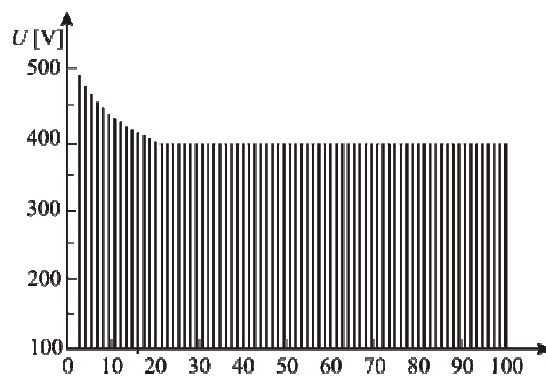
Na slici P.5.1, prikazan je hronološki niz 100 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona, a na slici P.5.2 hronološki niz 1000 vrednosti impulsnih probojnih napona (gas Xe, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,1 mm, polirane cilindrične elektrode izrađene od mesinga). Sa slika P.5.1 i P.5.2 se vidi da se dugotrajna dekontaminacija manifestuje u prva tri proboja za DC napon i u slučaju prvih 5 proboja za impulsni napon. Isti efekti su potvrđeni i za druge plemenite gasove (odnosno smeše plemenitih gasova). Prethodni zaključci su potvrđeni i primenom U-testa.



a)

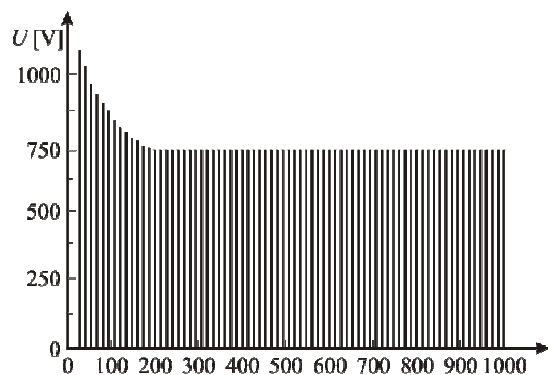


b)

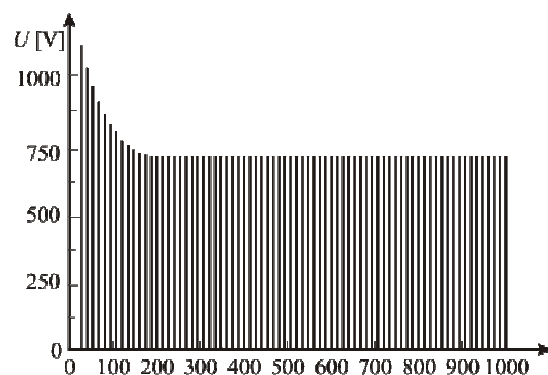


c)

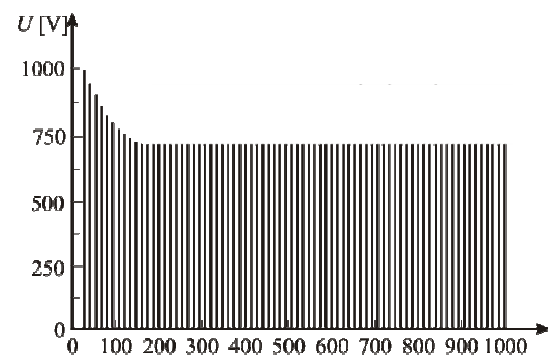
*Slika P.5.1 Hronološki niz 100 uzastopnih vrednosti DC probojnog napona:
a) gas Xe, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,1mm i cilindrične polirane elektrode;
b) gas Xe, pritisak 2,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,2mm i cilindrične polirane elektrode; c) gas Xe, pritisak 1 mbar, međuelektrodno rastojanje 5mm i cilindrične polirane elektrode*



a)



b)



c)

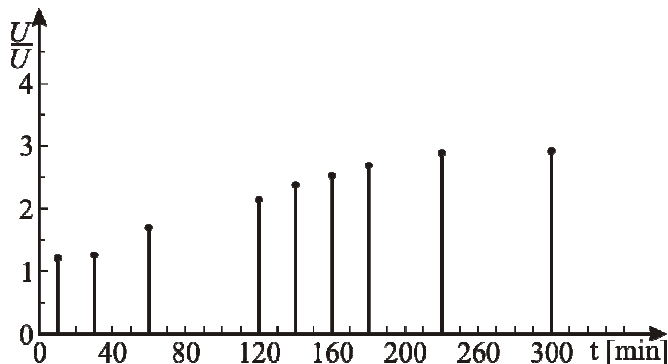
Slika P.5.2 Hronološki niz 1000 uzastopnih vrednosti impulsnog probojnog napona:

a) gas Xe, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,1mm i cilindrične polirane elektrode;

b) gas Xe, pritisak 2,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,2mm i cilindrične polirane elektrode;

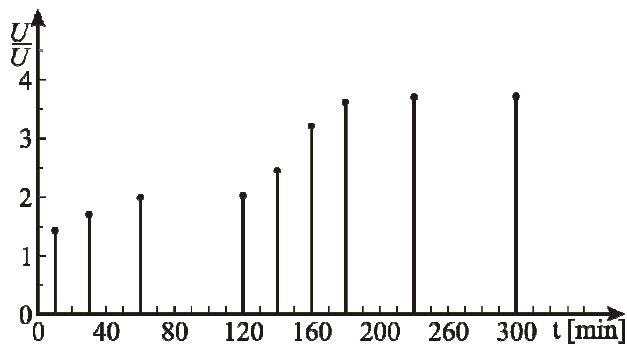
c) gas Xe, pritisak 1 mbar, međuelektrodno rastojanje 5mm i cilindrične polirane elektrode

Na slici P.5.3, prikazana je zavisnost odnosa srednje vrednosti probojnog napona nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja. Na osnovu slike P.5.3, može se zaključiti da dekondicioniranost nastupa na tri do četiri sata mirovanja nakon stanja kondicioniranosti. Pri tome se određeni fenomeni DC kondicioniranja manifestuju već posle 10 minuta mirovanja i rastu sa vremenom da bi nakon tri sata krenuli u zasićenje.



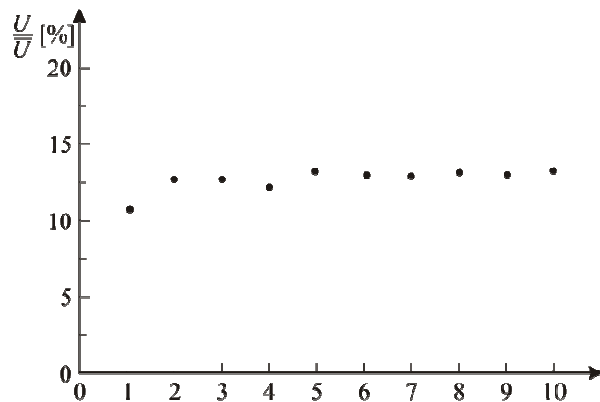
Slika P.5.3 Zavisnost odnosa srednje vrednosti prva tri DC probojna napona dekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja (gas 0,7Kr+0,3Xe; pritisak 20 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,3 mm, polirane cilindrične mesingane elektrode)

Na slici P.5.4, prikazana je zavisnost odnosa srednje vrednosti prvih pet vrednosti impulsnog probojnog napona nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja. Sa slike P.5.4 vidi se da se posmatrani odnos u slučaju impulsnog napona ponaša veoma slično kao i u slučaju DC napona.

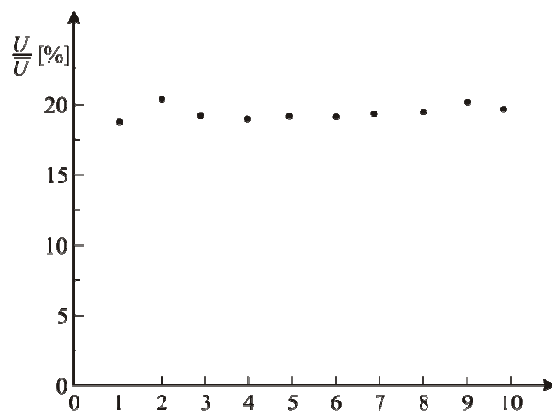


Slika P.5.4 Zavisnost odnosa srednje vrednosti prva tri impulsna probojna napona dekonicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od vremena mirovanja (gas 0,7Kr+0,3Xe; pritisak 20 mbar, međuelektrodno rastojanje 0,3 mm, polirane cilindrične mesingane elektrode)

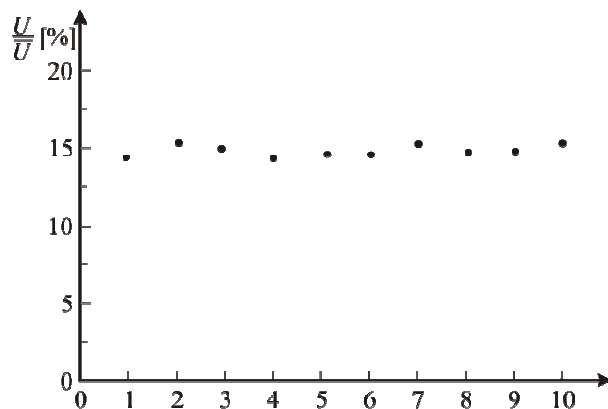
Na slici P.5.5, prikazan je odnos vrednosti prvog DC probojnog napona i odgovarajuće srednje vrednosti uz opciju parametara: vrsta gasa i pritisak gasa.



a)



b)



c)

Slika P.5.5 Niz vrednosti odnosa DC prvog probojnog napona nekondicioniranog sistema nakon 240 minuta mirovanja i odgovarajuće srednje vrednosti DC probojnog napona kondicioniranog sistema: a) gas Xe, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, b) gas 0,7Xe+0,3Kr, pritisak 5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga, c) gas Xe, pritisak 0,5 mbar, međuelektrodno rastojanje 1 mm i cilindrične polirane elektrode izrađene od mesinga

Na osnovu dobijenih rezultata može se ustanoviti da je efekat velike vrednosti prvog probojnog napona nekondicioniranog sistema izražajniiji ukoliko je pritisak manji.

U tabeli P.5.1, prikazani su rezultati zavisnosti odnosa vrednosti prvog impulsnog probojnog napona plemenitih gasova nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema uz varijaciju parametara materijal elektroda i način obrade elektrodne površine. Na osnovu prikazanih rezultata, može se zaključiti da je efekat velike vrednosti prvog probojnog napona nekondicioniranog sistema najmanje izražen u slučaju platine. U slučaju ostalih materijala se ne uočava neka razlika kao ni zavisnost odnosa prve vrednosti probojnog napona nekondicioniranog sistema i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema od izlaznog rada, tačke topljenja i toplotne provodnosti materijala elektroda, što se moglo očekivati. Međutim, uočena je zavisnost ovog odnosa od materijala elektroda i to tako da je uočljiv manji za peskirane elektrode nego za polirane elektrode.

Izračunavanje koeficijenta korelacije između statističkog uzorka slučajne promenljive prvi DC probojni napon nekondicioniranog sistema i odgovarajućeg

statističkog uzorka slučajne promenljive DC probojni napon nije davao nikakve rezultate (koeficijent korelacije je bio izuzetno mali; nema korelacije). Ovaj rezultat je bio nezavisan od vremena mirovanja, vrste gasa, pritiska gasa, međuelektrodnog rastojanja, materijala elektroda i načina obrade elektrodnih površina. Za razliku od toga ustanovljen je koeficijent korelacije između 0,75 i 0,95 između statističkog uzorka slučajne veličine prvi impulsni probojni napon nekondicioniranog sistema i odgovarajućeg statističkog uzorka slučajne promenljive impulsni probojni napon kondicioniranog sistema.

Tabela P.5.1 Zavisnost odnosa vrednosti prvog impulsnog probojnog napona plemenitih gasova i odgovarajuće vrednosti kondicioniranog sistema uz varijaciju parametara materijala elektroda i načina obrade elektrodne površine ($p=50$ mbar, $d=0,5$ mm)

U_1/\bar{U}	elektron		aluminijum		platina		volfram	
	polirane	peskarene	polirane	peskarene	polirane	peskarene	polirane	peskarene
Helijum	12,3	11,4	13,2	12,8	10,7	10	13,8	11,8
Neon	12,4	11,5	13,3	12,9	10,7	10,1	13,8	11,7
Argon	12,8	11,8	13,4	13	11,2	10,2	14	11,4
Ksenon	12,9	12	13,7	12,9	11,8	10,8	13,7	11,7
Kripton	12,6	11	13,8	12,7	11	10,7	13,2	11,9

P.5.5 Zaključak

Na osnovu dobijenih rezultata, može se zaključiti da je pojava dugovremenske dekondicioniranosti izolacionog sistema izolovanog plemenitim gasom na podpritisku pri malim međuelektrodnim rastojanjima pojava koja se uvek javlja čim izolacioni

sistem miruje oko sat vremena. Analizom parametara takvih izolacionih sistema, sa aspekta primene za gasne odvodnike prenapona, ustanovljeno je da je ova pojava manje izražena pri većim pritiscima (pri istoj vrednosti proizvoda pritisak \times međuelektrodno rastojanje) i uz primenu elektroda sa reljefnim (na mikroskopskom nivou) površinama. Takođe je ustanovljeno da je pojava vremenske dekontaminacije nezavisna od materijala elektroda (osim u slučaju elektroda od plemenitih materijala koje utiču na smanjenje efekta dugovremenske dekontaminacije). Za vrstu plemenitog gasa je ustanovljeno da ne utiče na pojavu dugovremenske dekontaminiranosti. Na osnovu ovih podataka može se preporučiti da se radna tačka gasnih odvodnika prenapona postavi (prema vrednosti DC probojnog napona) u što veću vrednost pritiska (uz $pd = const$) i da aktivna površina elektroda bude sa izraženom mikroskopskom topografijom. Pored ovoga, za proizvođače gasnih odvodnika prenapona, bitan je zaključak da je uzrok dugovremenske dekontaminiranosti sistema javljanje nečistoće i adsorbovanih gasova na površinama elektroda tokom mirovanja. Od ova dva uzroka je, verovatno, dominantniji efekat pojave prljavštine što pokazuje znatno manji efekat dugovremenske dekontaminacije u slučaju elektroda izrađenih od plemenitih materijala, koje nisu podložne koroziji. To potvrđuje i manje izražen efekat dugovremenske dekontaminacije u slučaju primene peskiranih elektroda, koje imaju veću sklonost ka adsorpciji gasova i manju sklonost ka koroziji.

LITERATURA

- [1] Y. P. Raizer, Gas Discharge Physics, Springer-Verlag, Berlin,1991;
- [2] J. M. Meek, J.D. Craggs, Electrical Breakdown of Gases, New York, John Wiley and Sons Ltd, 1978;
- [3] M. Ignjatović, J. Cvetić, F. Heidler, S. Marković, R. Djurić, The influence of the breakdown electric field in the configuration of lightning corona sheath on charge distribution in the channel, Atmospheric Research, doi: 10.1016/j.atmosres.2014.01.004, 2014;
- [4] D. Pavlović, J. Cvetić, F. Heidler, R. Djurić, Vertical Electric Field Inside the Lightning Channel and the Channel Core Conductivity during Discharge-Compararison of Different Return Stroke Models, Electric Power System Research, doi 10,1016/j.epr.2014.02.026, 2014;
- [5] J. Cvetić, F. Heidler, S. Marković, R. Radisavljević, P. Osmokrović, Dynamics of a lightning corena sheath - A constant field approach using the generalized current source return stroke model, Atmospheric Research. Vol. 11, p. 122-131, ISSN 0169-8095, 2012;
- [6] J. Cvetić, P. Osmokrović, Dynamic of lightning Discharge During Return Stroke, IEEE Transaction on Plasma Science, Vol. 37, Issue 1, ISSN: 0093-3813, 2009;
- [7] S. Marjanovic, J. Cvetic, Conductivity of a Liightning-Channel Corona Sheath During Return Stroke, IEEE Transaction on Plasma Science;
- [8] J. S. Townsend, Electricity in Gases, Clarendon Press, Oxford, 1915;
- [9] A. Von Engel, Ionized gases, Clarendon Press, Oxford, 1965;
- [10] S. C. Brown, Introduction to Electrical Discharges in Gases, Wiley, New York, 1966;
- [11] L. M. Biberman, V.S Vorobyev, I.T. Yakubov, Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasma, Plenum, New York, 1987;
- [12] O. E. Meyer, The Kinetic Theory of Gases: Elementary Treatise With Mathematical Appendices, Classic Reprint, Forgotten Books, 2012;

- [13] W. E. Burcham, Nuclear Physics-An Introduction, Longman Group Limited; London, 1973;
- [14] J. Dutton, A Survey of Electron Swarm Data, Y. Phys. Chem. Ref Data 4, No 3, Handbook of electron processes in plasma, pp. 577-856, 1975;
- [15] L. A. Artsimovich, R.Z. Sagdeev, Plasma Physics for Physicists ,Atomizdat, Moscow, 1979;
- [16] L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases ,Wiley, New York, 1962;
- [17] Yu. P. Raizer, Fundamentals of Modern Physics of Gas Discharge Processes, Nauka, Moscow, 1980;
- [18] Ya. B. Zel'dovich, Yu.P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press, New York, 1966;
- [19] G. Francis, Ionization Phenomena in Gases, Butterworths, London, 1960;
- [20] V. P. Larionov, Tehnika visokog napona, Energoizdat, Moskva, 1982;
- [21] N. A. Kaptsov, Electrical Phenomena in Gases and in Vacuum, Gostekhizdat, Moscow, 1950;
- [22] J. B. Hasted, Physics of Atomic Collision, Butterworths, London, 1964;
- [23] D. Despotović, J. Cvetić, K. Stanković, P. Osmokrović, Synergetic Effect in a Mixture of Noble Gases Around the Paschen Minimum, Physics of Plasmas, vol. 21, no. 013507, pp. 1-6, 2014;
- [24] W. Mosch, W. Hauschild, Hochspaugnisolierung mit SF₆-VEB Verlak Technik, Berlin, 1979;
- [25] E. Kunhardt, L. Luessen (eds.), Electrical Breakdown and Discharges in Gases, Plenum, New York 1983;
- [26] V. E. Golant, A.P. Zhilinsky, S.A. Sakharov, Fundamentals of Plasma Physics, Wiley, New York, 1979;
- [27] S. C. Brown, Basic Data of Plasma Physics, MIT Press, Cambridge MA, 1959;
- [28] L. B. Loeb, Basic Processes of Gaseous Electronis, University of California Press, Berkeley CA, 1960;
- [29] P. Osmokrović, Elektrotehnički materijali,Akademaska misao, Beograd, ISBN 86-7466-103-3, 2003;

- [30] S.Mahmood, Z.A. Burhanudin, A. Salman, Field emission model of carbon nanotubes to simulate gas breakdown in ionization gas sensor, *Journal of Applied Physics* 113 (2), 023302, 2013
- [31] N. Arsić, P. Osmokrović, *Tehnika visokog napona*, Univerzitet u Prištini, Priština, ISBN 86-81029-43-6, 1996;
- [32] Y.-Y. Fu, H.-Y. Luo, X.-B. Zou, X.-X. Wang, Influence of forbidden processes on similarity law in argon glow discharge at low pressure, *Chinese Physics Letters* 31 (7), 075201, 2014
- [33] L. G. Christophorou, S. R. Hunter, in *Electron-Molecule Interactions and Their Application*, L. G. Christophorou (ed.), Academic Press, New York, Vol.2, Chap. 5, 1984;
- [34] W. T. Shugg, *Handbook of Electrical and Electronic Insulating Materials*, Second Edition, IEEE Press, New York, pp. 433-452, 1995;
- [35] K. Stanković, M. Alimpijević, D. Despotović, U. Kovačević, D. Brajović, The Parameters of the Free Electron Gas Spectrum of Noble Gases Mixture at Small Pressures and Inter-electrode Distances, *IPMHVC 2014*, Santa Fe, Usa, 1-5Jun 2014;
- [36] M. M. Pejović, M. M. Pejović, K. Stanković, Experimental investigation of breakdown voltage and electrical breakdown time delay of commercial gas discharge tubes, *Jpn. J. Appl. Physics* 50, art. no. 086001, 2011;
- [37] K.F. Geibig, *Elektrische entladung in edel Gasist*, dissertation, Universitet Karlsruhe, 1982;
- [38] B. Jovanović, K. Stanković, M. Vujisić, P. Osmokrović, Initiation and Progress of Breakdown in the Range to the Left of the Paschen Minimum, *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 18, no. 4, pp. 954-963, 2011;
- [39] P. Osmokrović, Electrical breakdown of SF₆ at small values of the product pd , *IEEE Trans. Power Deliv* 4, pp. 2095-2100, 1989;
- [40] H. Hess, *Der elektrische Durchschlag und die Entwicklung des Funkens in Gasen*, Viewag Verlag, Braunschweig, 1976;
- [41] H. S. Uhm, Y.S. Byeon, K.B.Song, E.H.Choi, H.Y. Ryu, J. Lee, Analytical investigation of electrical breakdown properties in a nitrogen- SF₆ mixture gas, *Plasma Sources Sci. T.* 17, art no. 113510, 2010;

- [42] M. J. Druyvesteyn, FM Penning, The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure, *Rev Mod.Phys.* 12, 1940, pp. 87.
- [43] H. Fricke, Die Durchschlagspannung von extrem reinem und trockenem Wasserstoff und Sauerstoff bei Drucken von 1 bis 60 Tor und Abständen von 1 bis 35 mm und ihre Abweichung vom Paschenschen Gesetz, *Z. Phys.*86, 1933, pp. 464;
- [44] F. Llewellyn Jones, W.R. Galloway, The sparking potential of mercury vapour, *Proc. Phys.Soc, Lond.* 50 (2), 306, 1938, pp. 207-212;
- [45] L Rothhardt, J Mastovsky, J Blaha, Breakdown experiments in diluted SF₆ at elevated temperatures, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 18, No 10, 1985;
- [46] B. Lončar, P. Osmokrović, S. Stanković, R. Šašić, Influence of Electrode Material on Gas-Filled Surge Arresters Characteristics in g and X Radiation Field, *Journal of Optoelectronics and Advanced Maretils*, Vol. 8, No.2, 2006, p. 863-866.
- [47] D. H. Hale. The Townsend ionization coefficients for Ni and Al cathodes in an atmosphere of hydrogen,*Phys. Rev*, 56, 1939, p.1199.
- [48] H. D. Hale, The Townsend coefficients for ionization by collision in pure and contaminated hydrogen as a function of the cathode material, *Phys.Rev* 55, 1939, pp. 815.
- [49] J. S. Townsend , S.P. MacCallum, Electrical properties of monatomic gases, *Fil. Mag.*6, 1928, p. 857.
- [50] F. M. Penning, The starting potentials of the corona discharge in neon, *Phil.Mag.*11 , 1931, pp. 961.
- [51] F. M. Penning i CCJ Addink, The starting potential of the glow discharge in neon-argon mixtures between large parallel plates: I. Results, *Physica* 1, 1934, pp.1007.
- [52] F. M. Penning, The starting potential of the glow discharge in neon argon mixtures between large parallel plates: II. Discussion of the ionisation and excitation by electrons and metastable atoms *ibid.*1, 1934, pp. 1028.
- [53] F. M. Penning, die Zusammenstöße zwischen positiven Ionen und Atomen, *Zeitschrift für Physik.*10 (1930), pp.47;
- [54] F. M. Penning, Über die ionisierende Wirkung der mittels Resonanzstrahlung gebildeten metastabilen Neonatome, *Zeitschrift für Physik* 12, pp.65,1932;

- [55] S. P. Mccallum, L. Klatzow, Conductivity of mixtures of gases, *Nature*, London,131, 1933, pp. 841;
- [56] M. Penning, *Zbornik K. Nede.ATcad. Mokro.* 34, 1931, pp. 1305;
- [57] M.Žumer, B. Zajec, R. Rozman, V. Nemanič, Breakdown voltage reliability improvement in gas-discharge tube surge protectors employing graphite field emitters, *Journal of Applied Physics* 111 (8), 083301, 2012;
- [58] H. Jacobs, A. P. Larocque, Minimum sparking potentials of barium, magnesium, and aluminum in argon, *Journal of Applied Physics*, 18 (2), 1947, pp. 199-203
- [59] Ehrenkranz, Spark breakdown potentials as a function of the product of the pressure by the plate separation in A, N₂ and H₂ for Pt and Na cathodes, *Phys.Rev* 55, 1939, pp. 219.
- [60] F. G. Heymann, Breakdown in cold-cathode tubes at low pressure, *Physical Society. Section B*,1950, pp. 25.
- [61] H. Jacobs, A. P. Larocque, The role of the cathode surface in sparking phenomena, *Physical Review*, 74 (2),1948, pp. 163-165
- [62] J Cueilleron *CR Acad.Sci, Pariz.* 226, 1948, pp. 400.
- [63] H.E. Farnsworth, Bombardment of metal surfaces by slow-moving electrons, *Phys.Rev* 20(4), 1922, pp. 358;
- [64] P. Osmokrović, M. Vujisić, K. Stanković, A. Vasić, and B. Lončar, Mechanism of electrical breakdown of gases for pressures from 10(-9) to 1 bar and inter-electrode gaps from 0.1 to 0.5mm, *Plasma Sources Sci. T*, Vol. 16, No. 3, pp. 643-655, 2007.
- [65] W. E. Bowls, The effect of cathode material on the second Townsend coefficient for ionization by collision in pure and contaminated N₂ Gas, *Phys.Rev* 53 (4), 1938, pp. 293.
- [66] R. Grigorovici, Die Zündspannung von reinem Quecksilberdampf, *Zeitschrift für Physik* 35,, pp.596, 1939;
- [67] D. H. Hale i W.S. Huxford, Concerning estimates of the minimum sparking potential based upon the cathode work function, *J. Br.Phys.* 18(6), 1947, pp. 586.
- [68] C. Brinkmann, *Die Isolierstoffe der Elektrotechnik*, Springer-VERLAG, Berlin, 1975

- [69] G. Ilić, P. Osmokrović, D. Stanković, *Primenjena magnetika: magnetne naprave i merne metode*, Zavod za fiziku tehničkih fakulteta Univerziteta u Beogradu, Privredno društvo za distribuciju električne energije centar, Kragujevac, 2012;
- [70] W. Knorr, *Disertation T. H. Aachen*. 1975;
- [71] M. M. Pejović, E. N. Živanović, M. M. Pejović, N. T. Nešić, D. Kovačević, *Investigation of breakdown voltage and electrical breakdown time delay in air-filled tube in presence of combined gas and vacuum breakdown mechanism*, *Vacuum* 86, pp. 1860-1866, 2012;
- [72] K. Möller, *Ein Beitrag zur experimentellen Ueberprüfung der Funkengesetze von Toepler, Rompe-Weizel und Braginskii*, *ETZ-A* 92, pp. 37 – 42, 1971;
- [73] American National Standards Institute: *U.S. Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, ANSI / NCSL Z540-2-1997, (1997);
- [74] P. Osmokrović, K. Stanković, M. Vujisić, *Merna nesigurnost*, Akademska misao, Beograd, 2009;
- [75] B. N. Taylor, C. E. Kuyatt, *NIST Technical note 1297: Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*, Physics Laboratory, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1994;
- [76] A. J. Schwab, *Hochspannungsmesstechnik Messgeräte und Messverfahren*, Springer-Verlag, Berlin, 2011;
- [77] W. Bich, M. G. Cox, P.M. Harris, *Evaluation of the "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement"*, *Metrologija* 43, pp. 161-166, 2006;
- [78] A.M.Kovačević, D.D. Despotović, Z.A.Rajović, K.D. Stanković, A.V. Kovačević, U.D. Kovačević, *Uncertainty evaluation of the conducted emission measurements*, *Nuclear Technology and Radiation Protection* 28 (2), pp. 182-190, 2013;
- [79] K. Stankovic, M. Alimpijević, M. Vujisic, P. Osmokrovic, *Numerical Generation of a Statistical Sample of the Pulse Breakdown Voltage Random Variable in SF₆ Gas with Homogenous and Nonhomogenous Electrical Field*, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2014;

- [80] V.A. Shveigert, I.V. Shveigert, Cathode region of a self-maintained glow discharge in helium, *Fizika Plazmy* 14, 1988, pp. 347.
- [81] A. von Engel, *Handbuch der Physik*, Bd. 21, Springer, Berlin 1956
- [82] W.Boeck, Volumen-Zeit-Gesetz beim Stosspannungsduchslag von SF₆, *Elektrotechnische Zeitschrift Ausgabe A*, Vol. 96, pp. 97-102, 1976;
- [83] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionised Gasses*, Wiley, New York, 1964
- [84] J. Dutt, Overvoltage on subscriber lines, *Electrical communication ITT (EC ITT)*, Vol. 54, 2, 1979;
- [85] H.P. Müller, P. Neumann, R. Storm, *Tafeln der mathematischen Statistik*, Leipzig, VEB Fachbuchverlag, 1973;
- [86] M.Alimpijević, Z.Rajović, D.Brajović, M. Vujisić, K. Stanković, Influence of the breakdown mechanism to the left of the Paschen minimum on the breakdown temperature of the free electron gas Maxwell spectrum, *Vacuum*, Vol. 99, pp. 89-94, 2014
- [87] M. M. Pejović, G. S. Ristić, Č. Milosavljević, P.D. Vuković, J. P. Karamarković, Statistical reliability of time delay values for nitrogen-filled tube at pressure of 1.3 mbar, *Vacuum*, Vol. 53, pp. 435-440, 1999;
- [88] T. Furukawa, M. Ueda, A. Kumada, K Hidaka, H. Ikeda, S. Sato, S. Nishimura, H Shimizu, T. Shioiri, M. Homma, Influence of current interruption on v-t characteristics of vacuum interrupters Year the Document was Publish 2013 ource of the Document *IEEE Transactions on Plasma Science* 41 (8), 6558878, pp. 1896-1903
- [89] R. Marić, K. Stanković, M. Vujisić, P. Osmokrović, Electrical breakdown mechanisms in vacuum diodes, *Vacuum*, Vol. 84 (11), pp. 1291-1295, 2010;
- [90] E. Sili, F. Koliatene, J.P. Cambronne, Pressure and temperature effects on the paschen curve, *Annual Report - Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP 6232695*, pp. 464-467, 2011
- [91] W. Hauschild, W. Mosch: *Statistical Techniques for High-Voltage Engineering*, Peter Peregrinus Ltd, 1992;

- [92] E. Sili, J.-P. Cambronne, F. Koliatene, Temperature dependence of electrical breakdown mechanism on the left of the Paschen minimum, *IEEE Transactions on Plasma Science* 39 (11 PART 3), 6024478, pp. 3173-3179, 2011;
- [93] BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, OIML, Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, Geneva, Switzerland: International Organization for Standardization, 1995;
- [94] K. Stanković, Influence of the plain-parallel electrode surface dimensions on the type a measurement uncertainty of gm counter, *Nucl. Technol. Radiat.*, Vol. 26, No. 1, pp. 39-44, 2011;
- [95] E. Popp, Incidence of overvoltage due to the effects of lightning on communication cables and open-wire lines, Siemens telecom report, vol. 1, 1978;
- [96] H. Koga, T. Motomitsu, M. Taguchi, Lightningsurge waves induced in transmission lines, *Review of the electrical communication laboratories*, Vol. 29, 7-8, 1981;
- [97] Y. Ishida, Induced lightning surges in paired telephone cables, *Rev. of ECL*, Vol 20, 1972;
- [98] H. Kurosawa, Y. Terasaki, K. Hiraoka, Surge protective devices, *Rev. of ECL*, Vol. 29. 7-8, 1981;
- [99] B. Lončar, P. Osmokrović, A. Vasić, R. Šašić, Influence of electrode materials and the manner of electrode surface processing on gas-filled surge arresters relevant characteristics 25th International Conference on Microelectronics, MIEL 2006 – Proceedings, 1651036, pp. 631-634, 2006;
- [100] N.T. Nestic, M.M. Pejovic, M.M. Pejovic, E.N. Zivanovic, The influence of additional electrons on memory effect in nitrogen at low pressures, *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (9), 095203, 2011
- [101] M. M. Pejovic, K. Stanković, Experimental Investigation of Breakdown Voltage and Electrical Breakdown Time Delay of Commercial Gas Discharge Tubes, *Journal: Japanese Journal of Applied Physics* , vol. 50, 2011;

- [102] N. T. Nesic, G. S. Ristic, J. P. Karamarkovic, M. M. Pejovic, Modelling of time delay of electrical breakdown for nitrogen-filled tubes at pressures of 6.6 and 13.3 mbar in the increase region of the memory curve, *Journal of Physics D-applied Physics*, vol. 41, 2008;
- [103] M. M. Pejovic, M. M. Pejovic, Investigations of breakdown voltage and time delay of gas-filled surge arresters, *Journal of Physics D-applied Physics*, vol. 39, no. 20, pp. 018-4422, 2006;
- [104] G. Meng, Y. Cheng, C. Dong, K.Wu, Prebreakdown investigations of vacuum discharge between nano gaps, *Proceedings of the International Symposium on Electrical Insulating Materials 6870807*, pp. 417-420, 2014;
- [105] L. Kirkup, R. B. Frenkel, *An Introduction to Uncertainty in Measurement, Using the GUM*, Cambridge University Press, 2006;

BIOGRAFIJA

Mališa Alimpijević rođen je 23.12.1968. godine u Despotovcu. Osnovnu školu je završio u Despotovcu, zajedničke osnove srednjeg usmerenog obrazovanja, takođe u Despotovcu, a treći i četvrti razred srednje škole matematičko-tehničke struke, zanimanje matematičko-tehnički saradnik u Jagodini.

Na Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu upisan je na profil Elektroenergetski sistemi školske 1988/89 godine, nakon odsluženog vojnog roka. Diplomirao je 1994. godine, sa prosečnom ocenom 8,07, odbranivši diplomski rad pod naslovom "Sistem daljinskog upravljanja na području MRC-a Kruševac".

Na istom fakultetu upisao je školske 1994/95 godine magistarske studije na smeru Elektroenergetski postrojenja i oprema koje je završio sa prosečnom ocenom 9,33 odbranivši magistarski rad dana 19.04.2013. godine pod nazivom "Stohastička svojstva slučajne promenljive probojni napon vakuuma".

Od 1996. godine, zaposlen je u EPS "Elektrosrbija" Kraljevo, ED Čuprija. Trenutno radi u ODS "EPS Distribucija" d.o.o. Beogradogranak Jagodina, na radnom mestu rukovodilac za planiranje i investicije. Posедуje licence odgovornog projektanta i odgovornog izvođača radova za elektroenergetske instalacije niskog i srednjeg napona.

Mr Mališa Alimpijević je koautor 17 radova (prvopotpisan je na 4 rada). Od toga su dva rada objavljena u istaknutim međunarodnim časopisima (M22), tri rada u međunarodnim časopisima (M23), tri rada saopštenja na međunarodnim naučnim skupovima štampana u celini (M33), jedan rad u domaćem naučnom časopisu (M53) i osam saopštenja na domaćim naučnim skupovima, štampana u celini (M63). Autor takođe ima jedan uslovno prihvaćen rad (accepted for publication with minor revisions) u časopisu, pod naslovom Influence of Current Reflections from the Ground on Corona Sheath Dynamics during the Return Stroke, autora M.Tausanovic, M. Ignjatovic, J.Cvetic, F.Heidler, M.Alimpijevic, D.Pavlovic, Electric Power System Research 2015 (EPSR-D-15-01612), kategorije M21 (IF 2.234). Dobitnik je i nagrade za najzapaženiji rad na Komiteta D1 CIGRE Srbije na 32. savetovanju održanom na Zlatiboru 17.-21. maja 2015. godine.

Prilog 1.

Izjava o autorstvu

Potpisani Mališa Alimpijević

broj indeksa

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

"Uticaj ekvivalentne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona na proboj gasova pri malim vrednostima pritiska i međuelektrodnog rastojanja"

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada,
- da predložena disertacija u celini ni u delovima nije bila predložena za dobijanje bilo koje diplome prema studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova,
- da su rezultati korektno navedeni i
- da nisam kršio/la autorska prava i koristio intelektualnu svojinu drugih lica.

Potpis doktoranda

U Beogradu, 10.12.2015. godine

Prilog 2.

**Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije
doktorskog rada**

Ime i prezime autora: Mališa Alimpijević

Broj indeksa

Studijski program

Naslov rada "Uticaj ekvivalentne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona na proboj gasova pri malim vrednostima pritiska i međuelektrodnog rastojanja"

Mentor dr Jovan Cvetić, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta Univerziteta u Beogradu

Potpisani Mališa Alimpijević

Izjavljujem da je štampana verzija mog doktorskog rada istovetna elektronskoj verziji koju sam predao/la za objavljivanje na portalu **Digitalnog repozitorijuma Univerziteta u Beogradu**.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci vezani za dobijanje akademskog zvanja doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada.

Ovi lični podaci mogu se objaviti na mrežnim stranicama digitalne biblioteke, u elektronskom katalogu i u publikacijama Univerziteta u Beogradu.

Potpis doktoranda

U Beogradu, 10.12.2015. godine

Prilog 3.

Izjava o korišćenju

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Svetozar Marković“ da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu unese moju doktorsku disertaciju pod naslovom:

"Uticaj ekvivalentne temperature Maksvelovog spektra gasa slobodnih elektrona na proboj gasova pri malim vrednostima pritiska i međuelektrodnog rastojanja"

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim priložima predao/la sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju pohranjenu u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlučio/la.

1. Autorstvo
2. Autorstvo - nekomercijalno
3. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerade
4. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima
5. Autorstvo – bez prerade
6. Autorstvo – deliti pod istim uslovima

Potpis doktoranda

U Beogradu, 10.12.2015. godine